به نام خدا

مقاله نامه

چهاردهمین کنفرانس

فیزیک ذرات و میدان ها

دانشگاه شیراز

۲۵ و ۲۶ بهمن ماه ۱۴۰۲

Proceeding of

The 14th Conference on Particle physics and Fields

Shiraz university

February 14th,15th 2024

کد اختصاصی کنفرانس در پایگاه استنادی علوم جهان اسلام:

۰۲۲۳۱–۱۵۸۸۷

چهاردهمین کنفرانس فیزیک ذرات و میدان ها

۲۵ و ۲۶ بهمن

دانشگاه شیراز

کمیته علمی:

کاظم بی تقصیر فدافن (دبیرعلمی)
دانشگاه صنعتی شاهرود

عادل رضایی اقدم
دانشگاه شهید مدنی آذربایجان

مریم زینلی
دانشگاه صنعتی شریف

یاسمن فرزان
پژوهشگاه دانش های بنیادی

محمدرضا محمدی مظفر
دانشگاه گیلان

ابوالفضل میرجلیلی
دانشگاه یزد

مجید هاشمی
دانشگاه شیراز

کمیته اجرایی:

منصور حقیقت
رضا خسروی (دبیراجرایی)
سید محمد زبرجد

ثبت نام و ارسال مقاله:
www.psi.ir/f/particles14

آخرین مهلت ثبت نام:
۱ بهمن ۱۴۰۲

آخرین مهلت ارسال مقاله:
۱۰ آذر ۱۴۰۲

نشانه کمیته اجرایی: شیراز، بلوار جمهوری اسلامی ، ساختمان مدیریت دانشگاه شیراز. ۰۷۱۳۶۱۳۷۰۲۱

نشانه کمیته علمی: تهران، خیابان کارگر شمالی، روبروی خیابان 19 ، دانشکده فیزیک دانشگاه تهران، ساختمان خیام، اتاق G02 دفتر انجمن فیزیک ایران. ۰۲۱۶۶۹۰۵۲۴۷ ۰۲۱۸۸۲۲۵۶۹۳

فهرست

۱۶	وابستگی دمایی شعاع پروتونی و نوترونی ایزوتوپ های 120,126,130Sn در مدل میدان میانگین نسبیتی با پارامترهای گاف زوجیت محاسبه شده در BCS و مدل اصلاح شده گینزبرگ-لاندائو	بامداد یغمایی	۴۳
۱۷	قید های LHC بر روی ماده تاریک برداری	روزبه روزبهی	۴۷
۱۸	روش بازبهنجارش جداسازی نقاط در نظریه میدان در فضای خمیده: کاربردی موفق از Wick rotationدر اثر کازیمیر	برزو نظری	۵۱
۱۹	محاسبه ثابت جفت شدگی $\boldsymbol{\Lambda s B b \Lambda g}$ با استفاده از نسبت انشعابی واپاشی $\boldsymbol{\bar{s}}$ $\boldsymbol{0 \to K\Lambda p}$-	شیما رفیع بخش	۵۵
بخش ارائه های پوستر ها			
۲۰	جستجو برای ذرات شبه اکسیونی در برخورد دهنده میونی	سارا خطیبی حنانه سادات مدیرزاده	۵۹
۲۱	مطالعه تولید پنتاکوارک کاملاً سنگین در فرایند نابودی زوج در پایین ترین مرتبه اختلال	سید محمد موسوی نژاد ریحانه فراشائیان	۶۳
۲۲	تولید جفت بوزون هیگز سنگین خنثی مدل 2HDM در انرژی های مختلف CLIC	مجید هاشمی ماریه مولانائی	۶۷
۲۳	مقید سازی فیزیک جدید با مطالعه تولید کوارک تاپ منفرد	سعید پاک طینت مهدی آباد مریم رکن آبادی	۷۱
۲۴	برهمکنش $\Lambda - c\ K\, pD + s$ در کانال جفت شده در کوانتوم کرومودینامیک شبکه ای	فیصل اطمینان	۷۵
۲۵	تعیین پارامتر ناجابجایی در فرایند تولید هادرون از نابودی زوج	سید محمد موسوی نژاد وحید اکرامی نسب	۷۹
۲۶	محاسبه نرخ واپاشی نیمه لپتونی باریون های سنگین باتم به چارم	سید محمد موسوی نژاد وحید اکرامی نسب آیدا آرمات	۸۳
۲۷	واپاشی ذره هیگز به سه ذره بوزون	منصور حقیقت فرشته آذری	۸۷
۲۸	مطالعه نسبت انشعابی واپاشی های $B0s \to \chi c1(3872)\pi+\pi$ - و $B0s \to \psi(2S)\pi+\pi$-	بهنام محمدی الناز امیرخانلو	۹۰
۲۹	بررسی نظریه میدان های مؤثر در تولید یک فوتون به همراه دو جت از طریق برهمکنش الکتروضعیف در برخورد دو پروتون در انرژی مرکز جرم ۱۳ترا الکترون ولت	محمد مهدی حاجی مقصود حامد بخشیان سهی	۹۴
۳۰	تعیین تابع ساختار قطبیده نوکلئونی با استفاده از تبدیل لاپلاس	ابوالفضل میرجلیلی شاهین آتشبار تهرانی	۹۸
۳۱	مطالعه نظام مند ساختار لایه ای ایزوتوپ های زوج زوج اکسیژن توسط کد اکسبش	مرضیه یوسفی تازیک سعید محمدی محسن کوهستانی	۱۰۲
۳۲	ساختار ستاره کوارکی در گرانش نرده ای تانسوری	زینب رضایی مینا مهرآیین نزدیک	۱۰۷

۳۳	اثر نوترینوهای کیهانی، ابرنواختری و استریل بر معمای کایرال حیات	سروش شاکری امیر مسعود جنت	۱۱۱
۳۴	مطالعه پوسته ستاره های نوترونی با تمام نگاری	کاظم بی تقصیر فدافن سید علی اصغر علوی میترا فرهبد نیا	۱۱۵
۳۵	امواج گرانشی در یک مدل ماده تاریک دو مؤلفه ای	احمد محمد نژاد سید یاسر ایازی مجتبی حسینی	۱۱۹
۳۶	درجه آزادی پیمانه ای برای دستگاه دو ذره ای کارول	مهدی دهقانی	۱۲۳
۳۷	بررسی ناهنجاری جرم بوزون W از طریق معرفی بخش تاریک غیرآبلی	سارا خطیبی شیما اسلوب	۱۲۷
۳۸	پتانسیل موثر در پیچیدگی معادل همه چیز برای سیاه چاله های با میدان اکسیونی	حسین محمد زاده حسین بابایی خدیجه فرضی زاده عاقل	۱۳۱
۳۹	توابع توزیع پارتونی انتگرال گیری نشده و سطح مقطع کاهش یافته	مجید مدرس زهرا بدیعیان باغ سیاهی	۱۳۵
۴۰	چگالی بازمانده ماده تاریک نوترینوی استریل	سروش شاکری فاطمه حیدری سیچانی	۱۳۹
۴۱	رهیافت تازهای به عدد چرن-سایمونز اسفیلرون بر مبنای مسئله ی CP قوی	سیامک سادات گوشه پویک اسلامبولچی مقدم	۱۴۳
۴۲	اثر هسته ای و تابع ساختار نوکلئونی غیریکتا در پراکندگی نوترینو-نوکلئون	ابوالفضل میرجلیلی مرضیه اکبری	۱۴۷
۴۳	بررسی ممان های توابع توزیع کوارک های ظرفیتی پایون	سیمرا شعیبی مرضیه متقی زاده فاطمه تقوی شهری اکرم غفاریان عیدگاهی مقدم	۱۵۱
۴۴	بررسی قیدهای مشاهدات غیرمستقیم ماده تاریک بر مدل دوتایی بی اثر	علیرضا صفری شهو عبدالسلام	۱۵۵
۴۵	تخمین نسبت شاخه ای واپاشی $B D D s s 0 * \rightarrow - +$	مهدی لطفی زاده بهنام محمدی سمیه خداداد	۱۵۹
۴۶	مطالعه نظریه تابعی چگالی نسبیتی با تأکید بر مدل جفت شدگی نقطه ای	علیرضا چناقلو سهراب آقایی	۱۶۳
۴۷	محاسبه ثابت پیوندی با استفاده از متغیر شکل رویداد	محمد ابراهیم زمردیان ریحانه صالح مقدم هانیه خاکشور	۱۶۷

مروری بر آخرین نتایج تحقیقات سرن و آزمایش سی ام اس

شیرین چنارانی
پژوهشگاه دانشهای بنیادی ، پژوهشکده ذرات و شتابگر

چکیده

برخورد دهنده بزرگ هادرونی LHC بزرگترین و پر انرژی ترین شتابدهنده ذرات جهان است که در آن پرتوهای پروتونی با انرژی مرکز جرم بالغ بر ۱۳ ترا الکترون ولت به هم برخورد می کنند. این برخورد دهنده پس از ۳ سال تعطیلی در تاریخ ۲۲ اوریل ۲۰۲۲ مجددا راه اندازی شد وبا بروزرسانی‌های انجام‌شده در طول عدم فعالیت و خاموشی برنامه‌ریزی شده انرژی پرتوهای پروتون از ۶.۵ ترا الکترون ولت به ۶.۸ ترا الکترون ولت افزایش یافت. پرتوهای پروتون فشرده تر و پر انرژی تر احتمال ایجاد ذرات سنگین تر و ناشناخته تر را افزایش می دهند. فیزیکدانان با تحلیل انبوه داده های حاصل از برخورد و به کارگیری روشهای جدید یادگیری ماشین Machine learning به دنبال کسب اطلاعات بیشتر و اندازه گیریهای دقیق تر در مورد بوزون هیگز و دیگر ذرات کشف شده مدل استاندارد هستند. ازدیگر اهداف مهمLHC جستجوی فیزیک ماورای مدل استاندارد وبررسی نتایج غیرعادی که با نظریه مدل استاندارد مطابقت ندارد می باشد. ارتقای LHC و دریافت داده های بیشتر به فیزیکدانان درتوضیح این نابهنجاریها کمک می کند اما اگر این نابهنجاریها در اثر نوسانات و برحسب اتفاق رخ داده باشند داده های بیشتر باعث حذف این نشانه ها خواهد شد. ما در این سخنرانی مروری مختصر بر نتایج اخیر برخورد دهنده بزرگ هادرونی و ازمایش سی ام اس خواهیم داشت و همچنین برنامه های بلند مدت وپیش رو را برای ارتقا و داده گیری HL_LHC مرور خواهیم کرد.

Overview of the latest research results from CERN and the CMS experiment

Shirin Chenarani
School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM)

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) is the world's largest and most powerful particle accelerator where two protons collide at the center-of-mass energy of ~13TeV. With the upgrades implemented during the planned shutdown, the energy of the LHC's proton beams increased from 6.5 TeV to 6.8 TeV, increasing the probability of creating heavier and more unknown particles. Particle physicists can obtain more information and more precise measurements of the Higgs bosons and other discovered particles of the standard model by using large amounts of data from the LHC and new machine-learning methods. Another important goal of the LHC is the search for new physics beyond the Standard Model, and study some anomalous results. The upgrade of the LHC and more data will help to explain the observed anomalies, but if these anomalies occur due to fluctuations and by chance, more data will remove their signs.
In this talk, I will give a brief overview of the recent results of the Large Hadron Collider and the CMS experiment, and I will also review the long-term plans for the development and acquisition of HL_LHC.

سهم کوارک افسون در پروتون: یک محاسبه ی تحلیلی

علمائی، علیرضا[۱]؛ عزیزی، کاظم[۲] ؛ رستمی، سعیده[۲]

[۱] *گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه جهرم، جهرم*

[۲] *دانشکده فیزیک دانشگاه تهران ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران*

چکیده

به طور کلی، پروتون به عنوان یکی از اجزاء اصلی هسته، از یک کوارک پایین و دو کوارک بالا تشکیل شده است که توسط گلوئون‌ها به هم متصل شده‌اند و به وسیله‌ی کرومودینامیک کوانتومی (QCD) توصیف می‌شود. در این دیدگاه، کوارک‌های سنگین سهمی در تابع موج اولیه پروتون ندارند. کوارک‌های سنگین به عنوان نتیجه ای از واپاشی گلوئون‌ها و به صورت اختلالی در پروتون به وجود می‌آیند و احتمال آن به طور تدریجی با افزایش Q^2 افزایش می‌یابد (کوارک‌های سنگین خارجی). علاوه بر این، وجود غیراختلالی کوارک‌های افسون ذاتی در پروتون نیز توسط QCD پیش‌بینی شده است. در این تصویر، کوارک‌های سنگین نیز در تابع موج پروتون وجود دارند. در واقع، تابع موج دارای یک ساختار پنج کوارکی |uudcc¯⟩ به علاوه‌ی حالت مقید سه کوارکی |uud⟩ است. تا کنون، پژوهش¬های زیادی برای تأیید یا رد این سهم اضافی انجام شده است. یکی از مطالعات اخیر توسط گروه NNPDF انجام شده است. آنها وجود یک سهم کوارک افسون ذاتی را تا سطح ۳ انحراف معیار در پروتون از طریق اندازه‌گیری تابع ساختار تأیید کرده‌اند. بیشتر مطالعات برای محاسبه سهم کوارک افسون ذاتی تاکنون بر اساس تجزیه و تحلیل سرتاسری داده‌های تجربی انجام شده است. در این مقاله، ما برای اولین بار این سهم را به وسیله روش‌های قانون جمع QCD مستقیماً محاسبه کرده و سهم مؤلفه |uudcc¯⟩ در پروتون را در حدود (۱.۳۶±۰.۶۷)٪ بدست آوردیم.

Charm content of proton: An analytic calculation

Olamaei, Alireza[1]; Azizi, Kazem[2] ; Rostami, Saeedeh[2]

[1] *Department of Physics, Jahrom University, Jahrom,*
[2] *Department of Physics, University of Tehran, Tehran*

Abstract

According to general understanding, the proton as one of the main ingredients of the nucleus is composed of one down and two up quarks bound together by gluons, described by Quantum Chromodynamics (QCD). In this view, heavy quarks do not contribute to the primary wave function of the proton. Heavy quarks arise in the proton perturbatively by gluon splitting and the probability gradually increases as Q2 increases (extrinsic heavy quarks). In addition, the existence of non-perturbative intrinsic charm quarks in the proton has also been predicted by QCD. In this picture, the heavy quarks also exist in the proton's wave function. In fact, the wave function has a five-quark structure |uudcc¯⟩ in addition to the three-quark bound state |uud⟩. So far, many studies have been done to confirm or reject this additional component. One of the recent studies has been done by the NNPDF collaboration. They established the existence of an intrinsic charm component at the 3-standard-deviation level in the proton from the structure function measurements. Most of the studies performed to calculate the contribution of the intrinsic charm so far have been based on the global analyses of the experimental data. In this article, for the first time we directly calculate this contribution by using QCD sum rules. We estimate a xcc¯=(1.36±0.67)% contribution for the |uudcc¯⟩ component of the proton.

کاوشِ بخش تاریک عالم

سروش شاکری

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

علی‌رغم تلاش‌های گسترده انجام شده در سه دهه گذشته، ماهیت حقیقی ماده تاریک که بیش از ۸۵ درصد ماده عالم را تشکیل می‌دهد، همچنان ناشناخته باقی‌مانده است. در حال حاضر کاندیدهای ذره‌ای متعددی برای ماده تاریک از جمله ذرات سنگین با برهم‌کنش ضعیف، اکسیون‌ها و نوترینوهای استریل وجود دارد. تحقیقات برای آشکارسازی این ذرات اخیرا منجربه طراحی آزمایش‌های امیدبخشی شده است، که از آزمایش‌های بسیار دقیق رومیزی تا آشکارسازهای امواج‌گرانشی و کاوش‌های اخترفیزیکی را شامل می‌شوند. از یک سو آزمایش‌های زمینی به منظور یافتن نشانه‌ای از هاله ماده تاریک در اطراف زمین در حال فعالیت می‌باشند. از سوی دیگر امکان انباشت مقدار قابل توجهی از ماده تاریک در اطراف اجرام اخترفیزیکی فشرده نظیر ستاره‌های نوترونی و سیاه‌چاله‌ها از طریق سناریوهای متعدد، فرصت منحصر به فردی را برای کاوش طبیعت ماده تاریک فراهم کرده است. در این سخنرانی، به مرور نتایج اخیرمان در جستجوی ماده تاریک از آزمایشگاه‌های زمینی تا محیط‌های اخترفیزیکی خواهیم پرداخت.

Probing the Dark Side of the Universe

Soroush Shakeri[1]

[1] Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract

Despite enormous efforts that have been made over the past three decades, the true nature of dark matter (DM) which makes up 85% of the matter in the universe remains unknown. Currently there are several motivated particle candidates for DM such as Weakly Interacting Massive Particles, axions, sterile neutrinos, etc. Research into the detectability of these particles has recently revealed a vast numbers of promising experimental designs ranging from high-precision table-top experiments to incorporating astronomical surveys and Gravitational Wave detectors. On one hand the terrestrial experiments have been operating during the years in order to find a direct signal of the local DM halo around the earth. On the other hand, a sizable amount of DM can be developed near compact astrophysical objects such as neutron stars and blackholes through different accumulation scenarios which can be served as a unique opportunity to indirectly probe the nature of DM. In this talk, we will review our recent results in DM searches from ground based experiments to astrophysical environments.

تحول زمانی درهمتنیدگی در نظریه میدان‌های کوانتمی از دیدگاه کاربردی

علی ملاباشی

پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

چکیده

ابزارهای نظری جهت مطالعه‌ی ساختارهای درهمتنیدگی در نظریه میدان‌های کوانتمی در دو دهه گذشته مورد مطالعه‌ی گسترده‌ای قرار گرفته است. به کمک این ابزارها که عمدتا در چارچوب نظریه میدان‌های آزاد و نظریه میدان‌های منسجم (CFT) توسعه یافته است، رفتارهای عمومی متعددی، از جمله الگوی عمومی برای تحول زمانی درهمتنیدگی کشف شده است. در گسترش این ابزارهای نظری، به‌صورت طبیعی، رویکرد کاربردی بسیار کمرنگ بوده است. در این سخنرانی، تحول زمانی درهمتنیدگی در نظریه میدان‌های منسجم آزاد و آشوبناک با عینک کاربردی مورد تحلیل قرار خواهد گرفت و یک مدار کوانتمی، با قابلیت پیاده‌سازی تجربی، برای مطالعه‌ی تحول زمانی درهمتنیدگی در این خانواده از نظریه‌ها معرفی خواهد شد. به‌عنوان یکی از نتایج جانبی این دیدگاه، وجود درهمتنیدگی محبوس در تحول زمانی سامانه‌های آشوبناک (مثل سیاه‌چاله‌های در حال تبخیر) مورد بحث قرار خواهد گرفت.

Time Evolution of Entanglement in QFT: An Operational Viewpoint

Ali Mollabashi

School of Physics, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran

Abstract

In the last two decades, theoretical tools have been developed to study entanglement structures in quantum field theories. Most of these tools have been developed for free theories as well as conformal field theories (CFTs). Such methods have uncovered various universal behaviors, such as universalities during the time evolution of entanglement. With no surprise, such methods do not care much about operational concerns. In this talk, I will take an operational-oriented look at the time evolution of entanglement in free and chaotic CFTs. I will introduce an implementable quantum circuit that recovers the universal dynamical behaviors of entanglement measures in such theories. As a byproduct, I will address the existence of bound entanglement during the evolution of chaotic systems (such as evaporating black holes).

مدل‌های سیگمای پواسون-لی T-دوگان با هندسه‌های تورستون اقلیدسی

علی اقبالی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران

چکیده

در این کار، ما هندسه‌های تورستون را از دیدگاه دوگانگی-T پواسون-لی بررسی می‌کنیم. ابتدا، زیرجبرهای لی از بردارهای کلینگ مربوط به هندسه‌های تورستون را محاسبه می‌کنیم، به‌طوری که اثر زیرگروه‌های آیزومتری مربوط به این جبرها روی خمینه‌ی هندسه‌های تورستون آزاد و متعدی می‌باشد. نشان داده می‌شود که زیرجبرهای لی آیزومتری سه-بعدی با تعدادی از جبرهای لی از نوع بیانکی یکریخت هستند. زیرگروه‌های ایزومتری از متریک هندسه‌ها به عنوان اولین زیرگروه از دوتایی درینفلد در نظر گرفته می‌شوند. به منظور برآورد کردن شرط دوگان‌پذیری، زیرگروه دوم از دوتایی درینفلد، آبلی در نظر گرفته می‌شود. بر این اساس، با استفاده از رهیافت دوگانگی-T پواسون-لی، ما همه دوگان‌های فضای هدف غیرآبلی از این هندسه‌ها را در غیاب میدان تانسوری B به دست می‌آوریم، به طوری که در این راستا، همه هندسه‌های دوگان میدان B را دربرمی‌گیرند.

واژه های کلیدی: *مدل سیگما، دوگانگی ریسمان، هندسه تورستون، دوتایی درینفلد.*

Poisson-Lie T-dual sigma models with Euclidean Thurston geometries

Eghbali, Ali

Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz, Iran

Abstract

In this work we proceed to investigate the Thurston geometries from the point of view of their Poisson-Lie T dualizability. First of all, we find all sub-algebras of Killing vectors that generate group of isometries acting freely and transitively on the three-dimensional manifolds, where the Thurston metrics are defined. It is shown that three-dimensional isometry sub-algebras are isomorphic to some of the Bianchi algebras. The isometry subgroups of the metrics can be taken as one of the subgroups of the Drinfeld double. In order to satisfy the dualizability conditions the other subgroup must be chosen Abelian. Accordingly, we find the non-Abelian target space duals of these geometries via Poisson-Lie T-duality approach in the absence of B-field, in such a way that the dual geometries include B-field.

Keywords: *Sigma model, String duality, Thurston geometry, Drinfeld double.*

PACS No. (2,11)

مقدمه

در ریاضیات فرض هندسی تورستون بیان می‌کند که هر کدام از فضاهای توپولوژی سه-بعدی یک ساختار هندسی منحصر به فرد دارند که به آن فضا نسبت داده می‌شود. فرض پیشنهاد شده تورستون بیان می‌کند که هر خمینه‌ی سه-بعدی در یک روش کانونیک یکی از هشت ساختار هندسی می‌باشد. یک هندسه مدل سه-بعدی $\mathcal{M}$ برای فرض هندسی تورستون مناسب بود اگر حداقل یک خمینه‌ی فشرده با یک ساختار هندسی طوری موجود باشد که روی $\mathcal{M}$ مدل‌بندی شده باشد. تورستون هشت هندسه‌ی مدل را طوری طبقه‌بندی کرد که شرایط ذکر شده در بالا را برآورده می‌کردند. این هندسه‌ها به صورت $E^1\times S^2,\ E^1\times H^2,\ S^3, H^3, E^3$، Sol، Nil و SL(2,R) نمایش داده می‌شوند [۱-۳]. اخیرا، هندسه‌های تورستون در نظریه‌های گرانشی مورد توجه قرار گرفته‌اند. نشان داده شده است که گرانش جرم‌دار سه-بعدی حاوی جواب‌های خلا با هندسه‌های تورستون است که به صورت سه-خمینه‌های جالبی با توپولوژی مشخص دارای تجزیه کانونیک به هشت خمینه با تقارن‌های ماکسیمال ظاهر شده‌اند [٤]. به علاوه این هندسه‌ها در مدل‌های کیهان‌شناسی فضایی چهار-بعدی نیز مورد استفاده قرار گرفته‌اند [٥]. قابل توجه است که کارهای اولیه در مورد این هندسه‌ها به عنوان پیکربندی‌های گرانشی اقلیدسی از نظریه ریسمان می‌آید [٦]. در تقارن دوگانگی در نظریه ریسمان به عنوان یکی از مهمترین تقارن‌ها در این نظریه [٧]، تبدیل دوگانگی روی فضای هدف، دو مدل سیگما را که فضاهای هدف آن‌ها از لحاظ هندسی کاملا متفاوت است را به هم ربط می‌دهد، به‌طوری که این دو مدل از لحاظ فیزیکی معادل می‌شوند. تبدیلات دوگانگی-T آبلی در مدل‌های سیگما توسط بوشر در رساله دکتری‌اش مطرح شدند [٨]. بوشر در رساله خود احتمال تعمیم تبدیلات دوگانگی آبلی به غیرآبلی را نیز پیش‌بینی کرده بود، تا این که دلاوسا و کویویدو [٩] تعمیم به حالت غیرآبلی را به شیوه‌ی مشخصی انجام دادند که در این مورد مشکل بازگشت‌پذیری به مدل اصلی وجود داشت. بعدها کلیمچیک و سورا [١١،١٠] با معرفی دوگانگی-T پواسون-لی راه حلی برای این مشکل پیدا کردند. آن‌ها

فرض کردند که برای داشتن تقارن دوگانگی لازم نیست که دیگر فضای هدف دارای تقارن ایزومتری باشد، بلکه کافیست که جریان نوتری مربوط به اثر آزاد یک گروه لی G روی خمینه هدف $\mathcal{M}$ انتگرال پذیر باشد. در ادامه به طور مختصر دوگانگی–T پواسون–لی روی خمینه‌ها، به‌ویژه روی گروه‌های لی مرور می‌شوند. سپس با استفاده از این رهیافت، فضاهای دوگان غیر آبلی مربوط به هندسه‌های تورستون را به دست می‌آوریم.

مدل‌های سیگمای پواسون–لی T–دوگان روی گروه‌های لی

کنش مدل سیگمای غیرخطی دو–بعدی را با متریک $G_{\mu\nu}(x)$ و میدان تانسوری پادمتقارن $B_{\mu\nu}(x)$ به صورت زیر در نظر بگیرید:

$$S=\frac{1}{2}\int_{\Sigma} d\sigma^{+}d\sigma^{-}\ \varepsilon_{\mu\nu}(x)\,\partial_{+}x^{\mu}\partial_{-}x^{\nu} \qquad (۱)$$
$$=\frac{1}{2}\int_{\Sigma} d\sigma^{+}d\sigma^{-}[G_{\mu\nu}(x)+B_{\mu\nu}(x)]\partial_{+}x^{\mu}\partial_{-}x^{\nu},$$

که در آن $\sigma^{\pm}$ مختصات‌های مخروط نوری نامیده می‌شوند که بر حسب مختصات‌های جهان‌رویه Σ به صورت $\sigma^{\pm}=(\tau\pm\sigma)/\sqrt{2}$ تعریف می‌شوند و x^{μ}ها، ($\mu=1,...,d$)، مختصات‌های خمینه $\mathcal{M}$ می‌باشند که جهان رویه در آن غوطه‌ور است. حال فرض کنید که یک گروه لی G به طور آزاد [۱۲] روی خمینه $\mathcal{M}$ اثر می‌کند. در آن صورت می‌توان به این اثر یک–فرم‌های جریان نوتری مربوطه به جهان رویه را نسبت داد. برای بررسی تقارن پواسون–لی در مدل سیگمای (۱)، تغییرات کنش را که از اثر گروه لی G روی خمینه $\mathcal{M}$ ناشی می‌شود، تحت تبدیل

$$x^{\mu}\rightarrow x^{\mu}+\epsilon^{a}(\sigma^{+},\sigma^{-})\ V_{a}{}^{\mu} \qquad (۲)$$

بررسی می‌کنیم، که در آن $\epsilon^{a}(\sigma^{+},\sigma^{-})$ها پارامترهای بینهایت کوچک روی جهان رویه اند و $V_{a}{}^{\mu}$ها، مولفه‌های میدان‌های برداری چپ ناوردا روی گروه لی G هستند که به صورت $V_{a}=V_{a}{}^{\mu}\ \partial/\partial x^{\mu}$ بیان می‌گردند. با وردش از کنش (۱) تحت تبدیل (۲) و سپس با کمی محاسبه جبری نتیجه‌گیری می‌شود که [۱۱،۱۰]

$$\delta S=\frac{1}{2}\int d^{2}\sigma\ \epsilon^{a}\ \mathcal{L}_{V_{a}}\varepsilon_{\mu\nu}\ \partial_{+}x^{\mu}\partial_{-}x^{\nu}-\frac{1}{2}\int d\epsilon^{a}\wedge *J_{a}, \qquad (۳)$$

که در آن $\mathcal{L}_{V_{a}}\varepsilon_{\mu\nu}$ و $*J_{a}$ به ترتیب مشتق لی از پس‌زمینه و ستاره هاج جریان نوتری را نمایش می‌دهند. سپس به شرطی که معادلات حرکت کنش (۱) برقرار باشند و یک–فرهای جریان نوتری $*J_{a}$ به جای بسته بودن از معادله موره–کارتان زیر تبعیت کنند

$$d*J_{a}=-\frac{1}{2}\tilde{f}^{bc}{}_{a}\ *J_{b}\wedge *J_{c}, \qquad (٤)$$

به این ترتیب برای صفر شدن وردش از کنش (۱)، بقای جریان‌های غیر جابجایی شرط زیر را روی ماتریس پس‌زمینه تحمیل می‌کند

$$\mathcal{L}_{V_{a}}\varepsilon_{\lambda\nu}\ =\tilde{f}^{bc}{}_{a}\ V_{b}{}^{\mu}V_{c}{}^{\rho}\varepsilon_{\lambda\rho}\varepsilon_{\mu\nu}, \qquad (۵)$$

که در آن $\tilde{f}^{bc}{}_{a}$ ثابت ساختار مربوط به جبر لی دوگان از گروه لی $\tilde{G}$ می‌باشد. مدل‌های سیگمایی که ماتریس پس‌زمینه شان در شرط (۵) صدق کند، گفته می‌شود دارای تقارن پواسون–لی هستند [۱۱،۱۰]. توجه داشته باشید که گروه‌های لی G و $\tilde{G}$ ساختار پواسون–لی دارند و جبرهای لی‌شان تشکیل دوجبر لی می‌دهند [۱۱،۱۰]. به منظور پیدا کردن ارتباط بین گروه‌های لی G و $\tilde{G}$ می‌توان از شرط انتگرال‌پذیری مشتق لی و همچنین فرمول (۵) شروع کرد. سپس نتیجه‌گیری می‌شود که

$$f^{c}{}_{ab}\tilde{f}^{de}{}_{c}=f^{d}{}_{ac}\tilde{f}^{ce}{}_{b}+f^{e}{}_{ac}\tilde{f}^{dc}{}_{b}+f^{d}{}_{cb}\tilde{f}^{ce}{}_{a}+f^{e}{}_{cb}\tilde{f}^{dc}{}_{a}, \qquad (٦)$$

رابطه بالا که ارتباط بین ثابت‌های ساختار جبرهای لی $\mathcal{G}$ و $\tilde{\mathcal{G}}$ را مشخص می‌کند اتحاد یاکوبی آمیخته نامیده می‌شود. انتظار می‌رود که مدل سیگمای دوگان هم ارزی برای (۱) نیز وجود داشته باشد، چون می‌توان نقش جبرهای لی $\mathcal{G}$ و $\tilde{\mathcal{G}}$ را در رابطه (٦) عوض کرد و سپس مدل سیگمای دوگانی روی خمینه‌ی هدف $\tilde{\mathcal{M}}$ با ماتریس پس‌زمینه $\tilde{\varepsilon}_{\mu\nu}$ در نظر گرفت که گروه لی $\tilde{G}$ روی آن به طور آزاد اثر می‌کند. در نهایت فرمول تقارن پواسون–لی برای مدل سیگمای دوگان مشابه با فرمول (۵) به‌دست خواهد آمد [۱۱،۱۰]. در ادامه، مدل‌های سیگمای پواسون–لی T–دوگان روی گروه‌های لی G و $\tilde{G}$ مورد مطالعه قرار می‌گیرند. در این مورد اثر گروه لی G روی خمینه‌ی هدف علاوه بر اثر آزاد، متعددی نیز خواهد بود [۱۲]، یعنی خمینه‌ی $\mathcal{M}$ همان گروه لی در نظر گرفته می‌شود. از عناصر مهم و ضروری درساختن مدل‌های سیگما روی گروه‌های لی G و $\tilde{G}$ دوتایی درینفلد است. دوتایی درینفلد D یک گروه لی است که جبر لی مربوطه‌اش، $\mathcal{D}$، به عنوان یک فضای برداری به جمع مستقیم دوتا زیر جبر لی $\mathcal{G}$ و $\tilde{\mathcal{G}}$ تجزیه می‌شود، به‌طوری که ضرب داخلی روی هر کدام از این زیرجبرها صفر می‌شود. توجه داشته باشید که ساختار مدل‌های سیگما روی گروه‌های لی در مقالات [۱۰] و [۱۱] با جزییات کامل بحث شده است. مدل سیگمای اصلی با یک فضای هدف در گروه لی G با کنش زیر تعریف می‌شود:

$$S=\frac{1}{2}\int_{\Sigma} d\sigma^{+}d\sigma^{-}\ R_{+}^{a}R_{-}^{b}\ E_{ab}(g), \qquad (۷)$$

به‌طوری که $R_{\pm}^{a}$های تعریف شده به صورت $R_{\pm}^{a}=(\partial_{\pm}g\ g^{-1})^{a}$، مولفه‌های یک–فرم‌های ناوردای راست روی G هستند. ماتریس $E_{ab}(g)$ نیز به صورت $E(g)=(E_{0}^{-1}(e)+\Pi(g))^{-1}$ تعریف می‌شود، که در آن $E_{0}(e)$ ماتریس ثابت مدل سیگما نامیده می‌شود که در همسایگی عضو واحد گروه ($g=e$) تعریف می‌شود و $\Pi(g)$ تعریف شده از طریق روابط

$$g^{-1}\tilde{T}^{a}g=b^{ac}(g)T_{c}+(a^{-1})_{c}{}^{a}(g)\tilde{T}^{c},\quad \Pi(g)=b(g)\,a^{-1}(g). \qquad (۸)$$

ساختار پواسون روی گروه لی G نامیده می‌شود.

مدل سیگمای دیگری که پواسون–لی T–دوگان با مدل سیگمای (۷) می‌باشد، روی گروه لی دوگان $\tilde{G}$ به صورت زیر داده می‌شود

$$\tilde{S}=\frac{1}{2}\int_{\Sigma} d\sigma^{+}d\sigma^{-}\ \tilde{R}_{+a}\tilde{R}_{-b}\ \tilde{E}^{ab}(\tilde{g}), \qquad (۹)$$

که در آن $\tilde{R}_{\pm a}=(\partial_{\pm}\tilde{g}\ \tilde{g}^{-1})_{a}$ها، مولفه‌های یک–فرم‌های ناوردای راست روی گروه لی $\tilde{G}$ می‌باشند. ماتریس $\tilde{E}^{ab}(\tilde{g})$ نیز به صورت $\tilde{E}(\tilde{g})=(E_{0}(e)+\tilde{\Pi}(\tilde{g}))^{-1}$ تعریف می‌شود که در آن $\tilde{\Pi}(\tilde{g})$ ساختار پواسون روی $\tilde{G}$ می‌باشد که با تعویض کمیت‌های تیلدادار با بدون تیلدا مشابه با فرمول (۸) تعریف می‌شود.

دوگان‌های فضای هدف غیرآبلی مربوط به هندسه‌های تورستون اقلیدسی

در این بخش با استفاده از رهیافت دوگانگی-T پواسون-لی که در بخش قبلی مرور شد، دوگان‌های فضای هدف غیرآبلی مربوط به هندسه‌های تورستون اقلیدسی را به‌دست می‌آوریم. قبل از هر چیز، فرایند محاسبه را به طور مختصر شرح می‌دهیم: ابتدا بردارهای کلینگ متناظر با یک متریک تورستون داده شده را به عنوان تقارن ایزومتری متریک به‌دست می‌آوریم. در این روش بایستی تعداد بردارهای کلینک مستقل خطی از بُعد خمینه‌ی هندسه تورستون بزرگتر و یا مساوی باشد. جبرلی جاروب شده به‌وسیله بردارهای کلینگ متریک را مشخص می‌کنیم؛ سپس همه زیرجبرهای لی سه-بعدی (هم بعد با بعد خمینه) از جبر لی ایزومتری را به دست می‌آوریم. اثرات آزاد و متعددی زیرگروه‌های لی ایزومتری سه-بعدی را روی خمینه‌های تورستون بررسی می‌کنیم. تنها زیرگروه‌هایی که هر دو اثر آزاد و متعددی را دارند، به عنوان زیرگروه اول از دوتایی درینفلد در نظر گرفته می‌شوند. در رهیافت ما همیشه زیرگروه دوم آبلی در نظر گرفته می‌شود؛ در واقع در این جا با یک دوتایی درینفلد نیمه آبلی سروکار خواهیم داشت. از طریق میدان‌های برداری روی زیرگروه‌های ایزومتری، تبدیل مختصات بین زیرگروه و خمینه هندسه‌ی تورستون را به دست می‌آوریم. در این راستا، می‌توانیم مدل سیگمایی روی زیرگروه اول از دوتایی درینفلد بسازیم که متریک مدل تبدیل مختصات‌یافته متریک هندسه‌های تورستون است. با مشخص کردن ماتریس ثابت این مدل سیگما در همسایگی عضو واحد گروه می‌توان مدل سیگمای دوگان متناظر با متریک هندسه‌های تورستون را به‌دست آورد.

قبل از ساختن مدل‌ها لازم است که شکل بی‌نهایت کوچکی از اثر آزاد گروه لی Gروی خمینه‌ی$\mathcal{M}$را تعریف کنیم. در هر نقطه از خمینه‌ی $\mathcal{M}$ یک بردار $\xi = \alpha^a T_a$ از زیر جبر ایزومتری وجود دارد به‌طوری که اگر اثر آن بردار روی هر نقطه‌ی x^{μ} از $\mathcal{M}$ صفر شود، آن گاه خود بردار بایستی بردار صفر باشد. در واقع با در نظر گرفتن عضو گروه به صورت $g = e^{\xi}$، برای شکل بی‌نهایت کوچک می‌توان نشان داد که $\xi \circ x^{\mu} = 0$ و در نهایت نتیجه‌گیری می‌شود که $\alpha^a = 0$ [۱۳].

اثر متعددی گروه لی روی خمینه به این معنی است که برای هر دو نقطه دلخواه x^{μ} و x'^{μ} از خمینه، عضو غیر بدیهی $g \in G$چنان وجود داشته باشد که $g \circ x^{\mu} = x'^{\mu}$. به منظور داشتن درک بهتری از این تعریف، پایه‌های T_a جبر لی از گروه لی G را بر حسب بردارهای کلینگ k_a خمینه به صورت $T_a = B_a{}^b k_b = A_a{}^{\mu} \partial_{\mu}$ بسط می‌دهیم. استقلال خطی پایه‌های T_a ایجاب می‌کند که ماتریس $A_a{}^{\mu}$ معکوس‌پذیر باشد. با در نظر گرفتن عضو بی‌نهایت کوچک گروه، تنها شرط معکوس‌پذیری $A_a{}^{\mu}$ ایجاب می‌کند که $g \in G$ یک عضو غیر بدیهی از گروه باشد؛ بنابراین معکوس‌پذیری $A_a{}^{\mu}$ شرط متعددی بودن اثر گروه روی خمینه را به ما می‌دهد [۱۳]. در زیر دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون $E^1 \times H^2$ را به طور کامل شرح داده می‌شود؛ برای بقیه موارد نتایج نهایی گزارش داده می‌شوند.

۱- دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون $E^1 \times H^2$

متریک مربوط به هندسه‌ی تورستون $E^1 \times H^2$ به صورت زیر داده می‌شود [٤]

$$ds^2 = l^2 \left(dx^2 + dy^2 + \cosh^2 y \;\; \mathrm{dz}^2\right), \tag{۱۰}$$

که در آن l^2 مقدار ثابتی است. از حل معادله کلینگ $\mathcal{L}_{k_a} G_{\mu\nu} = 0$، می‌توان نشان داد که متریک بالا چهار بردار کلینگ مستقل خطی را به صورت زیر می‌پذیرد

$$k_1 = e^{-z} (\partial_y + \tanh y \, \partial_z), \qquad k_3 = \partial_z, \tag{۱۱}$$
$$k_2 = -e^{z} (\partial_y - \tanh y \, \partial_z), \qquad k_4 = \partial_x,$$

جبر لی جاروب شده به وسیله این بردارها چیزی جز جبر لی $gl(2,\Re)$ نیست که با روابط جابجایی زیر تعریف می‌شود

$$[k_1, k_2] = 2k_3, \quad [k_1, k_3] = k_1, \quad [k_3, k_2] = k_2, \; [k_4, .] = 0. \tag{۱۲}$$

تنها زیر جبرهای لی سه-بعدی از جبر لی بالا، جبرهای لی از نوع بایانکی IIIو $VIII$ هستند که پایه‌های آن‌ها بر حسب ترکیب خطی از بردارهای کلینگ (۱۱) به صورت زیر داده می‌شوند

$$III : Span\{T_1 = k_2 + k_3, \; T_2 = k_2, T_3 = k_4\}, \tag{۱۳}$$

$$VIII : Span\{T_1 = k_2, \;\; T_2 = k_1, \;\; T_3 = -k_3\}. \tag{۱٤}$$

با استفاده از بحث ذکر شده در بالا برای اثر آزاد و متعددی به سادگی می‌توان نشان داد که تنها اثر زیرگروه لی متناظر با جبربایانکی از نوع III روی خمینه‌ی هندسه $E^1 \times H^2$ آزاد و همچنین متعددی است. بر این اساس برای پیدا کردن فضای دوگان با این هندسه ابتدا تبدیل مختصات بین مختصات‌های زیرگروه III وخمینه‌ی هندسه $E^1 \times H^2$ را به دست می‌آوریم. ابتدا با انتخاب عضو گروه III به صورت $g = e^{x_2 T_2} e^{x_1 T_1} e^{x_3 T_3}$ یک-فرم‌های ناوردای چپ $L^a = (g^{-1} dg)^a$ به‌دست آورده می‌شوند، سپس با استفاده از این واقعیت که $V_a{}^{\mu} = (L_{\mu}{}^{a})^{-1}$ می‌باشد، میدان‌های برداری چپ‌ناوردا روی III به صورت زیر به‌دست می‌آیند

$$V_1 = \partial_{x_1}, \quad V_2 = e^{x_1} \partial_{x_2}, \quad V_3 = \partial_{x_3}. \tag{۱۵}$$

میدان‌های برداری به عنوان بردارهای مماسی می‌توانند نقش پایه‌های T_a را برای زیرجبر III ایفا کنند. بنابراین با استفاده از (۱۱)، (۱۳) و (۱۵) تبدیل بین مختصات‌ها به‌صورت زیر پیدا می‌شوند

$$x_1 = z + Ln(\cosh y), \quad x_2 = -(e^z \cosh y + \sinh y), \quad x_3 = x. \tag{۱٦}$$

با استفاده از تبدیل مختصات (۱٦) می‌توان متریک (۱۰) را بر حسب مختصات‌های گروه نوشت و در نهایت مدل سیگما روی III که متریک هندسه $E^1 \times H^2$ را تفسیر می کند، به صورت زیر درمی‌آید

$$S = \frac{l^2}{2} \int d^2\sigma \; [(1 + x_2{}^2) \partial_+ x_1 \partial_- x_1 + \partial_+ x_2 \partial_- x_2 + \partial_+ x_3 \partial_- x_3 \tag{۱۷}$$
$$- x_2 (\partial_+ x_1 \partial_- x_2 + \partial_+ x_2 \partial_- x_1)].$$

از مقایسه کنش بالا با کنش (۷)، ماتریس ثابت مدل سیگما به صورت $E_{0_{ab}}(e) = l^2 \delta_{ab}$نتیجه‌گیری می‌شود. با استفاده از این نتیجه و همچنیین با کمک از رابطه (۹) می‌توان مدل سیگمای دوگان را به دست آورد که متریک و میدان پادمتقارن $\tilde{B}_{\mu\nu}$ متناظرش به صورت زیر نتیجه می‌شوند

$$d\tilde{s}^2 = l^2 (l^4 + \tilde{x}_2{}^2)^{-1} (d\tilde{x}_1{}^2 + d\tilde{x}_2{}^2) + \; l^{-2} \mathrm{d}\tilde{x}_3{}^2, \tag{۱۸}$$
$$\tilde{B} = \tilde{x}_2 (l^4 + \tilde{x}_2{}^2)^{-1} d\tilde{x}_1 \wedge d\tilde{x}_2.$$

۲- دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون E^3

متریک هندسه‌ی تورستون E^3 به صورت زیر داده می‌شود [٤]

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + \mathrm{d}z^2. \qquad (۱۹)$$

این متریک شش بردار کلینگ مستقل خطی به صورت زیر دارد

$$k_1 = y\,\partial_x - x\,\partial_y, \quad k_2 = z\,\partial_x - x\,\partial_z, \quad k_3 = \partial_x, \qquad (۲۰)$$
$$k_4 = z\,\partial_y - y\,\partial_z, \quad k_5 = \partial_y, \quad k_6 = \partial_z.$$

تنها زیرجبرهای لی سه-بعدی از جبر لی تعریف شده به‌وسیله بردارهای کلینگ بالا، جبرهای لی از نوع بیانکی VII_0 و IX می‌باشند که تنها اثر زیرگروه لی متناظر با بیانکی VII_0 روی خمینه‌ی هندسه E^3 آزاد و متعددی می‌باشد. جبر لی VII_0 بر حسب بردارهای کلینگ بالا به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود

$$VII_0: \; Span\{T_1 = -\alpha_0 k_6,\; T_2 = \alpha_0 k_5,\; T_3 = k_3 + k_4\}, \qquad (۲۱)$$

که در آن α_0 مقدار ثابتی است. با استفاده از رهیافت دوگانگی ذکر شده در بخش قبلی، پس‌زمینه‌ی مدل سیگمای دوگان روی دوتایی درینفلد (VII_0, I) که فضای دوگان هندسه‌ی E^3 را تفسیر می‌کند، به صورت زیر به دست می‌آید

$$d\tilde{s}^2 = \alpha_0^{-2}\Delta^{-1}[(\alpha_0^2 + \tilde{x}_1^2)d\tilde{x}_1^2 + (\alpha_0^2 + \tilde{x}_2^2)d\tilde{x}_2^2 + \alpha_0^4 \mathrm{d}\tilde{x}_3^2 + 2\tilde{x}_1\tilde{x}_2 d\tilde{x}_1 d\tilde{x}_2], \qquad (۲۲)$$
$$\tilde{B} = \Delta^{-1}[\tilde{x}_2 d\tilde{x}_3 \wedge d\tilde{x}_1 + \tilde{x}_1 d\tilde{x}_2 \wedge d\tilde{x}_3].$$

که در آن $\Delta = \alpha_0^2 + \tilde{x}_1^2 + \tilde{x}_2^2$.

۳- دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون H^3

متریک هندسه‌ی تورستون H^3 به صورت زیر داده می‌شود [٤]

$$ds^2 = l^2 z^{-2}\left(dx^2 + dy^2 + \mathrm{d}z^2\right). \qquad (۲۳)$$

این متریک نیز شش بردار کلینگ مستقل خطی به صورت زیر می‌پذیرد

$$k_1 = \frac{1}{2}(x^2 - y^2 - z^2)\partial_x + xy\,\partial_y + xz\,\partial_z, \quad k_3 = x\,\partial_x + y\,\partial_y + z\,\partial_z, \quad k_5 = \partial_x, \qquad (۲٤)$$
$$k_2 = \frac{-1}{2}(x^2 - y^2 + z^2)\partial_y + xy\,\partial_x + yz\,\partial_z, \quad k_4 = y\,\partial_x - x\,\partial_y, \quad k_6 = \partial_y.$$

زیرجبرهای لی سه-بعدی برای جبرلی تعریف‌شده با کلینگ‌های بالا، جبرهای بیانکی از نوع V، VII_0، VII_a، $VIII$ و IX می‌باشند که تنها اثر زیرگروه‌های V و VII_a روی H^3 آزاد و متعددی است. با انتخاب پایه‌های V به صورت $V: Span\{T_1 = -k_3, T_2 = k_5, T_3 = k_6\}$، پس‌زمینه‌ی مدل سیگمای دوگان روی دوتایی درینفلد (V, I) به صورت زیر به دست می‌آید

$$d\tilde{s}^2 = \Gamma^{-1}[l^2 d\tilde{x}_1^2 + (l^2 + \tilde{x}_3^2/l^2)d\tilde{x}_2^2 + (l^2 + \tilde{x}_2^2/l^2)\mathrm{d}\tilde{x}_3^2 - \frac{2}{l^2}\tilde{x}_2\tilde{x}_3 d\tilde{x}_2 d\tilde{x}_3], \qquad (۲۵)$$
$$\tilde{B} = \Gamma^{-1}[\tilde{x}_2 d\tilde{x}_1 \wedge d\tilde{x}_2 + \tilde{x}_3 d\tilde{x}_1 \wedge d\tilde{x}_3].$$

که در آن $\Gamma = l^4 + \tilde{x}_2^2 + \tilde{x}_3^2$.

٤- دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون Nil

متریک هندسه‌ی تورستون Nil به صورت زیر تعریف می‌شود [٤]

$$ds^2 = \frac{l^2}{4}\left(dx^2 + dy^2 + (xdy - \mathrm{d}z)^2\right). \qquad (۲٦)$$

تقارن‌های این متریک چهار بردار کلینگ زیر داده می‌شود

$$k_1 = y\,\partial_x - x\,\partial_y - \frac{1}{2}(x^2 - y^2)\partial_z, k_2 = \partial_x + y\,\partial_z, k_3 = -\partial_y, \; k_4 = \partial_z. \qquad (۲۷)$$

تنها زیرجبر لی سه-بعدی از جبر لی ایزومتری متریک Nil، جبر لی از نوع بیانکی $II: Span\{T_1 = k_4, T_2 = k_2, T_3 = k_3\}$ می‌باشد که اثر زیرگروه متناظر-ش روی خمینه‌ی Nil آزاد و متعددی می‌باشد. دز این مورد پس‌زمینه‌ی مدل سیگمای دوگان روی دوتایی درینفلد (II, I) به صورت زیر نتیجه می‌شود

$$d\tilde{s}^2 = \frac{4}{l^2}d\tilde{x}_1^2 + \frac{4l^2}{l^4 + 16\tilde{x}_1^2}(d\tilde{x}_2^2 + \mathrm{d}\tilde{x}_3^2), \; \tilde{B} = \frac{16\tilde{x}_1}{l^4 + 16\tilde{x}_1^2}d\tilde{x}_2 \wedge d\tilde{x}_3. \qquad (۲۸)$$

۵- دوگان فضای هدف مربوط به هندسه‌ی تورستون Sol

متریک هندسه‌ی تورستون Sol به صورت زیر داده می‌شود [٤]

$$ds^2 = l^2\left(e^{-2z}dx^2 + e^{2z}dy^2 + \mathrm{d}z^2\right). \qquad (۲۹)$$

این متریک تنها سه بردار کلینگ مستقل خطی زیر را می‌پذیرد

$$k_1 = x\,\partial_x - y\,\partial_y + \partial_z, \quad k_2 = \partial_y, \quad k_3 = \partial_x, \qquad (۳۰)$$

جبرلی تعریف شده به‌وسیله این بردارها با جبر لی VI_0 یکریخت است. با انتخاب پایه‌های VI_0 به صورت $\{T_1 = -k_2 + k_3,\; T_2 = k_2 + k_3,\; T_3 = k_1\}$ پس‌زمینه‌ی مدل سیگمای دوگان روی دوتایی درینفلد (VI_0, I) که فضای دوگان هندسه‌ی Sol را تفسیر می‌کند، به صورت زیر به دست می‌آید

$$d\tilde{s}^2 = \Gamma^{-1}[l^2 d\tilde{x}_1^2 + (l^2 + \tilde{x}_3^2/l^2)d\tilde{x}_2^2 + (l^2 + \tilde{x}_2^2/l^2)\mathrm{d}\tilde{x}_3^2 + \frac{2}{l^2}\tilde{x}_2\tilde{x}_3 d\tilde{x}_2 d\tilde{x}_3], \qquad (۳۱)$$
$$\tilde{B} = \Gamma^{-1}[\tilde{x}_2 d\tilde{x}_1 \wedge d\tilde{x}_2 - \tilde{x}_3 d\tilde{x}_1 \wedge d\tilde{x}_3].$$

نتیجه‌گیری: با محاسبه زیرجبرهای لی ایزومتری سه-بعدی از متریک‌های هندسه‌های تورستون و با بکارگیری رهیافت دوگانگی-T پواسون-لی توانستیم پس‌زمینه‌های دوگان غیرآبلی متناظر را به‌دست آوردیم. زیرگروه‌های ایزومتری مربوط به هندسه‌های S^3 و $E^1 \times S^2$ هر دو اثر آزاد و متعددی را همزمان روی خمینه‌ی هندسه نداشتند.

مرجع‌ها

[1] W. P. Thurston, Three-dimensional manifolds, Kleinian groups and hyperbolic geometry, *Bull. American Math. Soc., New Series,* **6** (1982) 357.

[۲] W. P. Thurston, *Three-dimensional geometry and topology,* Vol. **1** (Princeton University Press, Princeton NJ, 1997).

[۳] P. Scott, The geometries of 3-manifolds, Bull. London Math. *Soc.* ***15*** *(1983) 401.*

[٤] D. Flores-Alfonso, C. S. Lopez-Monsalvo, M. Maceda, Thurston geometries in three-dimensional new massive gravity, *Phys. Rev. Lett*. **127** (2021) 061102.

[٥] A. H. Taub, Empty space-times admitting a three parameter group of motions, *Annals Math*. **53** (1951) 472.

[٦] J. Gegenberg, S. Vaidya, J. F. Vazquez-Poritz, Thurston geometries from eleven dimensions, *Class. Quant. Grav.,* **19** (2002) L199.

[۷] N. Sakai and I. Senda, Vacuum energies of string compactified on torus, *Prog. Theor. Phys,* **75**, (1986) 692–705.

[۸] T. H. Buscher, A symmetry of the string background field equtions, *Phys. Lett. B*, **194**, (1987) 59-62; Path-integral derivation of quantum duality in nonlinear sigma-models, *Phys. Lett. B,* **201** (1988) 466.

[۹] X. C. de la Ossa and F. Quevedo, Duality symmetries from non-abelian isometries in string theory, *Nucl. Phys. B*, **403** (1993) 377.

[۱۰] C. Klimcik and P. Severa, Dual non-Abelian duality and the Drinfeld double, *Phys. Lett. B*, **351** (1995) 455.

[۱۱] C. Klimcik, Poisson-Lie T-duality, *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **46** (1996) 116,

[۱۲] M. Nakahara, *Geometry, Topology and Physics*, 2nd edition, IOP, Bristol and Philadelphia (2003).

[۱۳] A. Eghbali, R. Naderi, A. Rezaei-Aghdam, Non-Abelian T-duality of *AdSd≤3* families by Poisson-Lie T-duality, *Eur. Phys. J. C*, **82** (2022) 580.

تغییر شکل TT در نظریه‌های الکترودینامیک غیرخطی

داود مهدویان یکتا

گروه فیزیک، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

چکیده

در این سخنرانی ابتدا معرفی مختصری در مورد پیشنهاده عملگر TT در نظریه‌های میدان کوانتومی 2 بعدی و ویژگی‌های نظریه تغییر یافته تحت تاثیر این عملگر ارایه می‌دهیم. مهمترین ویژگی نظریه تغییر شکل یافته این است که معادله آن حل‌پذیر است و طیف انرژی محدودی برای نظریه بدست می‌آید. به عنوان مثالی از این عملگر در ابعاد بالاتر، نظریه‌های الکترودینامیک غیر-خطی تحت تاثیر عملگر غیروابسته TT -گونه را مطالعه می‌کنیم. به طور خاص، یک کلاس همدیس از این نظریه‌ها که به نظریه مدماکس مشهور است را بررسی می‌کنیم و نشان می‌دهیم که نظریه تغییریافته یک نظریه الکترودینامیک بورن-اینفلد تعمیم یافته می‌باشد. سپس یک عملگر جدید بی تفاوت معرفی می‌کنیم که با عملگر غیروابسته جابجا می‌شود و نظریه‌های مدماکس و بورن-اینفلد تعمیم یافته را به ترتیب از نظریه‌های معمول ماکسول و بورن-اینفلد در الکترودینامیک تولید می‌کند. در انتها ساختارهای ناوردای خود دوگان که یکی از تقارن‌های مهم در نظریه‌های الکترودینامیک می باشد را در مورد نظریه‌های تغییریافته مورد بحث قرار می‌دهیم.

TT-deformation in Non-linear Electrodynamic Theories

Davood Mahdavian Yekta

Department of Physics, Hakim Sabzevari University, Sabzevar

Abstract

In this talk we first give a brief review on the proposal of TT operator in two-dimensional quantum field theories and the properties of the deformed theories under applying this operator. The most important property of a deformed theory is that its flow equation under this operator is solvable and one can obtain a finite spectrum for the theory. As an example in higher dimensions, we study the non-linear electrodynamic theories deformed by such an irrelevant TT-like operator. Particularly, we study a conformal class of these theories known as ModMax theory and it is shown that the deformed theory is the generalized non-linear Born-Infeld electrodynamics. Then, we introduce a marginal nonlinear TT operator which commutes with irrelevant operator and generates ModMax and generalized Born-Infeld theories from the usual Maxwell and Born-Infeld electrodynamics, respectively. Finally, we discuss about the self-dual invariant structures of these deformed theories which is one of important symmetries in non-linear electrodynamics.

رهیافت‌ها به گرانش کوانتمی

محمدمهدی شیخ جباری

پژوهشکده فیزیک پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، خ فرمانیه، تهران

چکیده

گرانش تنها برهمکنشی است که بین هر دو موجود فیزیکی وجود دارد و در فیزیک فعلی ما با نسبیت عام اینشتین فرمول‌بندی می‌شود. گرچه جنبه‌های بسیار جالب نظری و همخوانی خوبی با تمامی مشاهدات و رصدهای فعلی دارد، نسبیت عام کاستی‌های نظری دارد. تصور معمول آن است که این کاستی‌ها در یک نظریه گرانش کوانتمی قابل رفع و فهم است. علی‌رغم تلاش‌های بسیار و آزمودن رهیافت‌های گوناگون، هنوز یک نظریه سازگار و دلچسب از گرانش کوانتمی در دسترس نیست. در این سخنرانی بعد از مروری گذرا بر کاستی‌های نسبیت عام، سه مکتب فکری که برای فرمول‌بندی گرانش کوانتمی تکوین یافته را طرح و بحث می کنیم که هر یک از این مکاتب چگونه با کین کاستی‌ها برخورد می‌کنند و چه تصویر عمومی از یک نظریه گرانش کوانتمی به دست می‌دهند.

Approaches To Quantum Gravity

M.M. Sheikh-Jabbari

School of Physics, Institue for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, Iran

Abstract

Gravity is the only interaction which appears among all existing objects and in our current physics it is formulated through Einstein theory of General Relativity (GR). Although it has many theoretical appealing features and successes with the current experiments and observations, GR suffers from theoretical shortcomings. It is thought that these shortcomings can be addressed within a theory of quantum gravity (QGr). Despite of many efforts and trying various approaches, a consistently quantized gravity (or quantum GR) has remained elusive. In this talk after reviewing these shortcomings, discuss three different schools of thought on the issue of QGr and briefly mention different approaches within these schools of thought to GR theoretical shortcomings and/or formulation of QGr.

بررسی تولید بوزون Z در برخورد هادرون-هادرون

رضایی ، سمیه[۱] ؛ مدرس، مجید[۱]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه تهران ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

چکیده

در این مقاله، تولید بوزون Z را از طریق برخوردهای پروتون-پروتون در چارچوب‌های فاکتورگیری تکانه عرضی و فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z به ترتیب با استفاده از توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده و توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده دوگانه مارتین-ریسکین-وات بررسی می‌کنیم. محاسبات را در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی توسط مولد مرتبه پارتونی کی. تی و در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z به صورت مستقیم انجام می‌دهیم. نتایج خود را با داده‌های 13TeV آزمایش ال. اچ. سی. بی مقایسه می‌کنیم. محاسبات نشان می‌دهد که چارچوب‌های گفته شده رفتار نسبتاً مشابهی را در مناطق تندایی متوسط دارند. در حالی که در مناطق با تندایی بزرگ چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z نسبت به چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی نتایج را نزدیک‌تر به داده‌های تجربی پیش‌بینی می‌کند.

واژه های کلیدی: *توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده، توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده دوگانه، کی. تی، تندایی.*

Investigation of the *Z* boson production by hadron-hadron collision

Rezaie, Somayeh; Modarres, Majid

Department of Physics, University of Tehran, Tehran

Abstract

In this work, we investigate the Z boson production through p-p collisions in the $k_t$and (z, k_t)-factorization frameworks, respectively, using unintegrated parton distribution functions (UPDFs) and double unintegrated parton distribution functions (DUPDFs) Martin-Ryskin-Watt (MRW). We compute the calculations in the k_t-factorization by KaTie parton level event generator and in the (z, k_t)-factorization we do it directly. Also we compare the results with data from the 13TeV LHCb experiment incomparable. The Calculations show that the aforementioned frameworks have a relatively similar behavior in the medium rapidity regions. While in the large rapidity regions, the (z, k_t)-factorization framework predicts the results closer to the experimental data than the k_t-factorization framework.

***Keywords**: UPDFs, DUPDFs, KaTie, rapidity.*

PACS No

مقدمه

پیش بینی دقیق داده‌های آزمایشگاهی برخورد پروتون-پروتون با انرژی بالا بسیار مهم است. به دلیل ماهیت پیچیده پروتون که در آن پارتون‌ها توسط نیروی گلئونی قوی داخل پروتون مقید می‌شوند، محاسبات سطح مقطع کار آسانی نیست. از این رو نمی‌توان سطح مقطع پروتون را مانند سطح مقطع ذرات بنیادی به سادگی محاسبه کرد. خوشبختانه نظریه فاکتورگیری به ما اجازه می‌دهد که سطح مقطع پیچیده هادرونی را بر حسب سطح مقطع پارتونی اولیه که با توابع توزیع پارتونی درآمیخته شده محاسبه کنیم. در نوشتار علمی، چارچوب های فاکتورگیری مختلفی برای محاسبه سطح مقطع

می‌توان یافت که عمدتاً بر اساس فرضیات رفتار پارتون در داخل پروتون متفاوت از یکدیگر هستند، مانند: چارچوب‌های فاکتورگیری هم‌راستا، فاکتورگیری تکانه عرضی و فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر **z**. در این کار [1] ما قصد داریم تولید بوزون Z را در برخورد پروتون–پروتون در چارچوب های فاکتورگیری تکانه عرضی و فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z بررسی کنیم.

سطح‌مقطع در چارچوب فاکتورگیری تکانه‌ی عرضی

در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی می‌توان سطح مقطع برخورد پروتون–پروتون را به صورت سطح مقطع پارتونی در توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده نوشت. برخلاف چارچوب فاکتورگیری هم‌راستا که فرض می‌شود تکانه عرضی پارتون نقش قابل چشم پوشی در فرآیند فوق دارد، در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی، تکانه عرضی پارتون سهم مهمی دارد. بنابراین، می‌توان فرمول سطح مقطع در رهیافت فاکتورگیری هم‌راستا را تعمیم داد و فرمول سطح مقطع برخورد پروتون–پروتون را در رهیافت فاکتورگیری تکانه عرضی به صورت زیر نوشت:

$$\sigma = \sum_{a,b=q,g} \int \frac{dx_1}{x_1}\frac{dx_2}{x_2}\frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2}\frac{dk_{2t}^2}{k_{2t}^2} f_a(x_1,k_{1t}^2,\mu^2) f_b(x_2,k_{2t}^2,\mu^2) \times \hat{\sigma}^*_{ab}\,, \qquad : (1)$$

در رابطه‌ی بالا $f_{a(b)}\left(x_{1(2)},k_{1(2)t}^2,\mu^2\right)$ توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده‌ی پارتونی گفته می‌شود و $\hat{\sigma}^*_{ab}$ سطح مقطع پارتونی می‌باشد. در این چارچوب پارتون ورودی به برهمکنش سخت تکانه‌ی $k = xP + k_t$ دارد که در اینجا P تکانه‌ی پروتون است و $k^2 = -k_t^2$ می‌شود. این در حالی است که در چارچوب هم‌راستا $k^2 = 0$ می‌شود.

در انجام محاسبات از توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده‌ی پارتونی اِم. آر. دبلیو [2] استفاده می‌کنیم که بر اساس معادله‌ی تحول دیگلپ هستند. این توابع توزیع به صورت زیر می‌باشند:

$$f_a(x,k_t^2,\mu^2) = \mathrm{T_a}(k_t,\mu)\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\sum_{b=q,g}\int_x^1 \left[P_{ab}^{LO}(z)\frac{x}{z}b^{LO}\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)\Theta(z_{Max} - z)\right] dz, \quad : (2)$$

در فرمول بالا a می‌تواند کوارک یا گلئون باشد و $\alpha_s(k_t^2)$ ضریب برهمکنش قوی است. مفهوم این فرمول بدین صورت است که تابع توزیع هم راستا b^{LO} (leading order PDF) در مقیاس k_t نشری حقیقی با احتمال $\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}P_{ab}^{LO}$ (leading order splitting function) دارد. در انتها بدون نشر حقیقی از مقیاس k_t تا مقیاس μ تحول می‌یابد که بازجمع این نشرهای غیر حقیقی توسط تابع شکل سوداکو $\mathrm{T_a}(k_t,\mu)$ صورت می‌گیرد[2] :

$$\mathrm{T_a}(k_t,\mu) = exp\left(-\int_{k_t^2}^{\mu^2}\frac{d\kappa_t^2}{\kappa_t^2}\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\int_0^1 \xi P_{ba}^{LO}(\xi)\Theta(\xi_{Max} - \xi)d\xi\right) \qquad : (3)$$

در روابط بالا توابع پله‌ای $\Theta(\mathrm{z}_{Max} - z)$ و $\Theta\left(\xi_{Max} - \xi\right)$ برای جلوگیری از واگرایی نشر گلئون نرم قرار داده شده‌اند که مانع واگرایی در $z \to 1$ و $\xi \to 1$ می‌شود. مقادیر z_{Max} و ξ_{Max} به صورت زیر می‌باشند [2]:

$$\mathrm{z_{max}} = \frac{\mu}{(k_t + \mu)} \qquad : (4)$$

$$\xi_{max} = \frac{\mu}{(\kappa_t + \mu)} \qquad : (5)$$

این نظم زاویه‌ای به علت همبستگی رنگ (color coherence)[3] رخ می‌دهد و سبب می‌شود زاویه‌ی گلئون های نشری در طول تحول در نردبان پارتونی بزرگتر شود.

برای محاسبات سطح مقطع در این چارچوب از مولد رویداد مونت کارلو مرتبه پارتونی کِی. تی (KaTie) [4] استفاده کردیم. برای استفاده از این مولد توابع توزیع انتگرال گیری نشده‌ی پارتونی برای گلئون و طعم‌های مختلف کوارکی را در فایل‌های شبکه بندی با فرمت $ln(x), ln(k_t^2), ln(\mu^2), f(x,k_t^2,\mu^2)$ قرار می‌دهیم. در انتها با فراخوانی فایل‌های مربوط به توابع توزیع انتگرال گیری نشده، اقدام به محاسبه‌ی سطح مقطع تولید بوزون Z با استفاده از این مولد برای زیر فرایندهای $\bar{q} + q \to Z \to l^+ + l^-$ ، $q + g \to \mathrm{Z} + q \to l^+ + l^- + q$ ، $g + g \to \mathrm{Z} + \bar{q} + q$ ، $q + g \to \mathrm{Z} + g + q$ و همچنین $\bar{q} + q \to Z + g + g$ می‌کنیم.

سطح مقطع در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z

بر خلاف رهیافت فاکتورگیری تکانه عرضی، که در آن سینماتیک کامل پارتون سخت در نظر گرفته نمی‌شود، در روش فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر **z** سینماتیک کامل در نظر گرفته می‌شود. از این رو باید فرمول مربوط به سطح مقطع هادرونی را، در مقایسه با چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی اصلاح کرد. بنابراین، با تعمیم چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی، می‌توان فرمول کلی سطح مقطع پروتون–پروتون را در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر **z** به صورت زیر نوشت:

$$\sigma = \sum_{a,b=q,g} \int \frac{dz_1}{z_1}\frac{dz_2}{z_2}\frac{dx_1}{x_1}\frac{dx_2}{x_2} \frac{dk_{1t}^2}{k_{1t}^2}\frac{dk_{2t}^2}{k_{2t}^2} f_a(x_1, z_1, k_{1t}^2, \mu^2) \times f_b(x_2, z_2, k_{2t}^2, \mu^2)\hat{\sigma}^*{}_{ab}, : (6)$$

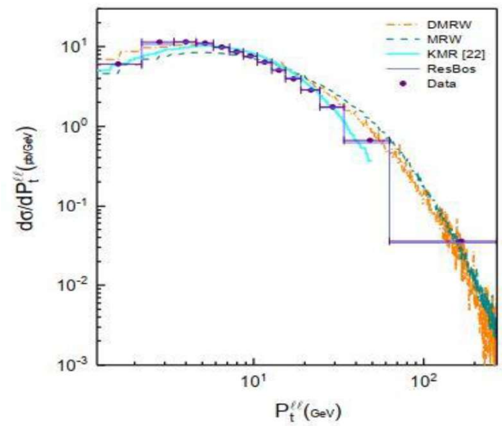
برای محاسبه‌ی سطح مقطع پارتونی به دلیل انتگرال‌گیری نکردن از نسبت تکانه‌ی z، می‌توان به اطلاعات پارتون نشری پله‌ی آخر دست یافت، که **z** کسر تکانه‌ای است که پارتون سخت نسبت به پارتون مادر دارد. به عبارت دیگر پارتون نشری پله‌ی آخر به دلیل اینکه از پارتونی در چارچوب هم‌راستا می‌آید، بنابراین انتظار داریم تکانه‌ی عرضی‌ای برابر و در خلاف جهت پارتون ورودی به برهمکنش سخت داشته باشد در آن $\hat{\sigma}^*{}_{ab}$ سطح مقطع پارتونی و $f_{a(b)}\left(x_{1(2)}, z_{1(2)}, k_{1(2)t}^2, \mu^2\right)$ توابع توزیع انتگرال گیری نشده دوگانه پارتونی نامیده می‌شوند. توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده دوگانه پارتونی برای اولین بار با هدف تعمیم توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده پارتونی رهیافت ام. آر. دبلیو توسط مارتین، ریسکین و وات [5] معرفی شدند. برای به دست آوردن این توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده دوگانه پارتونی، باید به سادگی انتگرال‌گیری روی پارامتر z توابع توزیع انتگرال گیری نشده پارتونی رهیافت ام. آر. دبلیو را نادیده گرفت. در نتیجه، می‌توانیم توابع توزیع انتگرال‌گیری نشده دوگانه پارتونی را مشابه رویکرد ام. آر. دبلیو، یعنی رهیافت دی. ام. آر. دبلیو[6]، برای کوارک (پادکوارک) و گلئون به دست آوریم. در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر **z** پارتون نشری پله آخر نقش مهمی در محاسبه سطح مقطع ایفا می‌کند[7]. همچنین در این چارچوب بر خلاف چارچوب فاکتورگیری تکانه‌ی عرضی که $k^2 = -k_t^2$ است، در این‌جا $k^2 = -k_t^2/(1-z)$ می‌شود. محاسبات سطح مقطع در این چارچوب را برای دو زیرفرآیند $q + g \to \bar{q} + q \to Z \to l^+ + l^-$ و $q + g$ به صورت مستقیم و برای سه زیر فرآیند $Z + q \to l^+ + l^- + q$ ، $g \to Z + \bar{q} + q$ و $q + g \to Z + g + q$ و $\bar{q} + q \to Z + g + g$ به روش نسبت انشعاب انجام داده‌ایم. انتگرال‌های چندگانه در محاسباتمان را با استفاده از روش انتگرال‌گیری مونت کارلو وگاس محاسبه کردیم که در قسمت بعد نتایج محاسبات را می‌آوریم.

نتایج محاسبات و بررسی آن‌ها

در این قسمت پیش‌بینی‌های دو چارچوب فاکتورگیری تکانه‌ی عرضی و چارچوب فاکتورگیری تکانه‌ی عرضی وابسته به پارامتر z را با داده‌های آزمایش ال. اچ. سی. بی[8] مقایسه می‌کنیم. داده‌های آزمایشگاهی متعلق به فرآیند $Z \to \mu^+\mu^-$ است، که در آن هر یک از میون‌ها در بازه شبه تندایی $2.0 < \eta < 4.5$ هستند و دارای تکانه عرضی $P_T > 20\ GeV$ می‌باشند. علاوه بر این، جرم ناوردای جفت میون تولید شده باید $60\text{GeV} < M_{\mu\mu} < 120\ \text{GeV}$ باشد.

در شکل ۱ مشاهده می‌شود که دی. ام. آر. دبلیو توصیف بسیار بهتری از داده ها نسبت به ام. آر. دبلیو در محدوده تکانه‌های عرضی کوچک تا متوسط ارائه می‌دهد. علاوه بر این، با مقایسه پیش بینی کی. ام. آر مرجع [9] محاسبه شده با روش نسبت انشعاب،(با روش ام. آر. دبلیو که با مولد رویداد کی. تی محاسبه می شود) می‌توان متوجه شد که دو روش، یعنی کی. ام. آر و ام. آر. دبلیو، فقط در محدوده میانی تکانه‌های عرضی شبیه یکدیگر هستند و در تکانه‌های عرضی کوچک و بزرگ با یکدیگر متفاوت می‌شوند. یکی از دلایل اصلی این تفاوت‌ها بین نتایج کی. ام. آر و ام. آر. دبلیو می‌تواند به این دلیل باشد که در این دو روش برش‌های نظم زاویه‌ای به صورت متفاوتی اعمال شده است. همانطور که از شکل ۲ می‌توان یافت، نقش زیرفرایندهای مرتبه بالاتر، یعنی σ_2 به طرز چشمگیری نسبت به زیرفرایندهای مرتبه پایین یعنی σ_1 کمتراست. بنابراین می‌توانیم سهم آنها را در محاسباتمان نادیده بگیریم. در شکل ۳ دیده می‌شود نتایج در ناحیه تندایی $y_Z < 4$ به یکدیگر نزدیک هستند، در حالی که در ناحیه $y_Z > 4$ از یکدیگر جدا می‌شوند، که در آن ام. آر. دبلیو در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی نمی‌تواند داده‌ها را در آن منطقه به خوبی توصیف کند. در

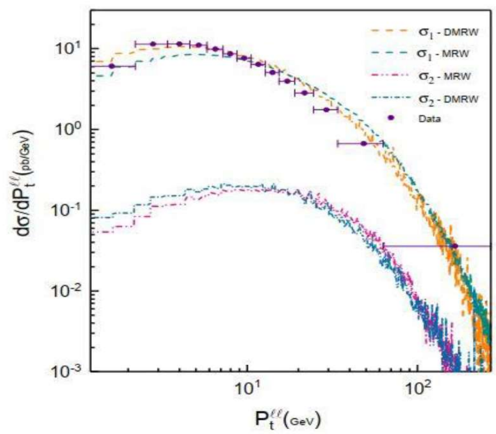
واقع پارتون نشری پله آخر می‌تواند نقش مهمی در نواحی مربوط به تندایی بزرگ ایفا کند، از این رو انتظار می‌رود که نتایج ام. آر. دبلیو بخوبی دی. ام. آر. دبلیو نباشد.



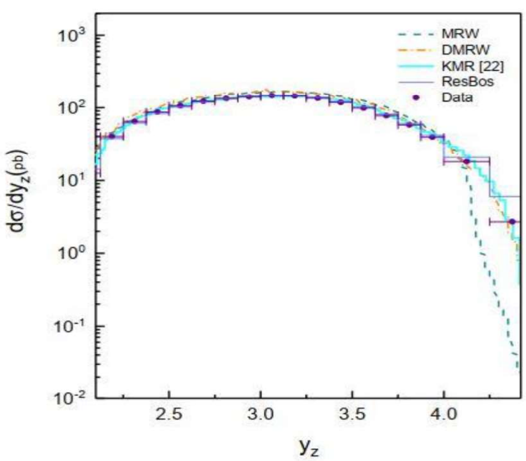
شکل ۲ مقایسه نتایج مدل‌های KMR [9] MRW و $DMRW$ با داده‌های آزمایشگاهی [8] $LHCb$ و [8] $ResBos$ نسبت به P_t.

نتیجه‌گیری کلی

در این کار ما مشاهده کردیم که توابع توزیع انتگرال گیری نشده ام. آر. دبلیو در ناحیه تندایی $4< y_z < 4.5$ در توصیف داده‌های آزمایشگاهی ناموفق هستند. این برخلاف نتیجه روش دی. ام. آر. دبلیو ا ست که به خوبی داده‌های مربوط به این ناحیه را توصیف می کنند. دلیل این رفتار این است که در روش ام. آر. دبلیو در چارچوب فاکتورگیری تکا نه عرضی، برخلاف روش دی. ام. آر. دبلیو در چارچوب فاکتورگیری تکانه عرضی وابسته به پارامتر z پارتون نشری پله آخر رفتار مشخصی ندارد.



شکل ۱ سهم نسبی سه زیرفرایند مرتبه بالاتر نشان داده شده با σ_2 و دو زیرفرایند مرتبه پایینتر نشان داده شده با σ_1 برای مدل‌های MRW و $DMRW$.



شکل ۳ مقایسه نتایج مدل‌های kMR [9] MRW و $DMRW$ با داده‌های آزمایشگاهی [8] $LHCb$ و [8] $ResBos$ نسبت به y_z.

مرجع‌ها

[1] S. Rezaie, M. Modarres, Eur. Phys. J. C 83, 678 (2023).
[2] A. D. Martin, M. G. Ryskin, and G. Watt, Eur. Phys. J. C, **66**, 163 (2010).
[3] S. Chekanov et al. [ZEUS Collaboration], Phys. Lett. B **547**, 164 (2002).
[4] A. van Hameren, Comput. Phys. Commun. 224, 371 (2018).
[5] G. Watt, A.D. Martin, and M.G. Ryskin, Eur. Phys. J. C 31, 73 (2003).
[6] M.A. Kimber, A.D. Martin, and M.G. Ryskin, Phys. Rev. D 63, 114027 (2001).
[7] G. Watt, A.D. Martin, M.G. Ryskin, Phys. Rev. D 70, 014012 (2004).
[8] R. Aaij et al., (LHCb), JHEP 07, 026 (2022).
[9] M. Modarres, M. Masouminia, R. Aminzadeh Nik, H. Hosseinkhani, N. Olanj, Phys. Lett. B 772, 534 (2017).

بررسی اثرات غیرخطی در تولید کوارک های سنگین در شتابدهنده های نسل جدید

کرم پور، الهام؛ برون، غلامرضا

گروه فیزیک، دانشگاه رازی، کرمانشاه

چکیده

در این مقاله، ایده اصلی پیش بینی رفتار خطی و غیر خطی سطح مقطع تولید جفت کوارک های سنگین در پراکندگی ناکشسان ژرف تولید لپتونی در برخورد دهنده های الکترون-پروتونی آینده یعنی برخورد دهنده الکترون-هادرونی بزرگ (LHeC) و برخورد دهنده الکترون- هادرونی دایره ای آینده (FCC-eh) در تقریب های LO و NLO در کرومودینامیک اختلالی در x های کوچک می باشد. با در نظر گرفتن تصحیحات غیر خطی به تابع توزیع گلئونی در چارچوب معادله تحول غیرخطی -GLR MQ-ZRS ، بر اساس روش پارامتربندی تابع ساختار $F_2(x و Q^2)$ و مشتقات آن، ما تحول خطی و غیرخطی سطح مقطع تولید، توابع ساختار $F_2(x و Q^2)$ و $F_L(x و Q^2)$ و نسبت های آنها را برای کوارک های سنگین افسون، ته و سر را تعیین می کنیم. نتایج محاسبه با داده های تجربی HERA و نتایج گروههای NNPDF4.0 و CT18 مقایسه شده اند.

Study of nonlinear effects in the production of heavy quarks in new generation accelerators

Karampur, Elham; Boroun,G.R.

Physics department, Razi University, Kermanshah.

Abestract

In this paper, the main idea is the prediction of the linear and nonlinear behavior of the heavy quarks pair production cross section at the deep inelastic scattering leptoproduction at the future electron-proton colliders i.e. the Large Hadron-electron Collider (LHeC) and the Future Circular Collider electron-hadron (FCC-eh) at the Leading Order (LO) and the the Next-to-Leading Order (NLO) approximations in perturbative quantum chromodynamics (pQCD) at small x. By considering the nonlinear corrections to the gluon distribution function in the framework of the nonlinear GLR-MQ-ZRS evolution equation, based on the parametrization method of structure function $F_2(x و Q^2)$ and its derivatives, we determine the linear and nonlinear evolutions of production cross section, structure functions $F_2(x و Q^2)$ and $F_L(x و Q^2)$ and their ratios for heavy quarks of charm, bottom and top. The computed results are compared wit experimental data from HERA and the results of NNPDF4.0 and CT18 Colliborations.

مقدمه

دانش توابع توزیع کوارک های سنگین در پروتون اطلاعات پدیده شناسی و تجربی مهمی را در مورد ساختار نوکلئون ارائه می‌دهد. از آنجایی که بسیاری از فرایندهای سخت در مدل استاندارد و فراتر از آن، به محتوای کوارک سنگین نوکلئون حساس هستند، تابع توزیع کوارک سنگین نقش مهمی در برنامه فیزیک برخورددهنده ها ایفا می‌کند. *برخورد دهنده الکترون-هادرونی بزرگ (LHeC)* و *برخورد دهنده الکترون- هادرونی دایره ای آینده (FCC-eh)* دو *نسل از برخورد دهنده های* دردست طراحی هستند. در LHeC بازه کینماتیکی برای جریان خنثی (NC) در ناحیه اختلالی به بالاتر از $Q = 1TeV$ و $x \cong 10^{-6}$ می رسد. در واقع ، پروژه LHeC

یک جستجو برای امکان برخورد یک پرتو الکترونی از یک شتاب دهنده جدید با پروتون LHC موجود با انرژی مرکز جرم الکترون–پروتون بالاتراز 1TeV است. انرژی مرکز جرم در این برخورد دهنده می تواند به $\sqrt{s} = 1.3\,TeV$ برسد که چهار برابر بازه انرژی مرکز جرم برخورد های الکترون–پروتون در HERA است [۱]. در برنامه FCC-eh بازه کینماتیکی به بالاتر از $x \cong 10^{-7}$

تئوری

در کرومودینامیک اختلالی (pQCD) سهم کوارک های سنگین در تولید لپتونی در برخورد های الکترون–پروتون در مقادیر کوچک بیورکن x غالبا از طریق هم جوشی–گلئون–فوتون (PGF) فرآیند $\gamma^* g \to Q\bar{Q}$ اتفاق می افتد، که در آن یک فوتون مجازی با یک گلئون از نوکلئون هدف برخورد می کند. کوارک های سنگین در بسیاری فرآیندهای انرژی بالا شرکت می کنند. تابع ساختار کوارک سنگین در برخورد دهنده های الکترون–پروتون (یعنی LHeC و FCC-eh) از اندازه گیری های غیر انحصاری سطح مقطع کوارک های سنگین، که یک آزمایش مهم کرومودینامیک کوانتومی هستند بدست می‌آیند. سطح مقطع کاهش یافته کوارک های برحسب توابع ساختار بصورت زیر است:

$$\sigma_{red}^{Q\bar{Q}} = \frac{d^2\sigma^{Q\bar{Q}}}{dx\, dQ^2}\,\frac{x\, Q^4}{2\pi\alpha_s^2(Q^2)(1+(1-y)^2)}$$
$$= \mathrm{F}_2^{Q\bar{Q}}(x, Q^2)\left[1 - f(y)\,\frac{\mathrm{F}_L^{Q\bar{Q}}(x, Q^2)}{\mathrm{F}_2^{Q\bar{Q}}(x, Q^2)}\right] \qquad (۱)$$

در اینجا $f(y) = \frac{y^2}{1+(1+y)^2}$ و $y = \frac{Q^2}{sy}$ ناکشسانی با انرژی مرکز جرم الکترون– پروتون s است. شتاب دهنده LHeC و FCC-eh نسبت $\frac{\mathrm{F}_L^{Q\bar{Q}}(x, Q^2)}{\mathrm{F}_2^{Q\bar{Q}}(x, Q^2)}$ را به یک ناحیه با x کوچکتر و Q^2 بزرگتر گسترش می دهد. در عمل برخورد دهنده های الکترون–پروتون آینده، محیط-های ایده آل برای بازحل این نسبت هستند. سهم کوارک های سنگین در تابع ساختار پروتونی در x های کوچک (جایی که فقط سهم گلئونها مهم است.) به صورت زیر است:

گسترش می یابد و انرژی مرکز جرم تا $\sqrt{s} = 7\,TeV$ افزایش می یابد [۲]. اندازه گیری های پراکندگی ناکشسان ژرف در پروژه های LHeC و FCC-eh اجازه تعیین توابع توزیع پارتونی در x های خیلی کوچک و همچنین تحقیقات برخورد های الکترون–پروتون مرتبط با فیزیک اخترذرات نوترینو انرژی بسیار بالا (UHE) را می دهند.

$$\mathrm{F}_k^{Q\bar{Q}}(x, Q^2) = C_{k,g}(x, \mu^2, m_Q^2) \otimes f_g(x, \mu^2) \qquad (۲)$$

در اینجا $k = 2$ و L و $C_{k,g}$ توابع ضریب [۳] و μ مقیاس فاکتوربندی جرم است. با توجه به روابط بالا نسبت توابع ساختار به صورت زیر است:

$$R^{Q\bar{Q}}(x, Q^2) = \frac{C_{L,g}(x, \mu^2, m_Q^2) \otimes f_g(x, \mu^2)}{C_{2,g}(x, \mu^2, m_Q^2) \otimes f_g(x, \mu^2)} \qquad (۳)$$

در کرومودینامیک کوانتومی اختلالی در مقادیر متوسط x معادله تحول DGLAP وابستگی Q^2 توابع توزیع پارتونی را با موفقیت پیش بینی می‌کند. این معادله تحول یک رشد شدید از تابع توزیع گلئونی را در x های پایین پیش بینی می کند و این سبب تخطی از قید فروسارت– مارتین و شرط یکانی بودن سطح مقطع می شود و بنابراین این رشد سریع باید با اثرات سایه ای تنزل یابد. در x های پایین اثرات سایه ای، فرآیند بازترکیب و برهم کنش بین گلئونها، رشد گلئونها را کاهش می دهد و این منجر به اضافه شدن عبارات غیر خطی در غالب معادله تحول GLR-MQ-ZRS به معادله DGLAP می شود. معادله تحول GLR-MQ-ZRS [۵] در تقریب DLLA به صورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$\frac{df_g(x, \mu^2)}{d\ln\mu^2} = \frac{df_g(x, \mu^2)}{d\ln\mu^2} + \frac{9}{2\pi}\,\frac{\alpha_s^2}{R^2\mu^2}\,\frac{N_c^2}{N_c^2-1}\int_{\frac{x}{2}}^{\frac{1}{2}}\frac{dz}{z}\,{f_g}^2(x, \mu^2)$$
$$-\frac{9}{\pi}\,\frac{\alpha_s^2}{R^2\mu^2}\,\frac{N_c^2}{N_c^2-1}\int_{x}^{\frac{1}{2}}\frac{dz}{z}\,{f_g}^2(x, \mu^2) \qquad (٤)$$

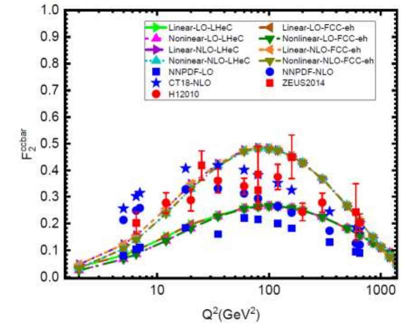
که R شعاع موثر برهمکنش بین گلئونها ($R = 2\ GeV^{-1}$) و N_c عدد بار رنگ است. اولین جمله در طرف راست معادله بالا معادله DGLAP خطی و جملات دوم و سوم اثرات سایه ای و غیر سایه ای را در بازترکیب گلئونها که رشد سریع گلئونها را در x های کوچک کنترل می‌کنند را نشان می دهد.

نتایج عددی

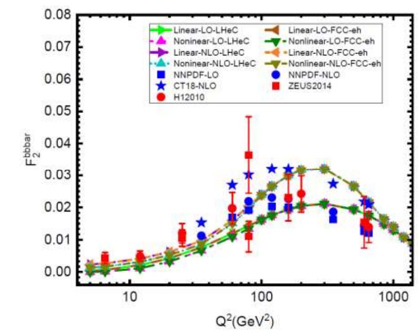
در این بخش با استفاده از تصحیحات غیر خطی روی معادله DGLAP در غالب معادله GLR-MQ-ZRS به بررسی نتایج این اثرات روی سطح مقطع تولید کوارک های سنگین، توابع ساختار و نسبت های آنها در محدوده کینماتیکی دو برخورد دهنده LHeC و FCC-eh در تقریب های LO و NLO می پردازیم. ما در اینجا از پارامتربندی تابع ساختار پروتون $F_2(x و Q^2)$ و $f_{g و n_f}(x$ و $Q^2)$ که توسط نویسندگان مرجع (٤) پیشنهاد شده است استفاده کردیم. این پارامتربندی از برازش داده های HERA روی توابع ساختار پروتون برای $x < 0.1$ *در یک بازه گسترده از* Q^2 بدست آمده است. در انجام محاسبات گروه داده های ذرات (PDG) پارامتر قطع Λ کرومودینامیک را برای کوارک های سنگین افسون، ته و سر در نظر گرفته‌ایم. در شکل های ۱ و ۲ نتایج برای تصحیحات غیر خطی به وابستگی Q^2 برای تابع ساختار $F_2(x و Q^2)$ کوارک های سنگین در مقادیر ثابت جرم ناوردا W (یعنی W=230GeV) با $\mu^2 = Q^2 + 4m_Q^2$ در انرژی های $\sqrt{s} = 1.3TeV$ و $\sqrt{s} = 3.5TeV$ به ترتیب برای LHeC و FCC-eh نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌کنیم تصحیحات غیر خطی به پارامتربندی تابع ساختار پروتون در Q^2 های پایین قابل مشاهده است و با افزایش Q^2 این اثرات از بین می رود. نتایج داده های تجربی H1 و ZEUS [٦] به همراه خطاهای کل و همچنین نتایج مدل های پارامتربندی CT18 [۷] و NNPDF4.0 [۸] در این شکل ها برای کواک های افسون و ته بکار گرفته ایم. در شکل های ۳ و ٤ سطح مقطع خطی و غیر خطی بر حسب Q^2 برای W=230GeV تقریب های LO و NLO برای کوارک های ته و سر [۹] نشان داده شده است. در شکل های ۵ و ٦ وابستگی Q^2 *نسبت تابع ساختار طولی* $F_L(x و Q^2)$ به تابع ساختار $F_2(x و Q^2)$ برای کوارک های افسون و سر نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌کنیم این نسبت مستقل از نوع تابع توزیع گلئونی خطی و غیر خطی است.

نتیجه گیری

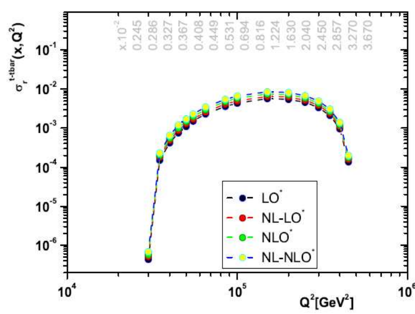
در این مقاله پیش بینی های پدیده شناسی تحقیق شده برای تولید جفت کوارک های سنگین در انرژی های مرکز جرم $\sqrt{s} = 1.3TeV$ و $\sqrt{s} = 3.5TeV$ مربوط به شتاب دهنده های LHeC و FCC-eh در تقریب های LO و NLO نشان داده شده است. پوشش ناحیه x های خیلی کوچک در $Q^2 \geq 1GeV^2$ در این دو شتاب دهنده، پایه ها برای توسعه نظری فیزیک تحول غیرخطی را برقرار می‌کند. ما در این کار با حل معادله GLR-MQ-ZRS و استفاده از روش پارامتربندی تابع ساختار پروتون سطح مقطع، تابع ساختار و نسبت های آنها رادر حالت خطی و غیر خطی بررسی کردیم. همانطور که مشاهده کردیم اثرات غیرخطی در Q^2 های کوچک قابل ملاحظه است و در Q^2 *های بالا از بین می رود.* نتایج محاسبات ما قابل قیاس با داده های تجربی H1 و ZEUS و همچنین گروههای پارامتربندی CT18 و NNPDF4.0 است.



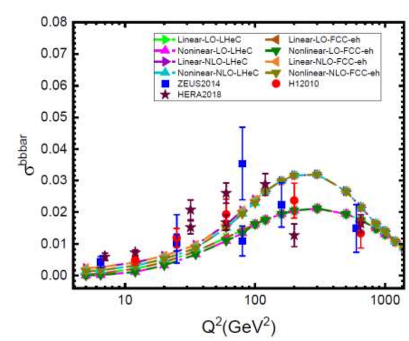
شکل۱ : تابع ساختار کوارک افسون



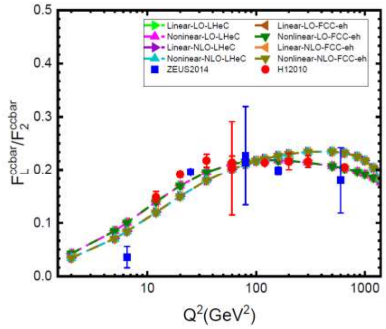
شکل۲ : تابع ساختار کوارک ته



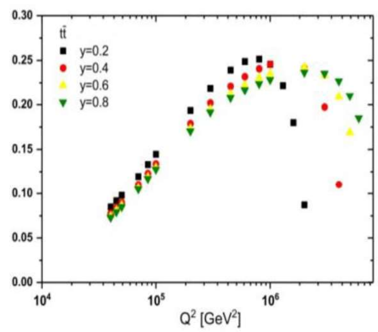
شکل۳ : سطح مقطع تولید کوارک سر



شکل۴ : سطح مقطع تولید کوارک ته



شکل ۵ : نسبت توابع ساختار کوارک افسون



شکل۶ : نسبت توابع ساختار کوارک سر

مراجع

[1] J. Abelleira Fernandez et al., [LHeC Collaboration], J. Phys. G 39, 075001(2012); P. Agostina et al., [LHeC Collaboration], J.Phys.G 48 (2021).
[2] A. Abada et al., [FCC Collaboration], Eur. Phys. J.C 79, 474 (2019).
[3] A.V.Kotikov, A.V.Lipatov and P.Zhang, Phys.Rev.D 104, 05404042 (2021).
[4] Martin M.Block and L.Durand, hep-ph/ 0902.0372 (2009); M.M.Block, L.Durand and P.Ha, Phys.Rev.D 89,no, 9, 094027 (2014).
[5] W.Zhu, Nucl.Phys.B 551 245 (1999).
[6] H.Abramowicz et.al.[H1 Collaboration], JHEP 1409, 127 (2014); F.D.Aaron et.al.[H1 Collaboration], Eur.Phys.J.C 65, 89 (2010); H.Abramowicz et.al.[H1 and ZEUS Collaborations], Eur.Phys.J.C 78,no.6, 473 (2018).
[7] Tie-Jiun Hou et al., Phys.Rev.D 103, 014013 (2021).
[8] R.D.Ball et.al.,[NNPDF Collaboration], Eur.Phys.J.C 82 (2022)5,428.
[9] G.R.Boroun, Eur.Phys.J.Plus 252, 138 (2023).

محاسبه تنش ریسمان SU(2) در حد پیوستار

دلدار ، صدیقه[۱] ؛ اصمعی، زهرا[۲] ؛ کیاماری، مطهره[۳]
[۱،۲] دانشکده فیزیك دانشگاه تهران ، انتهاي خيابان كارگر شمالي ، تهران
[۳] پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، پژوهشکده ذرات و شتابگرها، تهران

چکیده

با الهام از نتایج شبیه‌سازی شبکه که قانون کاهش سطح را برای متوسط حلقهٔ ویلسون می‌دهد و همچنین با استفاده از یک تئوری مؤثر از ورتکس‌های مرکزی، این قانون و در نتیجه پتانسل خطی بین یک جفت کوارک و آنتی کوارک را برای حد پیوستار بدست آورده، تنش ریسمان گروه پیمانه‌ای SU(2) را در سه بعد اقلیدسی فضا-زمان بر حسب ویژگی‌های ذاتی ورتکس‌ها و پارامتر توصیف کننده برهمکنش بین ورتکس‌ها محاسبه می‌کنیم.

واژه های کلیدی: *متوسط حلقهٔ ویلسون، ورتکس‌های مرکزی، تابع پارش، تنش ریسمان.*

Calculation of SU(2) string tension in the continuum limit

Deldar, Sedigheh[1]; Asmaee, Zahra[2]; Kiamari, Motahareh[3]

[1,2] Department of Physics, University of Tehran, Tehran
[3] School of particles and Accelerators, IPM, Tehran

Abstract

Inspired by lattice results which confirmed the area law fall-off for the the Wilson loop average and using an effective theory for the center vortex ensemble, we obtain the area law fall-off for the continuum limit. As a result, the linear potential and the string tension for SU(2) gauge group in three-dimensional Euclidean space are computed in terms of intrinsic properties of the vortices and a parameter which describes the interaction between the vortices.

Keywords*: The Wilson loop average, Center vortices, Partition function, String tension.*

PACS No. 10, 12, 13

مقدمه

مسئله حبس‌شدگی کوارک‌ها به عنوان یکی از مسائل حل نشده فیزیک ذرات بنیادی، همواره مورد توجه بوده است. تلاش برای فهمیدن پدیدهٔ حبس‌شدگی، منجر به این شد که خلاء QCD دارای ساختار غیربدیهی است که مسئول حبس شدن کوارک‌ها است. یکی از پیشنهاداتی که برای این ساختار غیرآبلی مطرح شده، مدل ورتکس‌های مرکزی است که در غیاب میدان‌های مادی، سناریویی امیدوار کننده برای درک حبس‌شدگی می‌باشد. ایده این است که خلاء QCD با ورتکس‌های مرکزی که می‌توانند چگالش پیدا کنند، پر شده است. تصویر چگالش ورتکس‌ها متکی بر تبدیل پیمانهٔ مرکزی و تصویرگری مرکزی است.

با مرور ورتکس‌ها و همچنین ارائه تابع پارش مؤثر برای هنگردی از آنها، قانون سطح را برای متوسط حلقهٔ ویلسون پیدا می‌کنیم. سپس، تنش ریسمان را برای گروه پیمانه‌ای SU(2) در سه بعد اقلیدسی فضا-زمان بدست می‌آوریم. همچنین رفتار پارامترهای ذاتی ورتکس‌ها را نسبت به یکدیگر و تابعیت دمایی قدرت پتانسیل دافعه بین ورتکس‌ها را نیز بررسی می‌کنیم.

ورتکس‌های نازک درحد پیوستار

تحت یک تبدیل پیمانه‌ای مرکزی $N(x)$، میدان ورتکس نازک $A^l_\mu(x)$ بصورت زیر تعریف می‌شود [1,2]:

$$A_\mu^l(x) = \frac{i}{g} N(x)\,\partial_\mu N^{-1}(x), \qquad \text{in } x \notin \Sigma \tag{1}$$

که g ثابت جفت‌شدگی و Σ ابرسطح ورتکس مرکزی است که سهم ورتکس‌های ایده‌آل روی آن تعریف می‌شوند. در محاسبات شبکه، وقتی حلقهٔ ویلسون با ورتکس لینک می‌شود یک سهم غیربدیهی دریافت می‌کند. تبدیل پیمانه‌ای مرکزی باید به گونه‌ای انتخاب شود که شرط دریافت سهم غیربدیهی را برآورده نماید. در گروه پیمانه‌ای $SU(2)$، یک انتخاب برای تبدیل پیمانه‌ای مرکزی بصورت $N(x) = e^{i\varphi T^3}$ می‌باشد که φ زاویه سمتی و T^3 مولد گروه تقارنی $SU(2)$ است که برابر نصف ماتریس سوم پائولی می‌باشد. بنابراین، با این انتخاب برای تبدیل پیمانه‌ای مرکزی و با استفاده از رابطهٔ (1) سهم میدان‌های ورتکس نازک بصورت $A_\mu^l(x) = \frac{1}{g}\partial_\mu \varphi T^3$ می‌باشد [2].

ما علاقه‌مند به محاسبه متوسط حلقهٔ ویلسون در حضور هنگردی از ورتکس‌ها هستیم. متوسط حلقهٔ ویلسون بصورت زیر بیان می‌شود:

$$\langle W(C)\rangle = e^{i\oint_C dx_\mu A_\mu^l(x)} \tag{2}$$

در محاسبات شبکه، عدد لینکشدگی $L(C,l)$ بین حلقهٔ ویلسون C و حلقهٔ ورتکس l معادل با عدد برخورد $I(S,l)$ بین سطح ویلسون S و حلقهٔ ورتکس l است. عدد برخورد $I(S,l)$ بصورت زیر بیان می‌شود:

$$I(S,l) = \frac{1}{4\pi}\oint_l dx_\mu \int_S d^2\sigma_\mu\, \delta^{(3)}\big(x-\bar{x}(\sigma)\big) \tag{3}$$

$d^2\sigma_\mu$ عنصر سطح است و بصورت زیر پارامتربندی می‌شود.

$$d^2\sigma_\mu = \epsilon_{\mu\nu\rho}\frac{\partial\bar{\sigma}_\nu}{\partial\sigma_1}\frac{\partial\bar{\sigma}_\mu}{\partial\sigma_2}d\sigma_1 d\sigma_2 \tag{4}$$

در اثر تلاقی n ورتکس با سطح ویلسون، میدان برداری $J_\mu^C(x)$ روی سطح ویلسون بصورتی تعریف می‌شود که حامل شار مغناطیسی n ورتکس باشد [3].

$$J_\mu^C(x) = \frac{\nu}{2}\int_S d^2\sigma_\mu\, \delta^{(3)}\big(x-\bar{x}(\sigma)\big) \tag{5}$$

که ν تابع وزن است. می‌توان نشان داد که میدان ورتکس نازک و میدان برداری معادل بوده و با یک پیمانه به یکدیگر تبدیل می‌شوند. بنابراین متوسط حلقهٔ ویلسون برحسب میدان $J_\mu^C(x)$ بصورت زیر بیان می‌شود [3].

$$\langle W(C)\rangle = e^{i\sum_{i=0}^{n}\int_0^{L_i} ds_i u_\mu(s_i) J_\mu^C(x(s_i))} \tag{6}$$

L_i طول جهان‌خط‌های ورتکسی، s_i پارامتر طول کمان حلقه‌های ورتکسی و $u_\mu(s_i) = \frac{dx_\mu(s_i)}{ds}$ بردار شیب است.

متوسط حلقهٔ ویلسون-قانون سطح

از ارتباط بین متوسط حلقهٔ ویلسون و تابع پارش مؤثر هنگردی از ورتکس‌ها، قانون سطح و تنش ریسمان را بدست می‌آوریم.

برای محاسبهٔ تابع پارش مؤثر می‌توان از ترفند فیزیکدانان پلیمر بهره گرفت. ایده این است که چگالش ریسمان‌های بسته جهت‌دار می‌توانند بر روی یک میدان اسکالر مختلط نگاشت شوند [4]. از این روش استفاده و در نهایت تابع پارش مؤثر هنگردی از ورتکس‌ها بصورت زیر بیان می‌شود [3].

$$Z[J_\mu^C] = \int DV\overline{DV}\, e^{-i\int d^3x\left(\frac{1}{3\kappa}\overline{D_\mu V}D_\mu V + \mu\bar{V}V + \frac{1}{2\zeta}(\bar{V}V)^2\right)} \tag{7}$$

که پارامترهای μ و $\frac{1}{\kappa}$ به ترتیب بیانگر تنش و سفتشدگی ورتکس‌هاست و ζ قدرت پتانسیل دافعه بین ورتکس‌ها است. با استفاده از تابع پارش مؤثر رابطهٔ (7) لاگرانژی بصورت زیر است:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{3\kappa}\overline{D_\mu V}\,D_\mu V + \underbrace{\mu\bar{V}V + \frac{1}{2\zeta}(\bar{V}V)^2}_{\mathbb{V}(\bar{V},V)} \tag{8}$$

با کمینه کردن پتانسیل $\mathbb{V}(\bar{V},V)$ مقدار چشمداشتی خلاء $\boldsymbol{v}$ بصورت زیر می‌باشد:

$$\boldsymbol{v}^2 = -\mu\zeta > 0,\ \ \mu < 0, \zeta > 0. \tag{9}$$

میدان اسکالر مختلط برحسب مقدار چشمداشتی خلاء $\boldsymbol{v}$ تعریف می‌شود.

$$V = \boldsymbol{v}e^{i\gamma(x)} \tag{10}$$

که $\gamma(x)$ میدان اسکالر است. اگر پتانسیل $\mathbb{V}(\bar{V},V)$ را برحسب $\boldsymbol{v}$ بازنویسی کنیم، تابع پارش مؤثر رابطهٔ (7) بصورت زیر می‌شود.

$$Z[J_\mu^C] = \int DV\overline{DV}\, e^{-i\int d^3x\left(\frac{1}{3\kappa}\overline{D_\mu V}D_\mu V + \frac{1}{2\zeta}(\bar{V}V-\boldsymbol{v}^2)^2\right)} \tag{11}$$

رابطهٔ بین متوسط حلقهٔ ویلسون و تابع پارش مؤثر بصورت زیر است.

$$\langle W(C)\rangle = \frac{Z[J_\mu^C]}{Z[J_\mu^C = 0]} = \frac{Z[J_\mu^C]}{Z[0]} \tag{12}$$

$Z[0]$ توصیف کنندهٔ حالتی است که هیچ برهمکنشی بین سطح ویلسون و ورتکس‌ها

وجود ندارد. با استفاده از تعریف مشتق هموردا $D_\mu = \partial_\mu - iJ_\mu^C$ و روابط (10) تا (12) داریم:

$$\langle W(C)\rangle = \frac{Z[J_\mu^C]}{Z[0]} = \frac{\int DV\overline{DV}\, e^{-i\int d^3x \frac{1}{3\kappa}\overline{D_\mu V}\, D_\mu V}}{\int DV\overline{DV}\, e^{-i\int d^3x \frac{1}{3\kappa}\partial_\mu \bar{V}\ \partial_\mu V}} \qquad (13)$$

تابع پارش $Z[0]$ در مخرج رابطهٔ (13) با استفاده از رابطهٔ (10) بصورت زیر خواهد بود.

$$Z[0] = N'\boldsymbol{v}^2 \int D\gamma(x)\, e^{-\frac{v^2}{3\kappa}\int d^3x\left(\partial_\mu \gamma(x)\right)^2} \qquad (14)$$

که N' ضریب بهنجارش است. نمای تابع نمایی رابطهٔ (14) در سه بعد اقلیدسی فضا-زمان بصورت زیر است:

$$S_0 = -\frac{\boldsymbol{v}^2}{3\kappa}\int_0^\beta dt \int d^2x\gamma(x)\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right)\gamma(x) \qquad (15)$$

از بسط فوریه تابع اسکالر $\gamma(x)$،

$$\gamma(x) = \gamma(t,\vec{x}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{\vec{p}} e^{i(w_n t+\vec{p}.\vec{x})}\,\gamma_n(\vec{p}) \qquad (16)$$

رابطهٔ (15) بصورت زیر خواهد بود:

$$S_0 = -\frac{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}{3\kappa}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{\vec{p}}(w_n^2 + \vec{p}^2)|\gamma_n(\vec{p})|^2 \qquad (17)$$

$\boldsymbol{V} = \beta L^2$ نشان دهندهٔ حجم است که L طول فضایی و β زمان است. همچنین $w_n = 2\pi nT$ است که T دما را نشان می‌دهد. با جایگذاری رابطهٔ (17) در (14)، تابع پارش $Z[0]$ بصورت زیر می‌شود.

$$Z[0] = N'\boldsymbol{v}^2\left\{\prod_{\substack{n=-\infty\\ n\neq 0}}^{\infty}\prod_{\substack{\vec{p}\\ p_x\neq 0}}\left(\frac{3\kappa\pi}{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}\right)^{\frac{1}{2}}(w_n^2+\vec{p}^2)^{-\frac{1}{2}}\right\}$$
$$\times\left\{\prod_{\substack{\vec{p}\\ p_x=0}}\left(\frac{3\kappa\pi}{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{p_y}\right\} \qquad (18)$$

تابع پارش $Z[J_\mu^C]$ در صورت رابطهٔ (13) از تعریف مشتق هموردا بصورت زیر است.

$$Z[J_\mu^C] = \int DV\overline{DV}\, e^{-\frac{1}{3\kappa}\int d^3x\,\partial_\mu\bar{V}\,\partial_\mu V} e^{-\frac{1}{3\kappa}\int d^3x\, J_\mu^C\bar{V}\, J_\mu^C V}$$
$$\times\, e^{\frac{i}{3\kappa}\int d^3x(\partial_\mu\bar{V})J_\mu^C V} e^{-\frac{i}{3\kappa}\int d^3x\, J_\mu^C\bar{V}(\partial_\mu V)} \qquad (19)$$

<u>اولین تابع نمایی</u> رابطهٔ (19) با استفاده از رابطهٔ (17) برابر است با:

$$I_1 = \prod_{n=-\infty}^{\infty}\prod_{\vec{p}} e^{\frac{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}{3\kappa}(w_n^2+\vec{p}^2)|\gamma_n(\vec{p})|^2} \qquad (20)$$

<u>دومین تابع نمایی</u> رابطهٔ (19) از روابط (5) و (10) برابر است با:

$$I_2 \equiv e^{-\frac{1}{3\kappa}\int d^3x\, J_\mu^C\bar{V}\, J_\mu^C V} = e^{-\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2}{12\kappa}\delta(\bar{y})\times S} \qquad (21)$$

برای محاسبهٔ رابطهٔ (21) از این واقعیت که سطوح ویلسون به عنوان مرز حلقه ویلسون یکتا نیستند و می‌توانند با یک تبدیل پیمانه‌ای به یکدیگر تبدیل شوند، استفاده می‌کنیم. برای سادگی، سطح ویلسون را بصورت یک مستطیل در صفحه $t-x$ در نظر می‌گیریم. $\delta(\bar{y})$ نشان‌دهندهٔ مکانی از صفحه است که ورتکس‌ها با سطح ویلسون برخورد دارند و S هم مساحت می‌باشد.

<u>سومین تابع نمایی</u> رابطهٔ (19) از روابط (5) و (10) برابر است با:

$$I_3 \equiv e^{\frac{i}{3\kappa}\int d^3x(\partial_\mu\bar{V})J_\mu^C V} = e^{\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2}{6\kappa}\int_S d^2\sigma_\mu\,\partial_\mu\gamma(\bar{x}(\sigma))} \qquad (22)$$

با استفاده از رابطهٔ (4) و انتخاب

$$\bar{x}_0 = \bar{t}, \bar{x}_1 = \bar{x}, \bar{x}_2 = \bar{y};\ \ \sigma_1 = \bar{t}, \sigma_2 = \bar{x} \qquad (23)$$

خواهیم داشت:

$$I_3 = \prod_{\vec{p}} e^{i\frac{v\boldsymbol{v}^2}{6\kappa}\tau l_x p_y\gamma_0(\vec{\boldsymbol{P}})}\ ,\gamma_0(\vec{\boldsymbol{P}}) = \gamma_0(0,p_y) \qquad (24)$$

<u>چهارمین تابع نمایی</u> رابطهٔ (19) از روابط (5) و (10) برابر است با:

$$I_4 \equiv e^{-\frac{i}{3\kappa}\int d^3x\, J_\mu^C\bar{V}(\partial_\mu V)} = e^{\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2}{6\kappa}\int_S d^2\sigma_\mu\,\partial_\mu\gamma(\bar{x}(\sigma))} \qquad (25)$$

از مقایسه روابط (22) و (25) می‌توان نتیجه گرفت که $I_3 = I_4$ است.

بنابراین با جایگذاری روابط (20)، (21) و (24) در رابطهٔ (19) و محاسبهٔ انتگرال، $Z[J_\mu^C]$ برابر خواهد بود با:

$$Z[J_\mu^C] = N'\boldsymbol{v}^2 e^{-\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2}{12\kappa}\delta(\bar{y})\times S}\times e^{-\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2\tau^2 l_x^2}{12\kappa\ \boldsymbol{V}}} \qquad (26)$$
$$\times\left\{\prod_{\substack{n=-\infty\\ n\neq 0}}^{\infty}\prod_{\substack{\vec{p}\\ p_x\neq 0}}\left(\frac{3\kappa\pi}{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}\right)^{\frac{1}{2}}(w_n^2+\vec{p}^2)^{-\frac{1}{2}}\right\}\times\left\{\prod_{\substack{\vec{p}\\ p_x=0}}\left(\frac{3\kappa\pi}{\boldsymbol{v}^2\boldsymbol{V}}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{1}{p_y}\right\}$$

از جایگذاری روابط (18) و (26) در رابطهٔ (13)، متوسط حلقهٔ ویلسون برابر خواهد بود با:

$$\langle W(C)\rangle = e^{-\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2}{12\kappa}\delta(\bar{y})\times S}\times e^{-\frac{\nu^2\boldsymbol{v}^2\tau^2 l_x^2}{12\kappa\ \boldsymbol{V}}} \qquad (27)$$

در حد $\boldsymbol{V}\to\infty$، تابع نمایی دوم در رابطهٔ (27) برابر با 1 است. در

نتیجه، متوسط حلقهٔ ویلسون برابر است با:

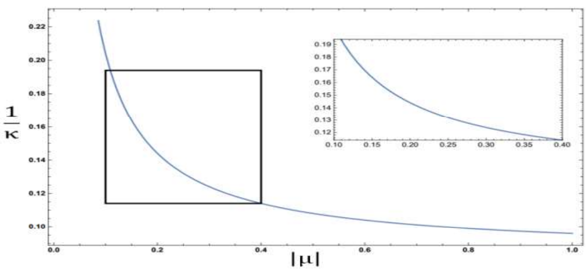
$$\langle W(C)\rangle = e^{-\frac{\nu^2 \boldsymbol{\nu}^2}{12\kappa}\delta(\bar{y})\times S} = e^{-\sigma S} \tag{28}$$

که نشان‌دهندهٔ قانون سطح است و معادل با پتانسیل خطی بین یک کوارک و پادکوارک ایستا است. وقتی حلقهٔ ویلسون و حلقهٔ ورتکسی با یکدیگر لینک می‌شوند، حلقهٔ ویلسون سطح ورتکسی را سوراخ می‌کند و یک تکینگی را احساس می‌کند و این تکینگی منجر به اختلاف فاز می‌شود. از طرفی عدد لینکشدگی نسبت به تعویض حلقهٔ ویلسون و حلقهٔ ورتکسی متقارن است، لذا می‌توان گفت که حلقهٔ ورتکسی، سطح ویلسون را سوراخ می‌کند بنابراین در سطح ویلسون باید تکینگی وجود داشته باشد که این تکینگی بصورت $\delta(\bar{y})$ در رابطهٔ (28) نشان داده شده است. به لحاظ ابعادی، تنش ریسمان σ و مساحت S به ترتیب دارای ابعاد L^{-2} و L^2 هستند که L نشان‌دهندهٔ طول است. همچنین تابع دلتا $\delta(\bar{y})$ دارای بعد L^{-1} است که با استفاده از دما می‌توانیم آن را بدون بعد کنیم و در نتیجه تنش ریسمان بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\sigma = \frac{|\mu|\zeta}{48\kappa}T \tag{29}$$

که در آن علامت μ اعمال شده است. همان‌طور که مشهود است تنش ریسمان برحسب ویژگی‌های ذاتی ورتکس‌ها و قدرت پتانسیل دافعه بین ورتکس‌ها بدست آمده است. پارامترهای μ، ζ، T و κ همگی بعد L^{-1} دارند، بنابراین تنش ریسمان دارای بعد L^{-2} است. با استفاده از رابطهٔ (29) رابطهٔ بین $|\mu|$ و $\frac{1}{\kappa}$ بصورت $\frac{1}{\kappa} = \frac{48\sigma}{T\zeta}\frac{1}{|\mu|}$ است. اگر $|\mu|$ افزایش یابد، $\frac{1}{\kappa}$ کاهش می‌یابد، یعنی انعطاف پذیری ورتکس‌ها افزایش می‌یابد. این رفتار با نتایج کیفی [5] تطابق قابل قبولی دارد. برای رسم نمودار $\frac{1}{\kappa}$ برحسب $|\mu|$، ما بهترین تابع را به داده‌های [5] برازش کردیم و $\frac{48\sigma}{T\zeta} = 0.012$ را بدست آوردیم (شکل ۱ را ببینید).

با استفاده از $\frac{48\sigma}{T\zeta} = 0.012$ می‌توانیم تابعیت دمایی قدرت پتانسیل دافعه بین ورتکس‌ها را بررسی کنیم و درمی‌یابیم که با افزایش دما، دافعه بین ورتکس‌ها افزایش می‌یابد که در واقع نزدیک به فاز واحبس‌شدگی می‌شویم که با شبیه‌سازی شبکه در توافق است [6].



شکل ۱: نمودار سفت‌شدگی $\frac{1}{\kappa}$ برحسب تنش $|\mu|$ که هر دو پارامتر با دما مقیاس‌بندی شده‌اند. در سمت راست یک بزرگنمایی در محدودهٔ داده‌های [5] انجام شده است.

نتیجه‌گیری

بعد از مشخص کردن ورتکس‌ها در حد پیوستار و با استفاده از تابع پارش مؤثر و رابطهٔ بین متوسط حلقهٔ ویلسون و تابع پارش، قانون سطح را نشان دادیم و تنش ریسمان را برای گروه $SU(2)$ محاسبه کردیم. با بررسی رفتار $\frac{1}{\kappa}$ نسبت به $|\mu|$ ورتکس‌ها دریافتیم که افزایش $|\mu|$ با کاهش $\frac{1}{\kappa}$ همراه است و همچنین با بررسی تابعیت دمایی قدرت پتانسیل دافعه بین ورتکس‌ها دریافتیم که با افزایش دما، دافعه بین ورتکس‌ها افزایش می‌یابد که هر دو نتیجه با نتایج شبیه‌سازی شبکه در توافق است.

مراجع

[1] M. Engelhardt, H. Reinhardt, Nucl. Phys. B567, 249 (2000).

[2] Z. Asmaee, S. Deldar, and M. Kiamari, Phys. Rev. D105, 096020 (2022).

[3] L. E. Oxman and H. Reinhardt, Eur. Phys. J. C 78, 3 (2018).

[4] M. Stone and P. R. Thomas, Phys. Rev. Lett. 41, 351 (1978).

[5] M. Engelhardt, H. Reinhardt, Nucl. Phys. B585, 591 (2000).

[6] M. Engelhardt, K. Langfeld, H. Reinhardt and O. Tennert, Phys. Lett. B431, 141 (1998).

برهمکنش $\Lambda\Lambda - N\Xi$ در کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای با استفاده از پیکربندی‌های پیمانه‌ای PACS-CS

عالمی، امان الله [۱]؛ اطمینان ، فیصل [۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند ، بیرجند

چکیده

برهمکنش $\Lambda\Lambda{-}N\Xi$ در کانال $^{11}S_0$ با استفاده از روش کانال جفت‌شده هل. کیو. سی. دی. $(HALQCD)$ در کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای با ابعاد $32^3{\times}64$ و استفاده از پیکربندی‌های پیمانه‌ای PACS-CS با $(2{+}1)$– طعم متناظر با جرم‌های $m_\pi{=}700,570,410\,MeV$ مطالعه می شود. و در نهایت، ماتریس پتانسیلی برهمکنش $\Lambda\Lambda{-}N\Xi$ محاسبه شده است. برهمکنش $\Lambda\Lambda$ در انرژی پایین یک جاذبه نشان میدهد که یک حالت مقید یا حالت ریزونانسی فراهم نمی‌کند. برهمکنش $N\Xi$ در کانال $^{11}s_0$ جاذبه قوی تری نسبت به $\Lambda\Lambda$ نشان میدهد که نزدیک به حالت مقید و ریزونانسی است.

The $\Lambda\Lambda - N\Xi$ interactions in Lattice QCD by using PACS-CS Gauge Configurations

Aalimi, Amanullah [1]; Etminan, Faisal [1]

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

Abstract

The $\Lambda\Lambda{-}N\Xi$ interactions in $^{11}S_0$ channel are studied on the basis of the (2+1) flavor lattice QCD simulations by using PACS-CS Gauge Configurations at $m_\pi{=}700,570,410\,MeV$. Finally, the matrix potential of $\Lambda\Lambda{-}N\Xi$ is extracted. The $\Lambda\Lambda$ interaction at low energies shows a weak interaction, which does not provide a bound or resonant state. The $N\Xi$ interaction in the spin-singlet channel is attractive than $\Lambda\Lambda$, and is near to the bound or resonant state.

PACS No. *(11 Times New Roman, italic)*

مقدمه

یک از اهداف مهم و نهایی فیزیک هسته‌ای توصیف هسته‌های هایپرونی و رفتار ماده‌هادرونی در چگالی‌های بالا که به‌عنوان مثال در درون ستارگان نوترونی رخ می‌دهد، می‌باشد. از اینرو مطالعه برهمکنش‌های باریون–باریون (BB) با عدد شگفتی $S{=}{-}2$ (دارای دو کوارک با طعم شگفت) یک گام مهم برای دانستن هسته‌های هایپرونی مانند دوتایی لامبدا و زای (Ξ)[۱] است[۱–۳]. علاوه برآن فراوانی هایپرونی در مرکز ستاره‌های نوترونی رابطه تنگاتنگی با برهمکنش هایپرون– هایپرون در کانال $S{=}{-}2$ دارد[٤]. مدل‌هایی متفاوت با پارامترهای پدیده شناختی تاهنوز برای برهمکنش های هایپرون پیشنهاد شده، امادر حال حاظر مهم است که برهمکنش در $S{=}{-}2$ را از اصول اولیه شبیه سازی‌های کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای[۲] $(LQCD)$ بدست آوریم[۵] یک چارچوب مناسب برای برهمکنش‌های BB از اصول اولیه در $LQCD$ توسط لوشیر پیشنهاد

[۱] ذره‌ی کهکشانی

[2] Lattice Quantum Chromodynamics

شد[٦]. برای دو هادرون در یک جعبه متناهی با ابعاد $L^3\times T$ تحت شرایط متناوب مرزی ، یک رابطه دقیق بین طیف انرژی درجعبه و جابجایی فاز بدست می‌آید. یک روش مرتبط و نزدیک برهمکنش های هادرون از $LQCD$ در مرجع[۷-۹] پیشنهاد شده و توسط گروه $HAL\ QCD$ توسعه داده شده است. نقطه شروع آن تابع موج NBS [3] است، در این روش کرنل‌های انتگرالی "پتانسیلها" از $LQCD$ استخراج می‌شوند و مشاهده پذیرها ی فیزیکی مانند جابجایی های فاز و انرژی های بستگی با استفاده از معادله شرودینگر باپتانسیل های بدست آمده از شبکه در حجم نامحدود محاسبه می‌شود. مهم ترین نکته این است که پتانسیل‌ها در توابع موج NBS تعریف می شود طوریکه اطلاعات جابجایی فازها در رفتارهای مجانبی آن رمزنگاری می شود[۱۰]. از طرفی یک تعمیم از روش $HAL\ QCD$ در انرژی‌های بالاتر از آستانه‌ی کشسان برای برهمکنش های BB با کانال‌های جفت‌شده پیشنهاد شده است[۱۱]. ما از نمادگاری $^{2I+1,2s+1}S_J$ که I,S و J بترتیب اسپین کل ایزواسپین کل و تکانه زاویه‌ای کل را نشان می‌دهد استفاده می‌کنیم. هدف این مقاله مطالعه برهمکنش های $\Lambda\Lambda-N\Xi$ درکانال $^{11}S_0$ با استفاده از روش کانال-جفت شده $HAL\ QCD$ است.

کانال جفت شده $HAL\,QCD$

در اینجا روش کانال‌های جفت‌شده به صورت اجمالی توضیح داده می‌شود برای جزئیات بیشتر مراجع[۱۱, ۱۲]. با تابع موج هم-زمان NBS در چارچوب مرکز جرم شروع می‌کنیم

$$\psi^{a}_{w_i}(r)e^{-w_i t} = \frac{1}{\sqrt{Z_{a_1}}\sqrt{Z_{a_2}}}\sum_{\hat{x}}\langle 0|B_{a_1}(\hat{x}+\hat{r},t)B_{a_2}(\hat{x},t)\,|\,B=2,W_i\rangle \qquad (1)$$

$$\psi^{b}_{w_i}(\hat{r})e^{-W_i t} = \frac{1}{\sqrt{Z_{b_1}}\sqrt{Z_{b_2}}}\sum_{\hat{x}}\langle 0|B_{b_1}(\hat{x}+\hat{r},t)B_{b_2}(\hat{x},t)\,|\,B=2,W_i\rangle \qquad (2)$$

که در اینجا $B_{cj}(\vec{x},t)$ با $c=a,b$ و $j=1,2$ یک عملگر مرکب جایگزیده برای باریون B_{cj} را با ضریب بهنجارش $\sqrt{Z_{cj}}$ نشان می-دهد. می‌توان نشان داد که این توابع موج در فاصله‌های دور $r\to\infty$ در یک معادله شرودینگر-مانند

$$\left(\frac{(k_i^c)^2}{2\mu^c}+\frac{\Delta^2}{2\mu^c}\right)\psi^c_{W_i}(\hat{r})=0 \qquad (3)$$

صدق می کند. که تکانه تقریبی متناظر $k_j^{\,c}$ در چارچوب مرکزجرم دررابطه‌ای $W_i=\sqrt{m_{c1}^{\ 2}+(k_i^c)^2}+\sqrt{m_{c2}^{\ 2}+(k_i^c)^2}$ تعریف می‌شود از اینجا پتانسیل غیرجایگزیده و مستقل از انرژی را مانند زیر تعریف می کنیم

$$K^c(\hat{r},W_i)=\sum_{c=a,b}\int d^3r'\,U^c{}_{c'}(\hat{r},\hat{r}')\,\psi^{c'}{}_{w_i}(\hat{r}') \qquad (4)$$

این یک تعمیم از تعریف $HAL\ QCD$ برای پتانسیل به کانال جفت شده است. در مرتبه غالب بسط بر حسب سرعت خواهیم داشت،

$$K^c(\hat{r},W_i) = \left[\frac{(k_i^c)^2}{2\mu_c}-H_0\right]\psi^c_{W_i} = \sum V^c_{c'}(\hat{r})\,\psi_{c'}(\hat{r},W_i) \qquad (5)$$

می‌شود برای دو کانال های مستقل a و b کانال جفت شده را به شکل زیرنوشت

$$\begin{pmatrix} V_{aa} & V_{ab} \\ V_{ba} & V_{bb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K^c(\hat{r}) & K^c(\hat{r}) \\ K^{c'}(\hat{r}) & K^{c'} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi_a{}^a(\hat{r}) & \psi_b{}^a(\hat{r}) \\ \psi^b{}_a(\hat{r}) & \psi_b{}^b(\hat{r}) \end{pmatrix}^{-1} \qquad (6)$$

زمانیکه ما پتانسیل‌های جایگزیده کانال جفت‌شده را بدست بیاوریم ما معادله شرودینگر کانال جفت شده را در حجم نامتناهی با بعضی شرایط مرزی حل می‌کنیم. بعنوان یک کاربرد روش فوق ما پتانسیل های $\Lambda\Lambda-N\Xi$ درکاناال $S=-2$ و $I=0$ را درنظر می گیریم.

توابع NBS در $LQCD$

در $LQCD$ تابع موج NBS از تابع کوریلیشن[4] چهار-نقطه‌ای باریون استخراج می‌شود[۱۳] واینگونه داده می‌شود

$$R^c_{I_d}(\hat{r},t) \equiv \frac{\sum_{\hat{x}}\langle 0|B_{c_1}(\hat{x}+\hat{r},t)B_{c_2}(\hat{x},t)\overline{I_d}(t_0=0)|0\rangle}{\sqrt{Z_{c_1}}\sqrt{Z_{c_2}}\,e^{[-(m_{c_1}+m_{c_2})t]}} = \sum_n \psi^c_{W_n}(\hat{r})e^{-\Delta W^c t}A_d^{W_n} + \ldots n \qquad (7)$$

[3] Nambu-Bethe-Salpeter

[4] Correlation-function

که در اینجا $B_{cj}(\dot{x},t)$ یک عملگر انترپولیتینگ[5] برای هشت‌تایی باریون و $\overline{I}_d(0)$ عملگر چشمه هستند. یک پتانسیل جفت شده را می شود با استفاده از کوریلیتور از معادله شرودینگر-مانند وابسته به زمان بدست آورد مانند

$$\left(\frac{k_i^{c^2}}{2\mu^c} - H_0^c\right) R_{I_d}^c(\hat{r},t) = \int d^3r' U^c(\hat{r},\hat{r}')\Delta^c R_{I_d}(\hat{r}',t) \qquad (8)$$

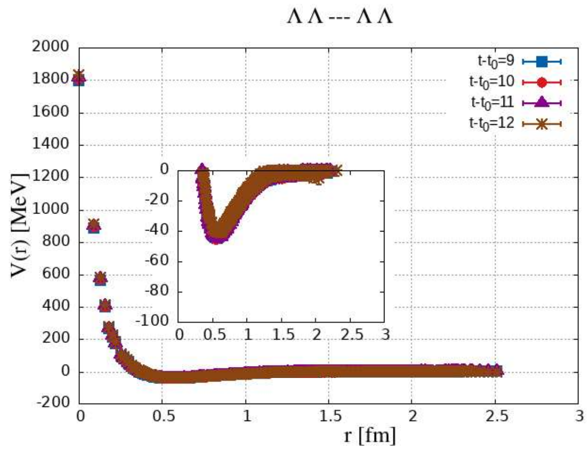
برای هر عنصر از پتانسیل ماتریسی کانال جفت‌شده ما بسط مشتق را در نظر می‌گیریم تا بتوانیم غیرجایگزیده‌گی پتانسیل را بکار بگیریم.

مشخصات شبکه

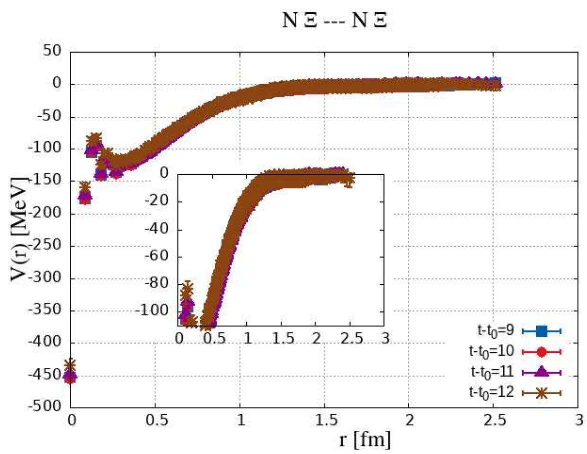
به‌منظور شبیه‌سازی‌های عددی، ما پیکربندی‌های کامل QCD (2+1)-طعم که توسط همکاران $PACS\text{-}CS$ [۱۴] تولید شده با گروه بهنجارشده‌و توسعه‌یافته کنش گلوئنی ایواساکی را در $\beta=\frac{6}{g^2}=1.90$ روی شبکه به ابعاد $L^3\times T=32^3\times 64$ اعمال می‌کنیم. طول شبکه $a=0.0907\,fm$ و اندازه فیزیکی شبکه $La=2.902\,fm$ است. برای اینکه وابستگی جرم پتانسیل ها را مشاهده کنیم ما سه آنسامبل با سه جرم متفاوت برای پیون یعنی $m_\pi=700,570,410\,MeV$ محاسبه می‌کنیم.

نتایج عددی

پتانسیل های بدست آمده از شبکه را در کانال ${}^{11}S_0$ در زمان‌های مختلیف رسم می‌کنیم. شکل‌های 1 و2 پتانسیل های قطری $V^{\Lambda\Lambda}$ و $V^{N\Xi}$ را در کانال ${}^{11}S_0$ را نشان می‌دهد



شکل ۱. پتانسیل قطری $V^{\Lambda\Lambda}$ در کانال ${}^{11}S_0$ در زمان‌های $t-t_0=9,10,11,12$ نشان می‌دهد.

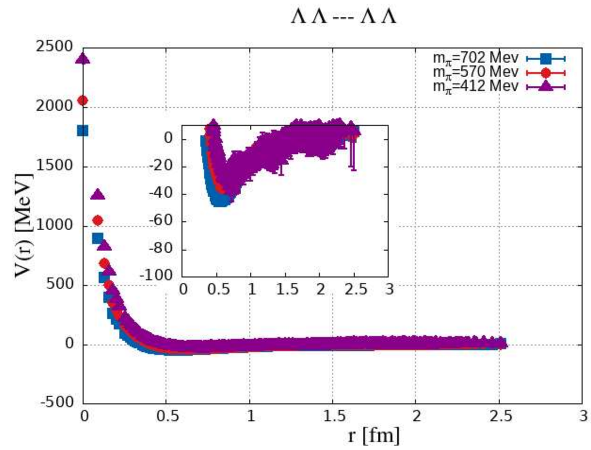


شکل ۲. پتانسیل $V^{N\Xi}$ را در کانال ${}^{11}S_0$ را در زمان های $t-t_0=9,10,11,12$ نشان می‌دهد. وابستگی زمانی دیده نمی‌شود.

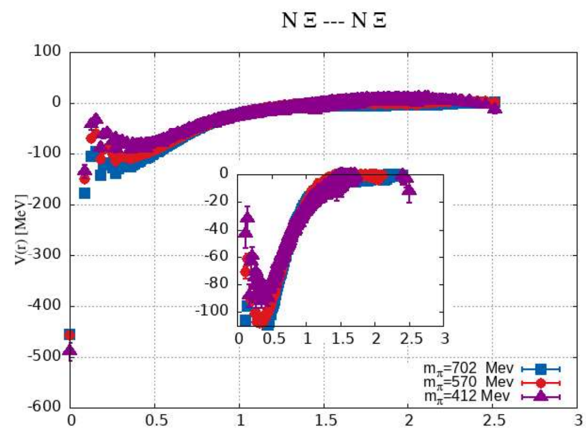
درشکل 1 پتانسیل قطری $V^{\Lambda\Lambda}$ در کوتاه برد دارای یک دافعه قوی و در برد متوسط دارای یک پتانسیل جاذبه می‌باشد و ازطرفی دیگراین پتانسیل به اندازه نیست که حالت ریزونانسی ایجاد کند. پتانسیل $V^{N\Xi}$ هم یک دافعه قوی در برد کوتاه و یک جاذبه در برد متوسط نشان می‌دهد اما جاذبه آن نسبت به $V^{\Lambda\Lambda}$ عمیق تر است.

برای اینکه وابستگی جرم پتانسیل را مشاهده کنیم پتانسیل را برای هر سه آنسامبل رسم می کنیم. شکل‌های 3 و 4 پتانسیل های $V^{\Lambda\Lambda}$ و $V^{N\Xi}$ را برای هرسه آنسامبل با جرم های پیون به ترتیب $m_\pi=700,570,410\,MeV$ نشان می دهد.

[5] Interpolating Operator



شکل ۳. پتانسیل $V^{\Lambda\Lambda}$ برای هرسه آنسامبل رسم شده. دیده می‌شود که به جرم وابسته است.



شکل ٤. پتانسیل $V^{N\Xi}$ برای هر سه انسامبل با جرم های مختلف پایون رسم شده.

همانطوریکه در شکل های 3 و 4 دیده می‌شود عمق پتانسیل با کاهش جرم پیون و نزدیک شدن به جرم پیون واقعی(m_π=139MeV) ، کاهش می‌یابد. یک رابطه بین جرم و ابعاد شبکه وجود دارد و می‌شود ابعاد شبکه را بزرگ نمایم تا به جرم فیزیکی نزدیک ترشودیم.

نتیجه گیری

ما برهمکنش های BB شگفتی S=−2 با تمرکز بر پتانسیل های ΛΛ و $N\Xi$ را با استفاده از پیکربندی های پیمانه‌ای $PACS$−SC مطالعه کردیم. ما پیداکردیم که ΛΛ در انرژی های پایین دارای یک جاذبه است، البته این مقدار جاذبه برای هایپرون–دوتای مقید یا ریزونانسی کافی نسبت. ازطرفی دیگر ما پیداکردیم که $N\Xi$ یک جاذبه قوی تری نسبت به ΛΛ دارد. تا هنوز چندین مسله هستند که حل شوند. اولا شبیه سازی ها برای جرم های فیزیکی اعمال شود. از طرفی دیگرمهم است که برهمکنش ΛΛ − $N\Xi$ در کانال جفت شده کامل با ΣΣ در کانال S=−2 مطالعه شود. و در آخر مهم ترین موضوع که باید انجام شود پیدا کردن جابجایی فاز با استفاده از حل معادله شرودینگر با پتانسیل های غیرجایگزیده که از شبکه بدست آورده ایم.

سپاسگزاری

از گروه $HAL\ QCD$ برای در اختیار قرار دادن پیکربندی‌های پیمانه ای $PACS$−CS صمیمانه تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

[۱] Dover, C.B. and A. Gal, ≡ *Hypernuclei.* Annals of Physics, 1983. **146**(2): p. 309-348.
[۲] Gibson, B.F. and E. Hungerford III, *A survey of hypernuclear physics.* Physics Reports, 1995. **257**(6): p. 349-388.
[۳] Hiyama, E. and T. Yamada, *Structure of light hypernuclei.* Progress in Particle and Nuclear Physics, 2009. **63**(2): p. 339-395.
[۴] Takatsuka, T., et al., *Occurrence of hyperon superfluidity in neutron star cores.* Progress of theoretical physics, 2006. **115**(2): p. 355-379.
[۵] Sasaki, K., et al., *ΛΛ and NΞ interactions from Lattice QCD near the physical point.* Nuclear Physics A, 2020. **998**: p. 121737.
[۶] Lüscher, M., *Two-particle states on a torus and their relation to the scattering matrix.* Nuclear Physics B, 1991. **354**(2-3): p. 531-578.
[۷] Ishii, N., S. Aoki ,and T. Hatsuda, *Nuclear force from lattice QCD.* Physical review letters, 2007. **99**(2): p. 022001.
[۸] Aoki, S., T. Hatsuda, and N. Ishii, *The nuclear force from Monte Carlo simulations of lattice quantum chromodynamics.* Computational Science & Discovery, 2 :(۱)۱ .۰۰۸p. 015009.
[۹] Aoki, S., T. Hatsuda, and N. Ishii, *Theoretical foundation of the nuclear force in QCD and its applications to central and tensor forces in quenched lattice QCD simulations.* Progress of theoretical physics, 2010. **123**(1): p. 89-128.
[۱۰] Aoki, S. and T. Doi, *Lattice QCD and baryon-baryon interactions: HAL QCD method.* Frontiers in Physics, 2020. **8**: p. 307.
[۱۱] Aoki, S., et al., *Extraction of hadron interactions above inelastic threshold in lattice QCD.* Proceedings of the Japan Academy, Series B, 2011. **87**(8): p. 509-517.
[۱۲] Etminan, F., K. Sasaki, and T. Inoue, *Coupled-channel $\Lambda_ {c} K^{+}-pD_ {s} $ Interaction in Flavor $\textrm {SU}\left (3\right) $ Limit of Lattice QCD.* arXiv preprint arXiv:2311.02569, 2023.
[۱۳] Miyamoto, T ,.et al., *ΛcN interaction from lattice QCD and its application to Λc hypernuclei.* Nuclear Physics A, 2018. **971**: p. 113-129.
[۱۴] Aoki, S., et al., *2+ 1 flavor lattice QCD toward the physical point.* Physical review D, 2009. **79**(3): p. 034503.

مطالعه ماده تاریک دایپولار با استفاده از طیف‌نگاری تابش اشعه X

حقیقت، منصور[۱]؛ محمودی، سمیه[۱]؛ رفیعی، علی[۱]

[۱]بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده

در این مقاله ضمن درنظرگیری ذرات ماده تاریک به عنوان فرمیون‌های دیراک که دارای ممان دوقطبی مغناطیسی دائمی هستند به بررسی اثرات برهم‌کنشی آنها بر روی ترازهای انرژی اتم‌های هیدروژن‌گونه پرداخته و در ادامه با استفاده از داده‌های تجربی گسیل پرتوی X بر روی ممان دوقطبی مغناطیسی قید می‌گذاریم

واژه های کلیدی: *ماده تاریک دوقطبی، تابش پرتو X.*

Constraining from X ray emission on dipolar dark matter

Haghighat, Mansour[1]; Mahmoudi, Somayyeh[1]; Rafiei, Ali[1]

[1] *Physics Department, College of Sciences, Shiraz University 71454, Shiraz,*

Abstract

In this paper, we consider a Dirac fermion with a permanent magnetic dipole moment as a dark matter particle to explore its effects on the energy levels of the hydrogen-like atoms. Consequently, we find some constrains on the magnetic dipole moment by using the experimental data of the atomic X-ray emissions.

Keywords: *Dipolar dark matter, X-ray emission.*

PACS No. ۱۰

مقدمه

یکی از سوالات اساسی کیهان‌شناسی و فیزیک ذرات بنیادی که تاکنون بدون پاسخ باقی مانده است مسئله ماهیت ماده تاریک و چگونگی برهم‌کنش‌های آن می‌باشد. علیرغم شواهد کیهان‌شناسی زیادی که در مورد ماده تاریک وجود دارد خصوصیات ذرات بنیادی آن همچنان به‌عنوان یک راز باقی مانده است. از جمله رهیافت‌هایی که در باب این مساله وجود دارد، مطالعه پدیده‌شناسی ماده تاریک است[۱-۶]. یکی از جنبه‌های این پدیده‌شناسی بررسی اثرات الکترومغناطیسی مربوط به ماده تاریک می‌باشد.

فرض اولیه بر این بوده که ذراتی وجود دارند که بدون بار الکتریکی هستند و بنابراین امکان جفت‌شدن با فوتون و انجام برهم‌کنش الکترومغناطیسی را ندارند. از این رو آن‌ها را تاریک نامیدند. در سال‌های اخیر نظریه‌هایی در مورد امکان برهم‌کنش الکترومغناطیسی این ذرات مطرح شده‌است. یکی از ساده ترین بسط‌های مدل استاندارد بر مبنای این فرض استوار است که ذرات ماده تاریک اسپینور هستند و از طریق ممان دو قطبی مغناطیسی و یا الکتریکی‌شان می‌توانند با فوتون برهم‌کنش انجام می‌دهند[۶]. این مدل به مدل ماده تاریک دایپولار مشهور است. اگر امکان این جفت‌شدگی وجود داشته باشد، مطالعه اثرات ناشی از این برهم‌کنش، منبع مهمی جهت بررسی طبیعت ماده تاریک است. در این مقاله ضمن در نظرگیری ماده تاریک دایپولار به عنوان فرمیون‌های دیراک به بررسی اثرات ناشی از این برهم‌کنش بر روی ترازهای انرژی اتم‌های هیدروژن‌گونه پرداخته و با استفاده از طیف‌نگاری اتمی سعی در مقید کردن این مدل بر اساس دقت‌های آزمایشگاهی موجود خواهیم داشت.

مدل ماده تاریک دایپولار

بر اساس این مدل چنانچه ذرات ماده تاریک اسپینور باشند از طریق ممان دوقطبی مغناطیسی(M) می‌توانند با فوتون جفت‌شده و برهم‌کنش الکترومغناطیسی انجام دهند. لاگرانژی موثر این تئوری بصورت زیر بیان می شود [٦]

$$\mathcal{L} = -\frac{iM}{2}\bar{\chi}\sigma_{\mu\nu}\chi F^{\mu\nu} \qquad (١)$$

که M بر واحد $e\ cm$ ، $F^{\mu\nu}$ تانسور میدان الکترومغناطیسی و $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^{\mu},\gamma^{\nu}]$ می‌باشد.

فراوانی ماده تاریک دایپولار

چگالی ماندگاری ماده تاریک دایپولار از طریق محاسبه سطح مقطع برهمکنش نابودی ذرات و پادذرات ماده تاریک (که فرض می‌کنیم از گروه ویمپ‌ها می‌باشند) به ذرات مدل استاندارد قابل تعیین است. سطح مقطع نابودی ماده تاریک دایپولار به ذرات فرمیونی سبکتر، چنانچه برهمکنش ماده تاریک با فوتون از نوع دوقطبی مغناطیسی باشد، از طریق رابطه زیر بدست می‌آید[٦]:

$$\sigma\upsilon_{rel} = \frac{e^2M^2}{4\pi}(1-\frac{\upsilon_{rel}^2}{6}) \simeq \frac{e^2M^2}{4\pi} \qquad (٢)$$

که در آن

$$\upsilon_{rel} = 2\sqrt{1-\frac{4m_{\chi}^2}{s'}} \qquad (٣)$$

سرعت نسبی ذرات ماده تاریک نسبت به هم و s' مربع انرژی مرکز جرم می‌باشد. سطح مقطع میانگین گرمایی، می‌تواند برحسب دمای T بصورت زیر پارامتریزه شود:

$$\langle\sigma\upsilon_{rel}\rangle \equiv \sigma_0(\frac{T}{m_{\chi}})^{n'} \qquad (٤)$$

که در آن

$$\sigma_0 = \frac{e^2M^2}{4\pi} \quad n' = 0 \qquad (٥)$$

چگالی جرمی ذرات ماده تاریک دایپولار، توسط سطح مقطع نابودی زوج به همه ذرات سبکتر توسط رابطه زیر بدست می‌آید

$$\Omega_{\chi}h^2 = 0.34\left(\frac{(n'+1)x_f^{n'+1}}{g_{*s}/g_*^{1/2}}\right)\frac{10^{-37}cm^2}{\sigma_0} \qquad (٦)$$

که در آن $x_f = \frac{m_{\chi}}{T_f}$ و اندیس f بیانگر شرایط در زمان واجفتیدگی است و می‌توان آن را بصورت رابطه زیر تقریب زد:

$$\begin{aligned} x_f &= \ln\left[0.038(n'+1)(g_{*s}/g_*^{1/2})M_{Pl}m_{\chi}\sigma_0\right] \\ &-(n'+\frac{1}{2})\ln\left[\ln\left[0.038(n'+1)(g_{*s}/g_*^{1/2})M_{Pl}m_{\chi}\sigma_0\right]\right] \end{aligned} \qquad (٧)$$

که در رابطه بالا M_{Pl}، g_* و g_{*s} به ترتیب جرم پلانک، درجات آزادی نسبیتی موثر در زمان واجفتیدگی و در چگالی آنتروپی می‌باشند.

با استفاده از داده‌هایWMAP، چگالی ماده تاریک سرد برابر است با

$$\Omega_{\chi}h^2 = 0.1099 \pm 0.0062 \qquad (٨)$$

با استفاده از این مقدار و رابطه (٦) چنانچه بخواهیم مقدار قابل قبولی از ماده تاریک داشته باشیم بدین نتیجه خواهیم رسید که برای ذرات ماده تاریک از مرتبه جرمی 1GeV :

$$M \simeq 10^{-16}e\ cm \qquad (٩)$$

بنابراین اگر بخواهیم چگالی ماده تاریک دایپولار با چگالی ماندگاری تجربی در توافق باشد حد فوق بر روی ممان دوقطبی مغناطیسی ماده تاریک قرار خواهد گرفت.

تصحیح انرژی اتم‌های هیدروژن گونه

لاگرانژی معادله (١) می‌تواند انتشارگر فوتونی را بصورت شکل ١ تصحیح کند. سهم این نمودار در قطبش خلاء فوتونی بصورت زیر است[٦]:

$$\Pi^{\mu\nu}(q^2) \approx \beta q^2(q^2g^{\mu\nu} - q^{\mu}q^{\nu}) \qquad (١٠)$$

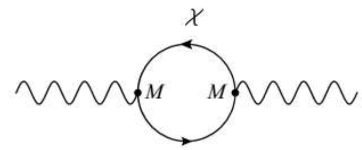
که در آن

$$\beta = \frac{M^2}{8\pi^2}(1-\frac{1}{3}\ln\frac{m_{\chi}^2}{\mu^2}) \qquad (١١)$$

و m_{χ} و μ به ترتیب جرم ماده تاریک دایپولار و مقیاس بازبهنجارش می‌باشد. رابطه (١٠) پتانسیل کولن را بصورت زیر تصحیح می‌کند:

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi r} - \frac{Ze^2}{12\pi^2} M\,\delta^3(r) \qquad (۱۲)$$

که Z عدد اتمی را نمایش می‌دهد.



شکل ۱: تصحیح تک حلقه در انتشارگر فوتونی

با اعمال رابطه (۱۲) در هامیلتونی غیرنسبیتی اتم هیدروژن‌گونه به عنوان اختلال، جابجایی در تراز انرژی s به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\delta E_{n,l} = -\frac{Z\alpha}{3\pi} M^2 \delta_{l,0} \left|\chi_{n,l}(0)\right|^2 \qquad (۱۳)$$

که $\alpha = e^2/4\pi$ ثابت ساختار ریز و n عدد کوانتومی اصلی است. با استفاده از مقدار تابع موج کولنی در مبدا $\chi_{n,l}(0) = (\pi n^3 a_0^3)^{-1/2}$ و شعاع بوهر حالت پایه $a_0 = (m_r Z\alpha)^{-1}$ (که m_r جرم کاهیده اتم می‌باشد)، رابطه (۱۳) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned}\delta E_{n,l} &= -\frac{Z^4 m_e \alpha^5}{3\pi n^3} \frac{M^2}{\mu_B^2} \left(\frac{m_r}{m_e}\right)^3 \delta_{l,0} \\ &= -(1.68\times10^9\,Hz)\frac{Z^4}{n^3}\frac{M^2}{\mu_B^2}\left(\frac{m_r}{m_e}\right)^3 \delta_{l,0}\end{aligned} \qquad (۱٤)$$

که $\mu_B = 1.93\times10^{-11} e\ cm$ مگنتون بوهر است. رابطه (۱٤) نشان می‌دهد در یک گذار معین، جفت‌شدگی ماده تاریک دایپولار-فوتون با افزایش عدد اتمی و جرم کاهیده، کاهش می‌یابد. در بخش بعد از گسیل پرتوی X در اتم‌های هیدروژن‌گونه استفاده می‌کنیم و بر روی گشتاور دوقطبی مغناطیسی قید می‌گذاریم.

پرتو X

پرتوی X یک تابش الکترومغناطیسی است که فرکانسی در محدوده $10^{16} Hz$ تا $10^{20} Hz$ دارد و زمانی ساطع می‌شود که الکترون بین ترازهای انرژی نزدیک به هسته در اتم گذار انجام دهد.

برای اینکه بتوانیم داده‌های تئوری و تجربی پرتوی X را در رابطه (۱٤) اعمال کنیم، حالتی را در نظر می‌گیریم که اتم بصورت هیدروژن گونه باشد، بدین معنی که دارای هسته و یک الکترون در نزدیکترین تراز انرژی($n=1$) می‌باشد. بنابراین در گسیل پرتوی X خطوط $K\alpha$ را درنظر می‌گیریم که الکترون از تراز انرژی $n=2$ یا L به تراز انرژی $n=1$ یا K گذار انجام می‌دهد.

رابطه (۱٤) با استفاده از خطوط گسیل $K\alpha$ پرتوی X اتم‌ها بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$M = 3.4\times10^{-5}(Hz)^{-1/2}\sqrt{\frac{\mu_B^2 m_e^3 (\Delta E_{20\to10})}{Z^4 m_r^3}} \qquad (۱۵)$$

که $\Delta E_{20\to10} = \delta E_{1,0} - \delta E_{2,0}$ می‌باشد. با استفاده از اختلاف مقدار انرژی خطوط K پرتوی X که در تئوری پیش‌بینی شده با داده‌های تجربی در عناصر مختلف[۷] می‌توان بر روی M قید گذاشت(جدول ۱).

جدول۱ : قید بر روی گشتاور دوقطبی مغناطیسی ناشی از اختلاف انرژی تجربی و تئوری خطوط گسیل سری $K\alpha_2$ پرتوی X

اتم	Z	انرژی تئوری (eV)	انرژی تجربی (eV)	اختلاف انرژی (eV)	$M\,(e\ cm)$
Sc	٢١	٤٠٨٥,٤٣	٤٠٨٥,٩٥	٠,٥٢	$\le 1.67\times10^{-11}$
Co	٢٧	٦٩١٤,٠٨	٦٩١٥,٥٤	١,٤٦	$\le 1.69\times10^{-11}$
Sr	٣٨	١٤٠٩٨,٠١	١٤٠٩٨,٠٣	٠,٠٢	$\le 1.0\times10^{-12}$
La	٥٧	٣٣٠٣٤,٢	٣٣٠٣٤,٣٨	٠,٢	$\le 1.41\times10^{-12}$
Lu	٧١	٥٢٩٦٥,٣	٥٢٩٦٥,٥٧	٠,٣	$\le 1.11\times10^{-12}$
Hg	٨٠	٦٨٨٩٤,٣	٦٨٨٩٥,١	٠,٨	$\le 1.43\times10^{-12}$
Th	٩٠	٨٩٩٥٦,٦	٨٩٩٥٧,٠٤	٠,٤	$\le 7.97\times10^{-13}$

نتیجه گیری

ماده تاریک از اینرو تاریک گفته می‌شود که ذرات آن با فوتون برهمکنش نمی‌کنند یا برهمکنش ضعیفی دارند. در این مقاله ما مدلی را درنظر گرفتیم که در آن فرض شده ذرات ماده تاریک دارای گشتاور دوقطبی مغناطیسی دائمی می‌باشند و از این طریق با فوتون برهمکنش می‌کنند. در ادامه با استفاده از لاگرانژی موثر برای این جفت‌شدگی و تصحیح آن بر روی قطبش خلاء فوتونی،

پتانسیل کولنی را بدست آوردیم. با اعمال پتانسیل کولنی به عنوان اختلال در تراز انرژی‌های اتم‌های هیدروژن‌گونه تصحیح تغییر انرژی ترازها را نیز بدست آوردیم. سپس با استفاده از دقت آزمایشگاهی گسیل پرتوی X بر روی گشتاور دوقطبی مغناطیسی قید گذاشتیم که در جدول ۱ آورده شده است.

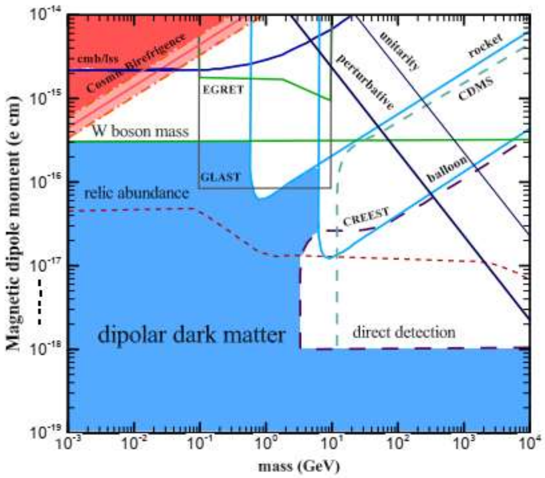
در اینجا ارزشمند است که مقایسه‌ای بین قیود بدست آمده ناشی از تابش پرتوی X بر روی گشتاور دوقطبی مغناطیسی ماده تاریک دایپولار و سایر قیدهای قرار گرفته بر روی M انجام گیرد.

مقالات متعددی وجود دارد که با استفاده از پدیده‌های فیزیکی و داده‌های تجربی مختلف بر روی M حد می‌گذارند. به عنوان مثال در مقاله [٦] با استفاده از تست‌های دقت مدل استاندارد، CMB، پرتو گامای کیهانی قیدهای متفاوتی بدست آمده که در شکل ۲ نشان داده شده است. در مقاله [٨] از طریق برهمکنش باریون-ماده تاریک حد $10^{-12} e\ cm$ را برای بازه جرمی $m_\chi \ll 1 GeV$ قرار داده‌اند. همچنین نویسندگان مقاله [٩] از داده‌های آزمایش‌های پراکندگی الکترون در XENON10 و XENON1T استفاده کرده و قید $10^{-18} e\ cm$ را برای بازه جرمی $1 MeV < m_\chi < 1 GeV$ گذاشته و از طریق واپاشی B^+ قید $10^{-13} e\ cm$ برای همین بازه جرمی بدست آمده است. لازم به ذکر است که داده‌های LHC به ازای جرم $1 GeV < m_\chi < 100 GeV$ قید $10^{-15} e\ cm$ را برروی M قرار می‌دهند[١٠].

مقایسه داده‌ها نشان می‌دهد که پیشرفت در دقت اندازه‌گیری می‌تواند آزمایش‌های دقت مدل استاندارد که در سطح انرژی‌های پایین انجام می‌پذیرد را به عنوان یک جایگزین بسیار امیدوارکننده برای تحقیقات شتاب‌دهنده انرژی بالا برای کشف ماهیت ماده تاریک معرفی کند.

سپاسگزاری

از دانشگاه شیراز بابت فراهم آوردن زمینه تحقیق و پژوهش صمیمانه تشکر می‌کنیم.



شکل۲: فضای پارامتری M-m برای ذرات ماده تاریک دایپولار [٦و١١]

مرجع‌ها

[١] L. Roszkowski, E. M. Sessolo and S. Trojanowski, “*WIMP dark matter candidates and searches- current status and future prospects*”, Rept. Prog. Phys. **81**, no.6, 066201 (2018).

[٢] A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre, S. Mertens and O. Ruchayskiy, “*Sterile neutrino Dark Matter*”, Prog. Part. Nucl. Phys. **104**, 1-45 (2019).

[٣] S. S. Xue, “*Hierarchy spectrum of SM fermions: from top quark to electron neutrino*”, JHEP **11**, 072 (2016).

[٤] M. Bastero-Gil, J. Santiago, L. Ubaldi and R. Vega-Morales, “*Vector dark matter production at the end of inflation*”, JCAP **04**, 015 (2019).

[٥] K. N. Abazajian, et al., “*Light Sterile Neutrinos: A White Paper*”, [arXiv:1204.5379 [hep-ph]].

[٦] K. Sigurdson, M. Doran, A. Kurylov, R. R. Caldwell and M. Kamionkowski, “*Dark-matter electric and magnetic dipole moments*”, Phys. Rev. D **70**, 083501 (2004) [erratum: Phys. Rev. D **73**, 089903 (2006)].

[٧] https://www.nist.gov/pml/x-ray-transition-energies-database.

[٨] C. Dvorkin, K. Blum and M. Kamionkowski, “*Constraining Dark Matter-Baryon Scattering with Linear Cosmology*”, Phys. Rev. D **89**, no.2, 023519 (2014).

[٩] X. Chu, J. Pradler and L. Semmelrock, “*Light dark states with electromagnetic form factors*”, Phys. Rev. D **99**, no.1, 015040 (2019).

[١٠] J. F. Fortin and T. M. P. Tait, “*Collider Constraints on Dipole-Interacting Dark Matter*”, Phys. Rev. D **85**, 063506 (2012).

[١١] J. Khodagholizadeh, S. Mahmoudi, R. Mohammadi and M. Sadegh, “*Cosmic birefringence as a probe of the nature of dark matter: Sterile neutrino and dipolar dark matter*”, Phys. Rev. D **108**, no.2, 023023 (2023).

در جستجوی اجرام ناحیه‌ی ناشناخته‌ی شکاف جرمی: ستاره‌های کوارکی در گرانش جرمدار

صداقت، جلیل[۱]؛ اسلام پناه، بهزاد[۲]؛ زبرجد، محمد[۱]؛ بردبار، غلامحسین[۱]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه شیراز، میدان ارم ، شیراز

[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در این پژوهش خواص ساختاری ستاره‌ی کوارکی شگفت را در یک نظریه‌ی اصلاح شده‌ی NJL در تقریب میدان میانگین در گرانش جرمدار بررسی کرده‌ایم. برای به دست آوردن معادله حالت ماده کوارکی شگفت، از یک نسخه‌ی اصلاح شده‌ی مدل NJL استفاده کرده‌ایم. این نسخه شامل ترکیبی از مدل مرسوم NJL و تبدیل Fierz است. نشان می‌دهیم که با انتخاب مناسب معادله‌ی حالت که از درجات آزادی ذرات سیستم و برهم کنش بین آنها به دست می‌آید و همچنین با انتخاب گرانش اصلاح شده می‌توان ستاره‌های کوارکی شگفتی را به دست آورد که نه تنها قیدهای به دست آمده از امواج گرانشی مانند جرم و شعاع مربوطه و تغییر شکل پذیری جزر و مدی را برآورده می‌کنند، بلکه در ناحیه‌ی ناشناخته شکاف جرمی (2.5-5 M⊙) نیز قرار می‌گیرند.

واژه های کلیدی: ستاره‌های فشرده-معادله ی حالت-ماده کوارکی شگفت-گرانش جرمدار- تغییر شکل پذیری جزر و مدی

In search of objects in the unknown mass gap region: quark stars in massive gravity

Sedaghat, Jalil[1]; Eslam Panah, Behzad[2]; Zebarjad, Mohammad[1]; Bordbar, Gholm Hossien[1]

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

[2] *Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar*

Abstract

In this research, we have investigated the structural properties of the strange quark star in a modified NJL theory and also in a modified gravity called massive gravity. To obtain the equation of state of the strange quark matter, we have used a modified version of the NJL model. This version contains a combination of the conventional NJL model and its Fierz transformation. We show that by the appropriate choice of the equation of state which is obtained from the degrees of the freedom of the particles and the interaction between them, as well as the choice of a modified gravity, it is possible to obtain strange quark stars that not only satisfy the constraints obtained from gravitational waves such as the mass and corresponding radius and tidal deformability, but also fall in the unknown mass gap region (2.5-5 M⊙).

***Keywords**: compact stars - equation of state – strange quark matter – massive gravity – tidal deformability*

مقدمه

رویدادهای امواج گرانشی بینش جدیدی از ستاره‌های فشرده ارائه می‌دهند. ادغام دوتایی GW170817 [۱] و همتای الکترومغناطیسی آن [۲] منجر به محدودیت‌های جدیدی در حداکثر جرم ستاره‌های نوترونی شده است. بر اساس مشاهدات GW170817 حداکثر جرم ستاره‌های نوترونی حدود 2.4 M⊙ می‌باشد. با این حال، مشاهدات دیگری از تپ اخترها و ادغام دوتایی با جرم‌های بزرگتر از این مقدار (مانند PSR J0952-0607 [۳]، جزء ثانویه‌ی GW190814 [۴، ۵] و بقایای GW170817 [۶] و GW190425 [۷]) وجود دارند که در ناحیه‌ی ناشناخته‌ی شکاف جرمی (2.5-5M⊙) قرار می گیرند [۸-۱۰]. سیستم‌های اخیر مشاهده شده در این بازه، شکاف نسبی را به جای شکاف مطلق نشان می‌دهند [۱۱]. محدودیت‌های نظری در مورد حداکثر جرم ستاره‌های نوترونی و همچنین محدودیت‌های تجربی مشاهده شده برای کمیت تغییر شکل پذیری جزر و مدی بدون بعد (Λ) اجازه‌ی وجود ستاره‌های نوترونی با چنین جرم‌های بزرگی را نمی دهد [۱۲-۱۳]. در این پژوهش نشان می‌دهیم که با انتخاب مناسب معادله‌ی حالت و همچنین انتخاب یک گرانش اصلاح شده می‌توان ستاره‌های کوارکی شگفتی را به دست آورد که نه تنها در ناحیه‌ی ناشناخته‌ی

شکاف جرمی قرار می‌گیرند بلکه قیدهای به دست آمده از مشاهدات رصدی را نیز برآورده می‌کنند.

نظریه‌ی نسبیت عام نمی‌تواند انبساط شتابدار کیهان را توصیف کند در حالی که نظریه‌ی گرانش جرمدار (به عنوان نظریه‌ی گرانشی تعمیم یافته گرانش اینشتین) می‌تواند این انبساط شتابدار را بدون در نظر گرفتن انرژی تاریک توصیف نماید [١٤]. در این نظریه، گراویتون دارای جرم است و در غیاب جرم گراویتون، به نظریه‌ی نسبیت عام تبدیل می‌شود. از سوی دیگر نشان داده شده است که جرم گراویتون در محیط‌های گرانشی قوی مانند سیاه‌چاله‌ها و اجرام فشرده (مانند ستاره‌های نوترونی) بسیار بزرگتر از محیط‌های گرانشی ضعیف است [١٥]. همچنین مشاهدات رصدی توسط گروه تحقیقاتی لیگو–وریگو، محدوده‌ی جرمی بر روی گراویتون ایجاد کرده است [١٦]. در سال‌های اخیر با در نظر گرفتن گرانش جرمدار، مطالعه‌ی ویژگی‌های اجرام فشرده مانند ستاره‌های نوترونی و کوتوله‌های سفید مورد توجه قرار گرفته است اما تاکنون هیچ مطالعه‌ای در مورد ستاره‌های کوارکی و تاثیر جرم گراویتون روی آن‌ها انجام نشده است. برای این منظور در این مقاله قصد داریم به مطالعه‌ی اثرات جرم گراویتون و پارامترهای نظریه‌ی گرانش جرمدار روی خصوصیات ساختاری ستاره‌های کوارکی بپردازیم. لازم به ذکر است که در این مقاله از گرانش جرمداری که وق (Vegh) معرفی کرد، استفاده می‌کنیم [١٧] که در سال ٢٠١٣ میلادی مطرح شد. لازم به ذکر است که مقدار Λ را در گرانش جرمدار با استفاده از روش محاسبه‌ی آن در گرانش اینشتین بدست آوردیم [١٨].

رهیافت NJL تعمیم یافته برای به دست آوردن معادله‌ی حالت:

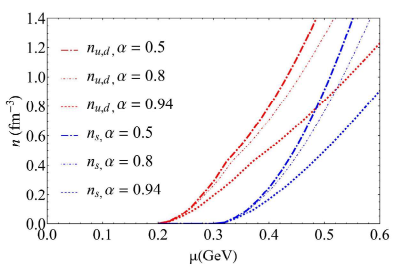
ما در این کار، برای به دست آوردن معادله‌ی حالت ماده کوارکی شگفت، از لاگرانژی اصلاح شده‌ی NJL استفاده کرده‌ایم. این لاگرانژی ترکیبی از لاگرانژی مرسوم NJL سه طعمی و تبدیل Fierz [١٤] آن با وزن‌های α و $1-\alpha$ می‌باشد که α از صفر تا یک تغییر می‌کند. این لاگرانژی برای ماده کوارک سه طعمی (کوارک های بالا و پایین با جرم یکسان و کوارک شگفت با جرم متفاوت) به شرح زیر است [١٩]:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} &= (1-\alpha)\mathcal{L}_{NJL} + \alpha\mathcal{L}_F \\
&= \bar{\psi}(i\,\partial - m)\psi \\
&+(1-\alpha)G\sum_{i=0}^{8}\left[(\bar{\psi}\lambda_i\psi)^2 + \left(\bar{\psi}i\gamma^5\lambda^i\psi\right)^2\right] \\
&-\frac{\alpha G}{2}\left[(\bar{\psi}\gamma^\mu\lambda_0^C\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\lambda_0^C\psi)^2\right] \\
&-K\left(\det[\bar{\psi}(1+\gamma^5)\psi] + \det[\bar{\psi}(1-\gamma^5)\psi]\right),
\end{aligned}
$$

اکنون معادله‌ی حالت را در تقریب میدان میانگین به دست می‌آوریم. در تقریب میدان میانگین جرم دینامیکی کوارک از معادله ی گاف به صورت زیر به دست می‌آید

$$
M_i = m_i - 4G\langle\bar{\psi}\psi\rangle_i + 2K\langle\bar{\psi}\psi\rangle_j\langle\bar{\psi}\psi\rangle_k,
$$

که در آن m_i و M_i به ترتیب جرم سکون و چگالش کوارک با طعم i می‌باشند. با حل معادله‌ی گاف در دمای صفر و پتانسیل شیمیایی معین، چگالی عدد کوارک به صورت تابعی از پتانسیل شیمیایی بدست می‌آید [١٩].



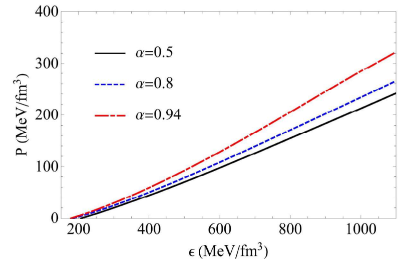
شکل ١: چگالی تعداد کوارک‌های بالا، پایین و شگفت را در α های مختلف.

شکل١، چگالی تعداد کوارک‌های بالا، پایین و شگفت را در αهای مختلف نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که چگالی تعداد کوارک در مقادیر پتانسیل شیمیایی یکسان با افزایش α کاهش می‌یابد. در نتیجه، چنین رفتاری برای چگالی عدد باریونی نیز رخ می‌دهد. با داشتن چگالی تعداد کوارک‌ها، می‌توان فشار و چگالی انرژی را از روابط زیر محاسبه کرد

$$
\begin{aligned}
P &= -B + \int_0^{\mu_j} d\,\mu_j'\; n_j(\mu_j'), (j = u, d, s, e), \\
\epsilon &= -P + \mu_j\; n_j(\mu_j),
\end{aligned}
$$

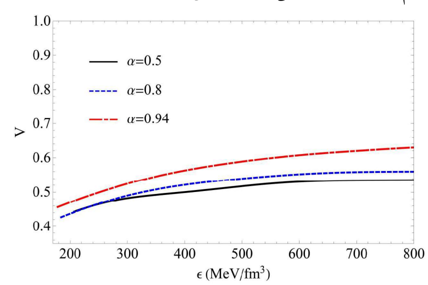
و در نتیجه معادله‌ی حالت را به دست آورد. در اینجا B یک ثابت انتگرال‌گیری معادل با فشار خلا است. برای B دو مقدار شامل $B^{1/4}=117MeV$ و $B^{1/4}=130MeV$ در نظر می‌گیریم. برای این مقادیر، انرژی به ازای هر باریون برای ماده کوارکی سه طعمی کمتر از ماده کوارکی دو طعمی کمتر است. این شرط برای اینکه ماده کوارکی

شگفت حالت پایه برهم کنش قوی باشد، ضروری است [۲۰]. معادله‌های حالت ماده کوارکی شگفت در مدل اصلاح شده NJL برای مقادیر مختلف α در شکل ۲ ارائه شده است.



شکل ۲: معادله‌های حالت ماده کوارکی شگفت در مدل اصلاح شده NJL برای مقادیر مختلف α

شکل ۲، نشان می‌دهد که معادله‌های حالت با افزایش پارامتر α سخت‌تر می‌شوند. در نتیجه، چنین رفتاری در سرعت صوت نیز دیده می‌شود. برای بررسی برقراری علیت، شکل ۳ مربوط به سرعت صوت بر حسب چگالی انرژی برای مقادیر مختلف α است. همانطور که از شکل ۳ مشاهده می‌کنیم معادله‌های حالت علیت را حفظ می‌کنند. هم‌چنین با افزایش مقدار α و در نتیجه سخت‌تر شدن معادله‌ی حالت، سرعت صوت نیز افزایش می‌یابد. در نتیجه انتظار داریم که جرم بیشینه‌ی قابل دسترسی برای ستاره نیز افزایش یابد.



شکل۳: سرعت صوت بر حسب چگالی انرژی برای مقادیر مختلف α

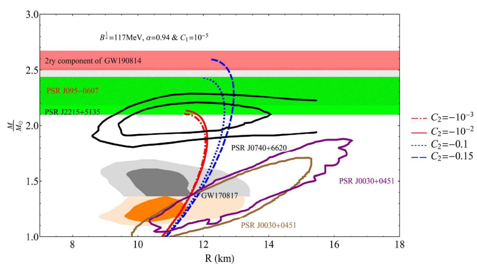
در ادامه برای بررسی ساختار ستاره‌ی کوارکی شگفت در گرانش جرمدار از معادله‌ی حالت با مقدار $\alpha=0.94$ استفاده می‌کنیم تا بیشترین محدوده‌ی جرم مجاز را در گرانش جرمدار بررسی کنیم. سپس با محاسبه‌ی Λ در گرانش جرمدار ویژگی‌های ساختاری ستاره‌ی کوارکی شگفت را به دست می‌آوریم.

ساختار ستاره‌ی کوارکی شگفت در گرانش جرمدار:

در این قسمت، خواص ساختاری ستاره‌ی کوارکی شگفت از جمله رابطه‌ی جرم-شعاع و Λ در گرانش جرمدار را به دست می-آوریم. سپس نتایج را با محدودیت های حاصل از مشاهدات نجومی، از جمله محدودیت‌های جرم و شعاع، و همچنین محدودیت در Λ، مقایسه می‌کنیم.

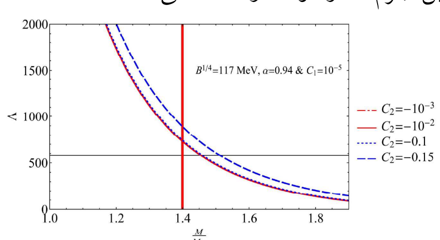
نتایج برای $\alpha=0.94$ و مقدار ثابت کیسه $B^{1/4}=117MeV$:

در این قسمت به خواص ساختاری ستاره ی کوارکی شگفت از جمله روابط M-R و Λ-M در گرانش جرمدار می‌پردازیم. سپس نتایج را با محدودیت‌های به دست آمده از مشاهدات نجومی مقایسه می‌کنیم. علاوه بر این، شعاع شوارتزشیلد و فشردگی ستاره‌های کوارکی را در این نظریه گرانش به دست می‌آوریم. با انتخاب $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=117MeV$ و مقادیر مختلف پارامتر C_2 نمودارهای جرم بر حسب شعاع طبق شکل ٤ به دست می‌آیند. لازم به ذکر است که در منبع [۲۱] نشان داده شده است که تغییر پارامتر C_1 تاثیر موثری در ویژگی‌های ساختاری ستاره‌ی فشرده ندارد. به همین علت ما یک مقدار ثابت برای C_1 اختیار کرده و مقادیر C_2 را تغییر می‌دهیم.



شکل ٤: منحنی جرم بر حسب شعاع برای $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=117MeV$ و مقادیر مختلف C_2

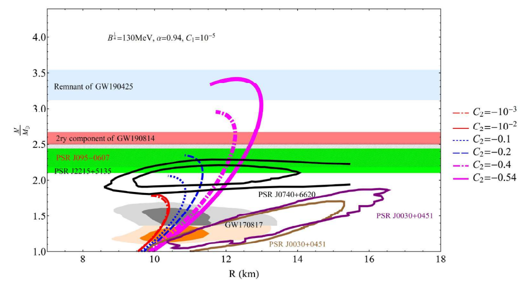
همانطور که از شکل ٤ مشاهده می‌کنیم با افزایش اندازه‌ی C_2 جرم بیشینه‌ی ستاره کوارکی شگفت افزایش می‌یابد. اما در ادامه خواهیم دید که این اجرام قید $\Lambda_{1.4M\odot}<580$ را بر آورده نمی‌کنند. شکل ٥ رابطه‌ی بین جرم ستاره و Λ را نشان می‌دهد.



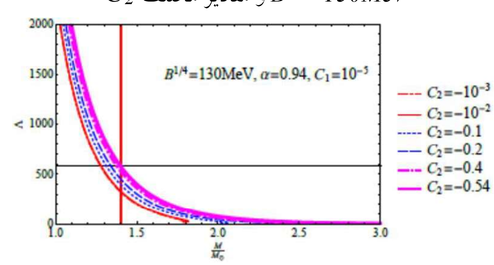
شکل ٥: Λ بر حسب جرم ستاره برای مقادیر $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=117MeV$ و مقادیر مختلف C_2

همانطور که مشاهده می‌کنیم هیچ کدام از نمودارها قید $\Lambda_{1.4M\odot}<580$ را بر آورده نمی‌کنند. برای برقراری این قید باید معادله‌ی حالت را

نرم کنیم. به همین دلیل ثابت کیسه را به مقدار $B^{1/4}=130MeV$ افزایش می‌دهیم و نتایج را برای این مقدار جدید B بررسی می‌کنیم. ما مقدار پارامتر C_2 را تا جایی افزایش می‌دهیم که نتایج به دست آمده قید $\Lambda_{1.4M\odot}<580$ را برآورده کنند. شکل های ٦ و ۷ نشان می‌دهند که نتایج به دست آمده برای مقادیر $|C_2|>0.54$ نه تنها ناحیه‌ی مربوط به شکاف جرمی را پوشش می‌دهند بلکه محدودیت‌های مربوط به جرم و شعاع مربوطه و همچنین قید $\Lambda_{1.4M\odot}<580$ را نیز برآورده می‌کنند.



شکل ٦: منحنی‌های رفتار جرم بر حسب شعاع برای مقادیر $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=130MeV$ و مقادیر مختلف C_2



شکل ۵: Λ بر حسب جرم ستاره برای مقادیر $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=130MeV$ و مقادیر مختلف C_2

جدول ۱ نتایج ما را برای $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=130MeV$ و مقادیر مختلف C_2 ارائه می‌دهد. همچنین این جدول نشان می‌دهد که با افزایش جرم، فشردگی سیستم نیز افزایش می‌یابد. مقادیر به دست آمده برای شعاع ستاره و شعاع شواتزشیلد مربوطه ثابت می‌کند که اجرام به دست آمده نمی‌توانند سیاه چاله باشند.

جدول ۱: ویژگی‌های ساختاری ستاره‌ی کوارکی شگفت برای $\alpha=0.94$، $B^{1/4}=130MeV$ و مقادیر مختلف C_2

	none mass gap				mass gap			
C_2	-10^{-3}	-10^{-2}	-0.1	-0.2	-0.3	-0.4	-0.54	-0.55
$R(km)$	9.81	9.85	10.30	10.77	11.23	11.63	12.32	12.35
$M_{TOV}(M_\odot)$	1.79	1.81	2.06	2.35	2.65	2.96	3.42	3.45
$\Lambda_{1.4M_\odot}$	326.43	333.26	398.93	452.51	499.87	532.37	578.95	580.64
$\Lambda_{M_{TOV}}$	32.25	32.26	15.20	6.51	2.92	1.36	0.35	0.32
$\sigma\ (10^{-1})$	2.70	2.72	2.96	3.23	3.49	3.77	4.11	4.13
$R_{Sch}(km)$	5.29	5.30	5.54	5.80	6.03	6.26	6.57	6.59

نتیجه‌گیری

برای مطالعه‌ی ساختار داخلی ستاره‌های فشرده باید با استفاده از فیزیک ذرات بنیادی و هسته‌ای معادله‌ی حالت مناسب سیستم در حال بررسی را به دست آورد. با یافتن مشخصات ترمودینامیکی سیستم از جمله سرعت صوت و شاخص آدیاباتیک می‌توان معادله‌ی حالت را صحت سنجی کرد. هم چنین معادله‌ی حالت باید منجر به نتایجی از ساختار ستاره‌های فشرده شود که محدودیت‌های رصدی را برآورده کند. در این کار ما نشان دادیم که با استفاده از معادله‌ی حالت ماده کوارک شگفت (با استفاده از مدل اصلاح شده‌ی NJL در تقریب میدان میانگین) و همچنین تصحیح معادله‌ی TOV در گرانش جرمدار می‌توان ستاره‌های کوارکی شگفتی به دست آورد که نه تنها در ناحیه‌ی ناشناخته‌ی شکاف جرمی (2.5-$5\ M_\odot$) قرار می‌گیرند، بلکه محدودیت‌های به دست آمده برای شعاع و جرم و Λ را نیز برآورده می‌کنند. هم چنین با محاسبه‌ی شعاع شواتزشیلد به دست آمده برای این اجرام در گرانش جرمدار، نشان داده شد که اجرام به دست آمده نمی‌توانند سیاهچاله باشند.

مرجع‌ها

1- B.P. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. 119, 161101 (2017).
2- M. Soares-Santos et al., Astrophys. J. Lett. 848, L16 (2017).
3- R. W. Romani et al., Astrophys. J. Lett. 934, L17 (2022).
4- R. Abbott et al., Astrophys. J. Lett. 896, L44 (2020).
5- Z. Miao, J. L. Jiang, A. Li, L.W. Chen, Astrophys. J. Lett. 917, L22 (2021).
6- H. Gao et al., Front. Phys. 15, 24603 (2020).
7- J. Sedaghat et al., Phys. Lett. B 833, 137388 (2022).
8- C. D. Bailyn et al., Astrophys. J. 499, 367 (1998).
9- F. zel et al., Astrophys. J. 725, 1918 (2010).
10- K. Belczynski et al., Astrophys. J. 757, 91 (2012).
11- L. M. de S et al., Astrophys. J. 941, 130 (2022).
12- I. Bombaci et al., Phys. Rev. Lett. 126, 162702 (2021).
13- I. Tews et al., Astrophys. J. Lett. 908, L1 (2021).
14- K. Koyama, G. Niz, and G. Tasinato, Phys. Rev. Lett. 107, 131101 (2011).
15- J. Zhang, and S. –Y. Zhou, Phys. Rev. D 97, 081501(R) (2018).
16- B. P. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. 116, 221101 (2016).
17- D. Vegh, arXiv:1301.0537.
18- T. Hatsuda, and T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. 74, 765 (1985).
19- C. -M. Li et al., Phys. Rev. D 101, 063023 (2020).
20- F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 193 (2005).
21- S. H. Hendi, G. H. Bordbar, B. Eslam Panah, and S.Panahiyan, JCAP **09**, 013 (2016)

بسط نموداری حد جفت شدگی قوی مدل شبکه U(1) در پایه فوریه

کیانفر ، افسانه[1]؛ فتح اللهی، امیرحسین[2]

[1] پژوهشگاه دانشهای بنیادی، پژوهشکده ذرات و شتابگرها، تهران

[2] دانشکده فیزیک دانشگاه الزهراء، ده ونک، تهران

چکیده

ماتریس انتقال نظریه پیمانه‌ای شبکه با تقارن $U(1)$ را در فضای فوریه و پیمانه‌ی زمانی $A0 \equiv 0$ بررسی می‌کنیم. بردارهای پایه به عنوانِ جریان‌های کوانتیزه روی رابط‌های شبکه تعبیر می‌شوند. براساس قانون بقای جریانِ روی شبکه، نشان داده می‌شود که عناصر ماتریس انتقال تنها بین عناصرِ پایه که حداکثر در جریانِ گردشی درون پلاکت با هم تفاوت دارند غیرصفر است. برای بسط در حدِ جفت‌شدگی قوی یک نمایش نموداری براساس وقوع جریان‌های رابط و حلقه مجازی ارائه شده است، که در آن وزن هر جریان مجازی $1/g^2$ و g بعنوان ثابت جفت‌شدگی است، در هر مرتبه داده شده، نمودارهای مرتبط قابل تعیین هستند. نمودارها چه به لحاظ نوع تفسیرشان و چه به جهت نقش‌شان در تعیین جملات بسط، یادآور نمودارهای فاینمن در بسط اختلالی جفت‌شدگی کوچک هستند. در **ثابت** جفت‌شدگیِ قوی طیف انرژی نظریه بحث و بررسی شد.

واژه های کلیدی: نظریه پیمانه‌ای شبکه – ماتریس انتقال – بسط جفت‌شدگی قوی

Diagrammatic strong coupling expansion of a U(1) lattice model in the Fourier basis

Afsaneh, Kianfar[1]; AmirHossein, Fatollahi[2]

[1] *School of particles and accelerators, IPM, Tehran*
[2] *Department of Physics, Alzahra University, Tehran*

Abstract

The transfer-matrix of the U(1) lattice gauge theory is investigated in the field Fourier space, the basis of which consists of the quantized currents on lattice links. Based on a lattice version of the current conservation, the transfer-matrix elements are shown to be nonzero only between current states that differ in circulating currents inside plaquettes. In the strong coupling limit, a series expansion is developed for the elements of the transfer matrix, to which a diagrammatic representation based on the occurrence of virtual link and loop currents can be associated. With g as the coupling, the weight of each virtual current in the expansion is 1/g2, by which at any given order the relevant diagrams are determined. Either by interpretation or through their role in fixing the relevant terms, the diagrams are reminiscent of the Feynman ones of the perturbative small coupling expansions. In the strong coupling limit, spectrum of gauge theory are calculated.

***Keywords**: Lattice gauge theories; Transfer-matrix; Strong coupling expansion*

PACS No. 10.1103/PhysRevD.104.094506

مقدمه

فرمول‌بندی نظریه پیمانه ای شبکه $U(1)$ در پایه فوریه میدان در [5] ارائه شده است. به علاوه براساس ماتریس پلاکت–رابط عناصر ماتریس انتقال $\hat{V}$ صراحتا محاسبه شده‌اند. فرمول‌بندی در پیمانه زمانی ارائه شده است که منجر به ساده‌سازی ماتریس انتقال می‌شود.

در دو زمان متوالی، n_t و n_t+1 ، مناسب است که از متغیرهای زاویه‌ای به شکل زیر استفاده کنیم :

$$\theta^{(\mathbf{r},i)} = a\, g\, A_{n_t}^{(\mathbf{r},i)} \qquad (1)$$
$$\theta'^{(\mathbf{r},i)} = a\, g\, A_{n_t+1}^{(\mathbf{r},i)}$$

که هر دو مقدار در بازه $[-\pi,\pi]$ قرارمی‌گیرند. در رابطه بالا a و g به ترتیب مقادیر فاصله شبکه و ثابت جفت‌شدگی هستند. عناصر ماتریس انتقال $\hat{V}$ بر حسب کنش اقلیدسی بین دو زمان متوالی داده می‌شود :

$$\langle n_t+1|\hat{V}|n_t\rangle \ \propto \ e^{S_E(n_t,n_t+1)} \qquad (2)$$

با تعریف

$$\gamma=\frac{1}{g^2}$$

می‌توان عناصر ماتریس $\hat{V}$ در پایه فوریه میدان را به شکل زیر نوشت

$$\langle \mathbf{k}'|\hat{V}|\mathbf{k}\rangle = \mathcal{A}\ e^{-\gamma(N_\mathrm{P}+N_\mathrm{L})}\ (2\pi)^{N_\mathrm{L}} \sum_{\{n_p\}}\sum_{\{n'_p\}}\prod_p \mathrm{I}_{n_p}\left(\frac{\gamma}{2}\right)\ \mathrm{I}_{n'_p}\left(\frac{\gamma}{2}\right)\times \prod_l \mathrm{I}_{m_l}(\gamma)\ \delta[(n_p+n'_p)M^p_l+k_l-k'_l] \qquad (3)$$

که در آن، $m_l=k_l+\sum_p n_p\,M^p_l=k'_l-\sum_p n'_p\,M^p_l$. در عبارت بالا نشان داده می‌شود که جواب کلی دلتاها در جمع از طریق رابطه برداری زیر داده می‌شود.

$$\mathbf{n^0}\cdot\mathbf{M}=\mathbf{0}. \qquad (4)$$

بدین‌ترتیب دلتاها شرایط غیرصفربودن عناصر ماتریس (3) در پایه فوریه را بیان می‌کنند

$$\mathbf{k}'=\mathbf{k}+\mathbf{Q}\cdot\mathbf{M} \qquad (5)$$

به معنی بقای جریان بین حالت اولیه و نهایی در زمان‌های متوالی n_t و n_t+1 بیان خواهد شد. همه هم‌بلوکی‌های نماینده به شکل زیر ساخته می‌شود :

$$\mathbf{k^q}=\mathbf{k}_*+\mathbf{q}\cdot\mathbf{M} \qquad (6)$$

که q یک بردار با N_P مولفه صحیح است. خواهیم دید که شرط اختلاف دو هم‌بلوک به صورت بالا، نمودی از بقای جریان است و به این منجر می‌شود که عنصر ماتریسی غیرصفر داشته باشیم.

$$\langle \mathbf{k}'|\hat{V}|\mathbf{k}\rangle_{\mathbf{k}_*} = \mathcal{A}\ e^{-\gamma(N_\mathrm{P}+N_\mathrm{L})}(2\pi)^{N_\mathrm{L}}\sum_{\{n^0_p\}}\sum_{\{n_p\}}\prod_p \mathrm{I}_{q_p-n_p}\left(\frac{\gamma}{2}\right)\mathrm{I}_{q'_p-n_p-n^0_p}\left(\frac{\gamma}{2}\right)\prod_l \mathrm{I}_{k_*+\sum_p n_p M^p_l}(\gamma) \qquad (7)$$

که در آن هیچ قیدی روی جمع‌ها وجود ندارد، بجز آنکه n^0_p ها از رابطه (4) تبعیت می‌کنند. از آنجا که بی‌نهایت انتخاب برای $\mathbf{q}$ وجود دارد، در واقع هر بلوک بی‌نهایت بعدی است. یکی از ویژه‌ترین بلوک‌ها بلوکی است که حالت خلاء $\mathbf{k}_*=\mathbf{k_0}=\mathbf{0}$ نماینده آن است. نشان داده می‌شود که بسط جفت‌شدگی قوی به عنوان جمع روی جریان‌ها می‌تواند تلقی شود. به طور مشخص، عنصر غیرصفر ماتریس انتقال، به عنوان دامنه گذار بین دو حالت جریان متعلق به یک بلوک، با امکان ظهور همه جریان‌های حلقه و رابط مجازی ممکن با وزنγ ، تفسیر می‌شود که هر دو حالت را به خلاء تبدیل می‌کند. در اینجا ماتریس انتقال تقلیل یافته را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\hat{V}=\mathcal{A}\ e^{-\gamma(N_\mathrm{L}+N_\mathrm{P})}(2\pi)^{N_\mathrm{L}}\ \underline{\hat{V}} \qquad (8)$$

عناصر در فرم تقلیل یافته در پایه فوریه بصورت زیر داده می‌شود

$$\langle \mathbf{k}'|\underline{\hat{V}}|\mathbf{k}\rangle_{\mathbf{k}_*} = \frac{1}{(2\pi)^{N_\mathrm{L}}}\int_{-\pi}^{\pi}\prod_l \mathrm{d}\theta'_l\mathrm{d}\theta_l\ e^{-\mathrm{i}\ \mathbf{k'\cdot\theta'}}e^{\mathrm{i}\ \mathbf{k\cdot\theta}}\langle\boldsymbol{\theta}'|\underline{\hat{V}}|\boldsymbol{\theta}\rangle \qquad (9)$$

که در آن بردار نماینده بلوک $\mathbf{k}_*$ است، با عناصر ماتریس در بلوک خلاء با جایگذاری $\mathbf{k}_*=\mathbf{0},$ شروع می‌کنیم

$$\langle \mathbf{q}'\cdot\mathbf{M}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{q}\cdot\mathbf{M}\rangle_\mathbf{0} = \frac{1}{(2\pi)^{N_\mathrm{L}}}\int_{-\pi}^{\pi}\prod_l \mathrm{d}\theta'_l\mathrm{d}\theta_l\ e^{-\mathrm{i}\ \mathbf{q'\cdot M\cdot\theta'}}\ e^{\mathrm{i}\ \mathbf{q\cdot M\cdot\theta}}\langle\boldsymbol{\theta}'|\underline{\hat{V}}|\boldsymbol{\theta}\rangle \qquad (10)$$

در مرتبه اولγ ، براحتی می‌توان جملات زیر را نوشت :

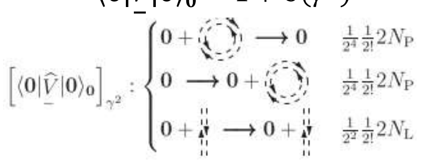
$$\langle \mathbf{q}'\cdot\mathbf{M}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{q}\cdot\mathbf{M}\rangle_\mathbf{0} = \prod_l \delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_l)\delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l)+\frac{\gamma}{4}\prod_l \delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l)\sum_{p'}\left[\prod_{l'}\delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_{l'}+M^{p'}_{l'})+\prod_{l'}\delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_{l'}-M^{p'}_{l'})\right]+\frac{\gamma}{4}\prod_{l'}\delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_{l'})\sum_p\left[\prod_l \delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l+M^p_l)+\prod_l \delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l-M^p_l)\right]+\frac{\gamma}{2}\sum_{l_1}\left[\prod_l \delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l+\delta_{ll_1})\delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_l+\delta_{ll_1})+\prod_l \delta((\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l-\delta_{ll_1})\delta((\mathbf{q}'\cdot\mathbf{M})_l-\delta_{ll_1})\right]+\mathrm{O}(\gamma^2) \quad (11)$$

که در آن $(\mathbf{q}\cdot\mathbf{M})_l$ جریان روی لینک l است.

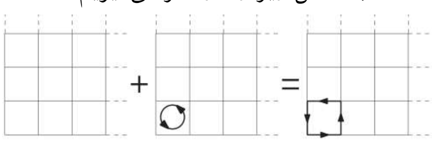
$$\langle\mathbf{0}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{0}\rangle_\mathbf{0}=1+\gamma\sum_p\prod_l \delta(M^p_l)+\mathrm{O}(\gamma^2) \qquad (12)$$

با توجه به عناصر غیر صفر M^p_l در هر پلاکت، جمله خطی ضریب γحذف می‌شود، بنابراین داریم

$$\langle\mathbf{0}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{0}\rangle_\mathbf{0}=1+\mathrm{O}(\gamma^2) \qquad (13)$$



با جایگذاری $\mathbf{q}'=\mathbf{q_1}$ و $\mathbf{q}=\mathbf{0}$ با یک واحد جریان–حلقه در اولین پلاکت مشابه شکل زیر را در نظر می‌گیریم.



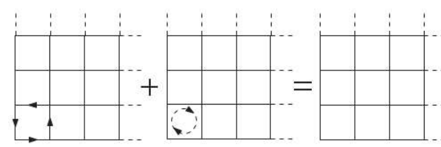
با استفاده از رابطه (12) گذار بین خلاء و $\langle \mathbf{1}| = \langle \mathbf{k_{0;1}}|$ با رابطه زیر داده می‌شود

$$\langle \mathbf{1}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{0}\rangle_{\mathbf{0}} = \prod_l \delta(M_l^1) + \frac{\gamma}{2}\sum_{p'}\prod_{l'}\delta(M_{l'}^{p'})\prod_l \delta(M_l^1) + \frac{\gamma}{4}\sum_{p'}\left[\prod_{l'}\delta(M_{l'}^1 + M_{l'}^{p'}) + \prod_{l'}\delta(M_{l'}^1 - M_{l'}^{p'})\right] + O(\gamma^2) \qquad (14)$$

بدلیل عناصر غیر صفر M_l^1 یا $M_{l'}^{p'}$ جمله اول و دوم سهمی ندارند. و سهم جمله سوم برای $p' = 1$ در جمله $\delta(M_{l'}^1 - M_{l'}^{p'})$ منتج می‌شود به

$$\langle \mathbf{1}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{0}\rangle_{\mathbf{0}} = \frac{\gamma}{4} + O(\gamma^2) \qquad (15)$$

بعنوان نمایش گرافیکی نظیر برای حذف جریان‌های–رابط با جریان–حلقه مجازی می‌توان شکل زیر را برای گذار $\mathbf{0} \rightarrow \mathbf{1}$ در نظر گرفت :



حال سهم مرتبه γ^2 در گذار $\mathbf{1} \rightarrow \mathbf{1}$, را بررسی می‌کنیم، که تنها جمله باقی‌مانده بصورت زیر است

$$[\langle \mathbf{1}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{1}\rangle_{\mathbf{0}}]_{\gamma^2} = \frac{\gamma^2}{16}\sum_{p,p'}\left[\prod_l \delta(M_l^1 - M_l^p)\delta(M_l^1 - M_l^{p'})\right] \qquad (16)$$

برای هر پلاکت چهار رابط M_l^p و $M_l^{p'}$ از طریق M_l^1 به شرطی که در جمع، $p = p' = 1$ باشد، حذف می‌شود. بنابراین داریم

$$\langle \mathbf{1}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{1}\rangle_{\mathbf{0}} = \frac{\gamma^2}{16} + O(\gamma^3) \qquad (17)$$

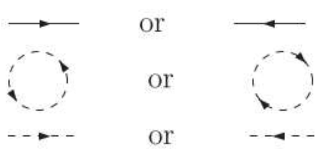
نقش اساسی خلاء، همانطور که در گذار $\mathbf{1} \rightarrow \mathbf{1}$ دیده شد، به دلیل ماهیت انتگرال‌های فوریه است و برای همه گذارهای دیگر و حتی آنهایی که در بلوک‌های غیر از خلاء هستند، صادق است.

قواعد بسط جریان در جفت‌شدگی قوی

در اینجا مجموعه قوانینی آورده می‌شود که به موجب آنها در هر مرتبه از γ می‌توان عناصر ماتریس انتقال را بین دو حالت داده شده نوشت. این قوانین براساس راه‌های ممکن گذار حالت‌های اولیه و نهایی به خلاء، از طریق ضریب عددی و ترکیبی وابسته به هر گذار، تعیین می‌شوند. هر گذار را می‌توان با مجموعه‌ای از نمودارها نشان داد که در آنها یک ترکیب مناسب از جریان–حلقه و جریان–رابط مجازی شرایط مورد نیاز را برای گذار به خلاء ایجاد می‌کند. برای دو حالت داده شده $\langle \mathbf{k}|$ و $|\mathbf{k}'\rangle$ در یک بلوک، به ترتیب اعداد m و m' برای جریان‌های حلقه نظیر به حالت داده شده و همچنین عدد ℓ برای جریان رابط برای هر دو حالت را در نظر می‌گیریم. در رابطه (9)، $m' \; m$, و ℓ به ترتیب در انتگرال شامل $\cos(M_l^p\,\theta^l)$ ها و $\cos(M_l^p\,\theta'^l)$ ها و $\cos(\theta^l - \theta'^l)$ ظاهر می‌شوند. بنابراین به راحتی می‌توان ضریب عددی وابسته به عنصر ماتریسی را به شکل زیر محاسبه کرد

$$\left[\langle \mathbf{k}'|\underline{\hat{V}}|\mathbf{k}\rangle\right]_{m,m',\ell} = \mathcal{K}_{m,m',\ell}\;\frac{1}{2^{2m+2m'+\ell}}\frac{1}{m!\,m'!\,\ell!}\,\gamma^{m+m'+\ell} \qquad (18)$$

که در آن $\mathcal{K}_{m,m',\ell}$ ضریب ترکیبی است که راه‌های ممکن تبدیل حالت اولیه و نهایی به خلاء را، به کمک جریان‌های حلقه و رابط، می‌شمارد. از این نمایش‌های گرافیکی می‌توان برای تعیین و مدیریت حالت‌هایی که در گذار سهم دارند، استفاده کرد. به همین جهت، این نمایش‌های گرافیکی، مشابه نمودارهای فاینمن در نظریه میدان کوانتومی اختلالی، عمل می‌کنند. اجزاء مورد استفاده در نمودارها از جنس جریان هستند، حلقه یا رابط، که با ماهیت "واقعی" یا "مجازی‌شان" مشخص می‌شوند. حالات اولیه و نهایی که توسط جریان‌های رابط تعیین می‌شوند، "واقعی" در نظر گرفته شده و با خطوط پر به صورت رفت و برگشت نشان داده می‌شوند



طیف در جفت‌شدگی قوی

در حد ثابت جفت‌شدگی بسیار قوی $\gamma = 0$، تمام عناصر ماتریس صفر هستند، بجز $\langle \mathbf{0}|\underline{\hat{V}}|\mathbf{0}\rangle$ که مساوی یک است. حد $\gamma = 0$ به عنوان حالت بدون اختلال، در نظر گرفته می‌شود. ماتریس انتقال کامل، متناظر به مقدار غیرصفر اما کوچک γ به صورت زیر است

$$\underline{\hat{V}} = \hat{V}^0 + \bar{V} \qquad (19)$$

از آنجا که حالت پایه مدل $U(1)$ به بلوک خلاء تعلق دارد [10]. و به علاوه حالت‌های پیمانه–ناوردا در حد جفتیدگی قوی عملا متعلق به بلوک خلاء هستند. در نتیجه، طیف مدل مورد بحث از بلوک خلاء به دست می‌آید. تا مرتبه γ^2 برای ویژه مقدار انرژی داریم

$$v_0 = 1 + \bar{V}_{00} + 2N_{\mathrm{P}}\bar{V}_{0,\pm1}^2 \qquad (20)$$

$$= 1 + \frac{1}{4}(N_{\mathrm{P}} + N_{\mathrm{L}})\gamma^2 + O(\gamma^4) \qquad (21)$$

بعلاوه، ویژه بردار حالت پایه را پیدا می‌کنیم

$$\vec{v}_0 = (1,0,0,\cdots 0) + \textstyle\sum_{|q|=1} \bar{V}_{0,q}\ \vec{q} \qquad (22)$$

$$= (1,\underbrace{\tfrac{\gamma}{4},\tfrac{\gamma}{4},\cdots,\tfrac{\gamma}{4}}_{2N_{\mathrm{P}}}) + O(\gamma^2) \qquad (23)$$

نکته حائز اهمیت این است که، با کمک بسط عناصر ماتریس انتقال در پایه فوریه می‌توانیم بسط انرژی و ویژه بردار حالت‌پایه را بدست آوریم. در حد ثابت جفت‌شدگی بسیار بزرگ $\gamma = 0$ ، حالت‌پایه بسادگی همان خلاء است. برای حالت غیرصفر اما کوچک γ ، حالت‌پایه با ترکیبی از حالت خلاء و $2N_{\mathrm{P}}$ حالت با ± 1 واحد جریان حلقه در همه پلاکت‌ها نشان داده می‌شود. همچنین ویژه مقدار بعدی در بلوک خلاء، که از مرتبه γ^4 است، قابل محاسبه است

$$v_1 = 0 \times \gamma^2 + O(\gamma^4) \qquad (24)$$

بنابراین اولین حالت برانگیخته از این مرتبه است. البته همانطور که خواهیم دید، بلوک‌هایی با ویژه‌مقادیر از مرتبه γ, وجود دارند، که در واقع مقادیرویژه نزدیک‌تری هستند، ولی چون در بلوک خلاء نیستند و ویژه‌توابع نظیرشان پیمانه–ناوردا نیستند به عنوان انرژی نمی‌توان در نظر گرفت.

بستگی انرژی به اندازه‌ی شبکه

همه عناصر مستقل از N_{P} خواهند بود اگر $\langle \mathbf{0}|\widehat{V}_{-}|\mathbf{0}\rangle$ از ماتریس انتقال بیرون آورده شود. در این بخش، با استفاده از رابطه $v_i =$ $\exp(-a\,\varepsilon_i)$, کافی است که نسبت ویژه مقادیر مختلف به ویژه مقدار بلوک خلاء را، $v_i/v_0 = \exp[-a(\varepsilon_i - \varepsilon_0)]$ بررسی کنیم. اگر نسبت ذکر شده مستقل از N_{P} باشد، بنابراین اختلاف انرژی مربوطه هم، مستقل از N_{P} خواهد بود. به عنوان مثال برای ویژه مقادیر محاسبه شده در بلوک $\mathbf{k_1}, \mathbf{k_2}$ و $\mathbf{k_{11}}$, داریم :

$$\frac{v_0^{\mathbf{k_1}}}{v_0} = \frac{\gamma}{2}\left(1 - \frac{\gamma^2}{8} + \frac{7\gamma^4}{192} + \cdots\right) \qquad (25)$$

$$\frac{v_0^{\mathbf{k_2}}}{v_0} = \frac{\gamma^2}{8}\left(1 - \frac{\gamma^2}{6} + \frac{23\gamma^4}{384} + \cdots\right) \qquad (26)$$

$$\frac{v_0^{\mathbf{k_{11'}}}}{v_0} = \frac{\gamma^2}{4}\left(1 - \frac{\gamma^2}{4} + \frac{7\gamma^4}{96} + \cdots\right) \qquad (27)$$

$$\frac{v_0^{\mathbf{k_3}}}{v_0} = \frac{\gamma^3}{48}\left(1 - \frac{3\gamma^2}{16} + \frac{51\gamma^4}{640} + \cdots\right) \qquad (28)$$

که همانطور که مشخص است نسبت ویژه مقادیر، به ویژه مقدار بلوک خلاء، مستقل از N_{P} می‌باشد.

نتیجه گیری

فرمول‌بندی ماتریس انتقال مدل شبکه $U(1)$ در پایه فوریه میدان مورد مطالعه قرار گرفت. نشان داده شد که عنصر غیرصفر بین دو حالت، به عنوان یک نتیجه از نسخه کوانتیده‌ی بقای جریان موضعی در شبکه، وقتی ممکن است که این دو حالت در جریان حلقه‌ای که در داخل پلاکت‌ها قرار می‌گیرد، تفاوت داشته باشند. این ویژگی‌ها، ما را برای ایجاد بسط ثابت جفت‌شدگی قوی و نمایش نموداری آن برای عناصر ماتریس انتقال در پایه فوریه، مجهز کردند. دیده شد که در واقع هر جمله بسط می‌تواند نتیجه‌ی وقوع جریان‌های مجازی حلقه و رابط که حالت‌های اولیه و نهایی را به حالت خلاء تبدیل می‌کنند تعبیر شود. روشی که نمودارها تفسیر می‌شوند و یا نقش آنها در تعیین جملات مربوطه، یادآور نمودارهای فاینمن در بسط اختلالی جفت‌شدگی کوچک است. حالت‌های پیمانه‌ناوردا که در پایه‌ی میدان با توابع‌موج بر حسب حلقه‌ی ویلسون داده می‌شوند در پایه فوریه به دست آمدند. نشان داده شد که در پایه فوریه این حالت‌های پیمانه‌ناوردا حالات جریانی هستند که از جریان در حلقه بسته ساخته می‌شوند. در حد ثابت جفت‌شدگی قوی طیف به طور موثر با حالت‌های پیمانه–ناوردا از بلوک خلا ساخته می‌شود. با کمک نتایج به دست آمده برای عناصر ماتریس انتقال، طیف نظریه در حد ثابت جفت‌شدگی قوی مورد بررسی قرار گرفت.

مرجع‌ها

[1] H.J. Rothe, *"Lattice Gauge Theory",* Heidelberg University , Third Edition(2005).

[2] K. Huang, *"Quarks, leptons and Gauge Fields"*, World Scientific Press, 2nd edition (1992).

[3] J. Smit, "Introduction to Quantum Fields on a Lattice", Cambridge University, 2nd edition (2003).

[4] A. Wipf, *"Statistical Approach to Quantum Field Theory: An Introduction",* Springer Press.

[5] N. Vadood and A.H. Fatollahi, "On U(1) Gauge Theory Transfer-Matrix in Fourier Basis", Commun. Theor. *Phys. **71** (2019) 921-926, 1807.03150 [hep-lat].*

[6] A. Kianfar and A.H. Fatollahi, "Diagrammatic strong coupling expansion of a U(1) lattice model in the Fourier basis*", Phys. Review. D. **104** (2021), 094506 [hep-lat].*

[7] N. Vadood and A.H. Fatollahi, "Lost in Normalization", *Europhys. Lett. **131** (2020) 41003, 1803.05497 [hep-lat].*

[8] M.E. Peskin and D.V. Schroeder, *"An Introduction to Quantum Field Theory",* CRC Press (2018), ch. 4.

[9] K. Huang, *"Statistical Mechanics",* Wiley 2nd edition (1987).

ترمودینامیک یک گاز بوزونی نسبیتی تحت دوران

سیری پلنگ درّه، ابراهیم[1]؛ صدوقی، ندا[1]

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

چکیده

اخیراً مطالعه اثرات دوران در سیستم‌های فرمیونی و بوزونی از اهمیت به سزایی برخوردار شده است. در این پژوهش سیستمی از گاز بوزونی نسبیتی را تحت چرخش یکنواخت در نظر گرفته و رفتار کمیت‌های ترمودینامیکی آن را در دمای متناهی بررسی می‌کنیم. در ابتدا متریک دوران و سپس روش زمان ویژه فوک–شوینگر تعمیم‌یافته را برای یافتن انتشارگر سیستم بوزونی معرفی می‌کنیم. در ادامه جواب‌های معادله کلاین–گوردون را در دستگاه مختصات استوانه‌ای تعیین و با بهره‌گیری از روش یاد شده انتشارگر سیستم بوزونی در حال چرخش را محاسبه می‌کنیم. سپس با استفاده از صورت‌بندی زمان موهومی در دمای متناهی، پتانسیل ترمودینامیکی سیستم را تا مرتبه یک اختلال تعیین و با استفاده از آن کمیت‌های ترمودینامیکی نظیر فشار، چگالی آنتروپی، چگالی تکانه زاویه‌ای را محاسبه می‌کنیم. نتایج حاکی از آن است که لختی دورانی در سطح اختلال منفی می‌شود. این نتیجه با نتایج اخیر برای لختی دورانی پلاسمای گلئونی مشابهت دارد.

واژه‌های کلیدی: *نظریه میدان دمای متناهی، گاز بوزونی، پتانسیل ترمودینامیکی، روش زمان ویژه فوک–شوینگر تعمیم‌یافته، لختی دورانی*

Thermodynamics of a relativistic Bose gas under rotation

Siri Palang-Darreh, Ebrahim[1]; Sadooghi, Neda[1]

[1] *Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran*

Abstract

The investigation of the impact of rotation on fermionic and bosonic systems has recently become a significant area of research. In this work, we focus on a system of relativistic Bose gas subjected to uniform rotation and analyze the behavior of its thermodynamic properties at finite temperature. First, we introduce the rotation metric and then the generalized Fock-Schwinger proper-time method to find the propagator of the bosonic system. Additionally, we derive the solutions of the Klein-Gordon equation in cylindrical coordinates and calculate the propagator of a rotating bosonic system using the above-mentioned method. Using the imaginary time formalism at finite temperature, we compute the thermodynamic potential of the system up to the first order of perturbative expansion. Utilizing this potential, we calculate thermodynamic quantities, such as pressure, entropy density, and angular momentum density. The obtained results show that the moment of inertia is negative at the perturbative level. This is similar to the recent findings for the moment of inertia of a gluonic plasma.

Keywords: *Finite temperature field theory, Bose gas, thermodynamics potential, generalized Fock-Schwinger proper-time method, moment of inertia*

مقدمه

در نظریه میدان دمای متناهی، پتانسیل ترمودینامیکی یک سیستم بوزونی در غیاب و حضور پتانسیل شیمیایی [۱و۲] و همچنین تنها در حضور دوران [۳] مورد مطالعه قرار گرفته است. در مطالعه اثرات دوران در سیستم‌های فرمیونی، فوکوشیما و همکارانش متوجه شدند که در حضور میدان مغناطیسی، دوران می‌تواند اثری نظیر پتانسیل شیمیایی در نابودی چگاله کایرال ایفا کند [٤]. در ادامه، به منظور مشاهده اثری مشابه در گاز بوزونی نسبیتی به

محاسبه کمیت‌های ترمودینامیکی این سیستم و بررسی اثر دوران بر روی آن می پردازیم.

متریک چرخان

برای شروع، یک سیستم بوزونی را در نظر می‌گیریم که دارای چرخش یکنواخت با سرعت زاویه‌ای ثابت Ω حول محور ثابت z است. این فرض یکنواخت بودن سرعت زاویه‌ای، در تمام مناطق فضایی چرخش را صلب می‌کند. در نتیجه، در چارچوب چرخان نسبیتی، فیزیک به راحتی با استفاده از یک تانسور متریک مشابه فضا–زمان خمیده توصیف می‌شود، این تانسور متریک عبارت است از

$$g_{\mu\nu}=\begin{pmatrix} 1-\left(x^2+y^2\right)\Omega^2 & y\Omega & -x\Omega & 0 \\ y\Omega & -1 & 0 & 0 \\ -x\Omega & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (۱)$$

که در آن $\det\left(g_{\mu\nu}\right)=-1$ [٤].

روش زمان ویژه فوک–شوینگر تعمیم‌یافته

فرض کنید به دنبال جواب تابع گرین برای معادله زیر هستیم

$$H\left(\partial_x,x\right)D\left(x,x'\right)=\delta^4\left(x-x'\right) \qquad (۲)$$

این در واقع ایده مکانیک کوانتومی است، که $H\left(\partial_x,x\right)$ بیانگر عملگری است که تحول زمانی سیستم را توصیف می‌کند. عملگر تحول زمانی به روشی مشابه مکانیک کوانتومی به صورت زیر تعریف می‌شود [٥]

$$i\partial_\tau\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right)=H\left(\partial_x,x\right)\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right) \qquad (۳)$$

و شرایط مرزی برای این عملگر توسط معادله (٤) داده می‌شود

$$\lim_{\tau\to0}\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right)=\delta^4\left(x-x'\right)$$
$$\lim_{\tau\to-\infty}\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right)=0 \qquad (٤)$$

تعریف زیر را برای انتشارگر (تابع گرین) در نظر می‌گیریم

$$D\left(x,x'\right)=-i\int_{-\infty}^{0}d\tau\,\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right) \qquad (٥)$$

با استفاده از مشابهت‌های موجود در مکانیک کوانتومی می‌توان نوشت

$$\mathcal{U}\left(x,x';\tau\right)=\delta^4\left(x-x'\right)e^{-i\kappa\tau} \qquad (٦)$$

همچنین با در نظر گرفتن شرط کامل بودن و راست‌هنجار بودن پایه‌ها

$$\sum_\kappa\phi_\kappa\left(x\right)\phi_\kappa^\dagger\left(x'\right)=\delta^4\left(x-x'\right) \qquad (۷)$$

انتشارگر (٥) به صورت زیر داده می‌شود[٦]

$$D\left(x,x'\right)=-i\int_{-\infty}^{0}d\tau\sum_\kappa e^{-i\kappa\tau}\phi_\kappa\left(x\right)\phi_\kappa^\dagger\left(x'\right) \qquad (۸)$$

انتشارگر آزاد یک ذره بوزونی در محیط چرخان

ذره آزاد بوزونی از طریق لاگرانژی

$$\mathcal{L}_0=g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi^\dagger\partial_\nu\phi-m^2\phi^\dagger\phi \qquad (۹)$$

توصیف می‌شود و بخش برهم‌کنشی لاگرانژی عبارت است از

$$\mathcal{L}_{\rm int}=-\lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (۱۰)$$

که در آن λ ثابت جفت‌شدگی است. در این بخش به دنبال محاسبه انتشارگر سیستم بوزونی با استفاده از معادله (۸) هستیم. برای این مقصود بایستی معادله کلاین–گوردون را در دستگاه مختصات استوانه‌ای و با در نظر گرفتن متریک (۱) حل کرد[۶]. معادله کلاین–گوردون در دستگاه استوانه‌ای $\left(t,r,\varphi,z\right)$ عبارت است از

$$\left[\left(i\partial_t+\Omega L_z\right)^2+\left(\partial_r^2+\frac{1}{r}\partial_r+\frac{1}{r^2}\partial_\varphi^2\right)+\partial_z^2-m^2\right]\phi\left(x\right)=0 \qquad (۱۱)$$

که در آن L_z بیانگر تکانه زاویه‌ای بوده و مطابق تعریف برابر است با

$$L_z=-i\left(x\partial_y-y\partial_x\right)=-i\partial_\varphi \qquad (۱۲)$$

پاسخ زیر را پیشنهاد می‌کنیم مشروط بر اینکه امکان جداسازی متغیرها بر اساس معادله (۱۱) وجود دارد.

$$\phi\left(x\right)=e^{-iEt+ik_zz+i\ell\varphi}\mathcal{R}(r) \qquad (۱۳)$$

که در آن $\mathcal{R}(r)$ بخش وابسته به شعاع و ℓ عدد کوانتومی منتسب به تکانه زاویه‌ای است. می‌توان با در نظر گرفتن جداسازی متغیرها و پاسخ (۱۳) و جایگذاری آن در معادله (۱۱)، معادله حاکم بر بخش شعاعی را به صورت زیر درآورد

$$\left[\partial_r^2+\frac{1}{r}\partial_r-\frac{\ell^2}{r^2}+k_\perp^2\right]\mathcal{R}(r)=0 \qquad (۱٤)$$

که در آن

$$k_\perp^2=\tilde{E}^2-k_z^2-m^2 \qquad (۱٥)$$

و

$$\tilde{E}^2 = (E+\ell\Omega)^2 \quad (١٦)$$

با روابط فوق داده می‌شوند. با تغییر متغیری به صورت $\rho = rk_\perp$ معادله دیفرانسیل (١٤) پاسخی به صورت توابع بسل $J_\ell(\rho) = J_\ell(k_\perp r)$ خواهد داشت. بنابراین پاسخ‌های معادله کلاین–گوردون در دستگاه مختصات استوانه‌ای برابر است با

$$\phi_\ell(x) = e^{-iEt+ik_z z+i\ell\varphi} J_\ell(k_\perp r) \quad (١٧)$$

با استفاده از معادله (٨) و در نظر گرفتن $\kappa = \tilde{E}^2 - k_\perp^2 - k_z^2 - m^2$ داریم

$$D(x,x') = -i\sum_\kappa \int_{-\infty}^{0} d\tau e^{-i\left(\tilde{E}^2-k_\perp^2-k_z^2-m^2+i\epsilon\right)\tau} \phi_\kappa(x)\phi_\kappa^\dagger(x') \quad (١٨)$$

با انتگرال‌گیری روی τ و جایگذاری معادله (١٧) و همچنین تغییر متغیر $E \to E-\ell\Omega$ در رابطه بالا داریم [٥]

$$D(x,x') = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \int \frac{dEdk_z dk_\perp k_\perp}{(2\pi)^3} J_\ell(k_\perp r) J_\ell(k_\perp r') \times \frac{e^{-iE(t-t')+i\ell\Omega(t-t')+ik_z(z-z')+i\ell(\varphi-\varphi')}}{E^2-k_\perp^2-k_z^2-m^2+i\epsilon} \quad (١٩)$$

حال به دنبال این هستیم تا این انتشارگر را در فضای تکانه بدست آوریم. با استفاده از تبدیل فوریه

$$D_{\ell,\ell'}(p,p') = \int d^4x\, d^4x'\, D(x,x')\, \phi_\ell(x)\, \phi_{\ell'}^\dagger(x') \quad (٢٠)$$

و انتگرال‌گیری بر روی x و x' حاصل معادله (٢٠) برابر است با

$$D_{\ell,\ell'}(p,p') = (2\pi)^3\, \hat{\delta}^3_{\ell,\ell'}(p_0,p_z,p_\perp;p_0',p_z',p_\perp') \times D_\ell^{(0)}(p_0,\omega) \quad (٢١)$$

که در آن $\omega^2 = p_\perp^2 + p_z^2 + m^2$ و

$$D_\ell^{(0)}(p_0,\omega) = \frac{1}{(p_0+\ell\Omega)^2 - \omega^2 + i\varepsilon} \quad (٢٢)$$

است. همچنین

$$\hat{\delta}^3_{\ell,\ell'} \equiv \frac{1}{p_\perp}\delta(p_0-p_0')\delta(p_z-p_z')\delta(p_\perp-p_\perp')\delta_{\ell,\ell'} \quad (٢٣)$$

پتانسیل ترمودینامیکی در تقریب مرتبه صفر و یک اختلال

در نظریه میدان دمای متناهی، پتانسیل ترمودینامیکی در تقریب مرتبه صفر عبارت است از

(٢٤)

$$V_{\text{eff}} = \frac{T}{2}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\sum_{\ell=-\infty}^{\infty}\int \frac{dp_z dp_\perp p_\perp}{(2\pi)^2}\left[\ln\left(\beta^2\left(\omega_n^2 + (\omega\pm\ell\Omega)^2\right)\right)\right]$$

که در آن $\beta = 1/T$ ، $\omega_n = 2\pi nT$ فرکانس‌های ماتسوبارا است. با تعریف $\xi_\pm = \left(\beta(\omega\pm\ell\Omega)\right)$ می‌توان حاصل جمع روی فرکانس‌های ماتسوبارا را به صورت زیر تعیین کرد

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty}\ln\left((2n\pi)^2+\xi_\pm^2\right) = \xi_\pm + 2\ln\left(1-e^{-\xi_\pm}\right) \quad (٢٥)$$

بنابراین بخش وابسته به دمای پتانسیل ترمودینامیکی برابر است با

$$V_{\text{eff}}^{(0)T} = 2T\left(\int \frac{dp_z dp_\perp p_\perp}{(2\pi)^2}\ln\left(1-e^{-\beta\omega}\right) + \sum_{\ell=1}^{\infty}\int \frac{dp_z dp_\perp p_\perp}{(2\pi)^2}\left[\ln\left(1-e^{-\beta(\omega\pm\ell\Omega)}\right)\right]\right) \quad (٢٦)$$

با در نظر گرفتن تقریب بسط دمای بالا $1 \gg \beta m$ ، $\beta\ell\Omega \ll 1$ و در نتیجه $\ell\Omega \le m$ ، جمع روی ℓ دارای حد بالایی به بصورت $\lfloor m/\Omega \rfloor$ خواهد شد [٧]. بنابراین در چنین تقریبی حاصل (٢٦) برابر است با

$$V_{\text{eff}}^{(0)T} = -\frac{\pi^2}{45}T^4 + \frac{m^2T^2}{12} - \frac{m^3T}{6\pi} + \frac{m^4}{16\pi^2}\left(\ln\left(\frac{4\pi T}{m}\right) - \gamma_{\text{E}} + \frac{3}{4}\right) + \sum_{\ell=1}^{\lfloor \frac{m}{\Omega}\rfloor}\left[-\frac{\left(3m^2-(\ell\Omega)^2\right)}{12\pi^2} + \frac{mT}{2\pi} - \frac{T^2}{3}\right](\ell\Omega)^2 \quad (٢٧)$$

در تقریب مرتبه یک اختلال پتانسیل ترمودینامیکی عبارت است از

$$V_{\text{eff}}^{(1)} = \lambda\left(T\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\sum_{\ell=-\infty}^{+\infty}\int \frac{dp_z dp_\perp p_\perp}{(2\pi)^2} D_\ell^{(0)}(\omega_n,\omega)\right)^2 \quad (٢٨)$$

در بسط دمای بالا رابطه (٢٨) برابر است با

$$V_{\text{eff}}^{(1)T} = \pi^2\alpha\left\{\frac{T^2}{12} - \frac{mT}{4\pi} + \frac{m^2}{8\pi^2}\left(\ln\left(\frac{4\pi T}{m}\right) - \gamma_{\text{E}} + \frac{1}{2}\right) + \sum_{\ell=1}^{\lfloor \frac{m}{\Omega}\rfloor}\left[\frac{T^2}{6} - \frac{\left(2m^2-(\ell\Omega)^2\right)}{4\pi m}T - \frac{(\ell\Omega)^2}{4\pi^2} + \frac{m^2}{4\pi^2}\left(\ln\left(\frac{4\pi T}{m}\right) - \gamma_{\text{E}} + \frac{1}{2}\right)\right]\right\}^2 \quad (٢٩)$$

که در آن $\alpha \equiv \lambda / \pi^2$. همانگونه که در مقدمه اشاره شد، از معادلات (۲۶) و (۲۹) می‌توان دریافت سرعت زاویه ای (Ω) اثری مشابه پتانسیل شیمیایی (μ) برای چنین سیستمی خواهد داشت [۲].

کمیت‌های ترمودینامیکی و چگالی لختی دورانی

در این بخش با بهره‌گیری از پتانسیل ترمودینامیکی بدست آمده و با استفاده از رابطه ترمودینامیکی

$$dP = sdT + jd\Omega \qquad (۳۰)$$

می‌توان کمیت‌های ترمودینامیکی فشار (P)، چگالی آنتروپی (s) و چگالی تکانه زاویه‌ای (j) را به صورت زیر بدست آورد

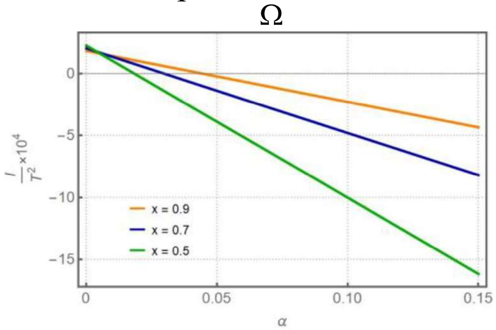
$$P = -V_{\text{eff}}^{T} = -\left(V_{\text{eff}}^{(0)T} + V_{\text{eff}}^{(1)T}\right) \qquad (۳۱)$$

همانطور که از معادله (۲۸) برمی‌آید

$$s = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{\Omega} \quad , \quad j = \left(\frac{\partial P}{\partial \Omega}\right)_{T} \qquad (۳۲)$$

همچنین چگالی لختی دورانی را می‌توان به صورت پاسخ خطی j تعریف کرد، یعنی [۸]

$$I \equiv \frac{j(T,\Omega)}{\Omega} \qquad (۳۳)$$



شکل ۱- تغییرات لختی دورانی بر حسب ثابت جفت‌شدگی

در شکل (۱) تغییرات چگالی لختی دورانی بر حسب ثابت جفت‌شدگی α برای سه مقدار $x = m\beta$ مختلف نمایش داده شده است. مقادیر مشخصی از α که در آن $I = 0$ است، را نقاط اَبرچرخشی (supervortical) α_s می‌نامیم.

نتیجه‌گیری

پس از تعیین پتانسیل ترمودینامیکی تا مرتبه یک اختلال کمیت‌های ترمودینامیکی گاز بوزونی نسبیتی از جمله فشار و چگالی تکانه زاویه‌ای در حضور چرخش معرفی شدند. با فرض خطی بودن وابستگی چگالی تکانه زاویه‌ای به سرعت زاویه‌ای Ω، معادله (۳۳) برای چگالی لختی دورانی بدست آمد. رفتار لختی دورانی در شکل (۱) بر حسب α به ازای xهای مختلف نمایش داده شده است. با توجه به وابستگی x به دما به ازای یک جرم ثابت نقاط α_s که در آن $I(\alpha_s) = 0$ است، به دما وابستگی دارد. این رفتار مشابه رفتار چگالی لختی دورانی برای پلاسمای گلوئونی [۸و۹] است.

مرجع‌ها

[1] Kapusta, J. I., & Gale, C. (2007). *Finite-temperature field theory: Principles and applications*. Cambridge university press.

[2] Haber, H. E., & Weldon, H. A. (1981). Thermodynamics of an ultrarelativistic ideal Bose gas. *Physical Review Letters*, **46**(23), 1497.

[3] Vilenkin, A. (1980). Quantum field theory at finite temperature in a rotating system. *Physical Review D*, **21**(8), 2260.

[4] Chen, H. L., Fukushima, K., Huang, X. G., & Mameda, K. (2016). Analogy between rotation and density for Dirac fermions in a magnetic field. *Physical Review D*, **93**(10), 104052.

[5] Ayala, A., Hernández, L. A., Raya, K., & Zamora, R. (2021). Fermion propagator in a rotating environment. *Physical Review D*, **103**(7), 076021.

[6] Gaspar, I. I., Hernández, L. A., & Zamora, R. (2023). Chiral symmetry restoration in a rotating medium. arXiv preprint arXiv:2305.00101.

[7] Toms, D. J. (1996). The Effective action at finite temperature and density with application to Bose-Einstein condensation. arXiv preprint cond-mat/9612003.

[8] Braguta, V. V., Chernodub, M. N., Roenko, A. A., & Sychev, D. A. (2023). Negative moment of inertia and rotational instability of gluon plasma. arXiv preprint arXiv:2303.03147.

[9] Braguta, V. V., Chernodub, M. N., Kudrov, I. E., Roenko, A. A., & Sychev, D. A. (2023). Negative Barnett effect, negative moment of inertia of (quark-) gluon plasma and thermal evaporation of chromomagnetic condensate. arXiv preprint arXiv:2310.16036.

وابستگی دمایی شعاع پروتونی و نوترونی ایزوتوپ های $^{120,126,130}Sn$ در مدل میدان میانگین نسبیتی با پارامترهای گاف زوجیت محاسبه شده در BCS و مدل اصلاح شده گینزبرگ-لاندائو

یغمائی ، بامداد[۱] ؛ مهمان‌دوست‌خواجه‌داد، علی‌اکبر[۱] ؛ دهقانی ، وحید[۱]

[۱] گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه سیستان و بلوچستان ، زاهدان

چکیده

پارامتر گاف زوجیت با استفاده از مدل اصلاح شده گینزبرگ-لاندائو (MGL) محاسبه شده و در مدل میدان میانگین نسبیتی به کار رفته است. نتایج به دست آمده از این روش در بررسی تغییرات دمایی شعاع‌های پروتونی و نوترونی ایزوتوپ‌های ^{120}Sn، ^{126}Sn و ^{130}Sn، با نتایج کاربرد پارامتر گاف زوجیت BCS در مدل میدان میانگین نسبیتی مقایسه شده است. کاربرد پارامتر گاف زوجیت MGL در مدل میدان میانگین نسبیتی به نتایج بهتر می‌انجامد.

واژه های کلیدی: *مدل میدان میانگین نسبیتی، پارامتر گاف زوجیت، تغییرات دمایی شعاع*

Temperature dependence of proton and neutron radii of $^{120,126,130}Sn$ isotopes in the relativistic mean field model with the pairing gap parameters calculated by BCS and modified Ginsberg-Landau model

Yaghmaei, Bamdad[1]; Mehmandoost-Khajeh-Dad, Ali Akbar [1]; Dehghani, Vahid [1]

[1] *Physics Department, Faculty of Science, University of Sistan and Baluchestan, Zahedan,*

Abstract

The pairing gap parameter has been calculated using the modified Ginzburg-Landau model (MGL) and employed in the relativistic mean field model. The results obtained from this method have been compared with the results of the application of the BCS pairing gap parameter in the relativistic mean field model in examining the temperature changes of the proton and neutron radii of ^{120}Sn, ^{126}Sn, and ^{130}Sn isotopes. Using the MGL gap parameter in the relativistic mean field model leads to better results.

***Keywords**: Relativistic Mean Field Model, Pairing gap parameter, Temperature changes of radius*

PACS 21.

مقدمه

مدل میدان میانگین نسبیتی [۱] (RMF) مدلی برای بررسی هسته‌ها است که اثرات نسبیتی را از همان ابتدا در محاسبات وارد می‌کند و می‌تواند با تعداد کمی پارامتر و کاربردی آسان‌تر نسبت به برخی از مدل‌های غیر نسبیتی توصیف مناسبی از ویژگی‌های هسته‌ها در تمام جدول تناوبی ارائه کند. این مدل با مجموعه پارامترهای متفاوتی به کار می‌رود. پارامترهای استفاده شده در این تحقیق متعلق به مجموعه NLSH [۲] هستند. اثر زوجیت که در مطالعه هسته‌ها اهمیت فراوانی دارد به روش‌های گوناگونی در این مدل وارد شده است. ما پارامتر گاف زوجیت را با استفاده از مدل اصلاح شده گینزبرگ-لاندائو[۳] محاسبه کرده و در مدل میدان میانگین نسبیتی به کار برده‌ایم. سپس یافته‌هایمان را از این روش با روشی که در آن پارامتر گاف زوجیت BCS در مدل میدان میانگین نسبیتی به کار رفته مقایسه کرده‌ایم. بخشی از کار انجام شده بررسی تغییرات دمایی

شعاع‌های پروتونی و نوترونی برای ایزوتوپ‌های برخی هسته‌های کروی از جمله ایزوتوپ‌های زوج–زوج $^{110\text{-}130}Sn$ بوده است. در اینجا نتایج بررسی تغییرات دمایی این شعاع‌ها برای ایزوتوپ‌های ^{120}Sn، ^{126}Sn و ^{130}Sn آورده شده است.

مدل

مدل میدان میانگین نسبیتی یک مدل تبادل مزونی [۴] است که در آن فوتون و مزون‌های σ، ω و ρ عهده‌دار برهم‌کنش‌ها هستند. این مدل و محاسبات آن [۵] در بسیاری از مقالات آمده و در اینجا تنها به اندازه‌ای که برای آشنایی و درک این تحقیق لازم بوده به آن پرداخته شده است. لاگرانژی در این مدل به صورت زیر نوشته می‌شود [۱]،

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \bar{\Psi}\left(i\gamma_\mu\partial^\mu - M\right)\Psi + \frac{1}{2}\left(\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - m_\sigma^2\sigma^2\right)\\ &-\frac{1}{4}\Omega_{\mu\nu}\Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu - \frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu\\ &-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{3}g_2\sigma^3 - \frac{1}{4}g_3\sigma^4 - g_\sigma\bar{\Psi}\sigma\Psi\\ &-g_\omega\bar{\Psi}\gamma_\mu\omega^\mu\Psi - g_\rho\bar{\Psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\vec{\rho}^\mu\Psi - e\bar{\Psi}\gamma_\mu A^\mu\Psi \end{aligned} \quad (۱)$$

در رابطه (۱) m_σ، m_ω و m_ρ جرم‌های مزون‌ها را نشان می‌دهند و M جرم نوکلئون است. جفت شدگی مزون ها و فوتون با نوکلئون‌ها با g_σ، g_ω، g_ρ و e داده می‌شود. جمله‌های شامل σ^3 و σ^4 برای توصیف بهتر اثرات سطحی و تراکم ناپذیری به لاگرانژی اضافه شده‌اند و g_2 و g_3 خود جفت شدگی‌های میدان σ هستند. تانسورهای میدان‌های مزونی و فوتون را در حالت کلی می‌توان به صورت زیر نوشت،

$$\Upsilon^{\mu\nu} = \partial^\mu\Upsilon^\nu - \partial^\nu\Upsilon^\mu \quad (۲)$$

برای هسته‌های بررسی شده در این تحقیق تعداد پروتون‌ها و نوترون‌ها ثابت فرض می‌شوند در نتیجه تنها مولفه سوم ایزوبردار میدان مزونی $\vec{\rho}$ باقی می‌ماند. به علاوه این هسته‌ها زوج–زوج و دارای تقارن کروی هستند. برای چنین هسته‌هایی تحت تبدیل وارونی زمان، ناوردایی برقرار است و جریان‌ها نیز وجود ندارند. بنابراین همه مولفه‌های فضایی میدان های مزونی صفر می‌شوند. با این شرایط کاربرد معادله اویلر – لاگرانژ برای مزون‌ها و فوتون به معادلات کلاین–گوردن منجر می‌شود که شکل کلی رابطه (۳) را دارند،

$$\left[-\partial_r^2 - \frac{2}{r}\partial_r + m_\chi^2\right]\chi(r) = S_\chi \quad (۳)$$

در رابطه بالا $\chi(r)$ میدان A یا میدان‌های مزونی σ، ω و ρ را نشان می‌دهد. ثابت‌های جفت شدگی و چگالی مربوط به هر میدان در چشمه S_χ جای دارند. با در نظر گرفتن شرایطی که گفته شد به کار بردن معادله اویلر–لاگرانژ برای نوکلئون‌ها به معادله دیراک منجر می‌شود که می‌توان آن را به صورت دستگاه معادلات جفت شده مرتبه اول زیر نوشت،

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{k_i+1}{r}\right)f_i + \left(M^* - V + \varepsilon_i\right)g_i = 0 \quad (۴)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{k_i-1}{r}\right)g_i + \left(M^* + V - \varepsilon_i\right)f_i = 0 \quad (۵)$$

در روابط (۴) و (۵)

$$M^* = M + g_\sigma\sigma \quad (۶)$$

$$V = g_\omega\omega + g_\rho\tau_3\rho + e\frac{1-\tau_3}{2}A \quad (۷)$$

که M^* جرم موثر و V پتانسیل برداری است. در اینجا τ_3 مولفه سوم ایزواسپین را نشان می‌دهد که برای پروتون 1- و برای نوترون 1+ است. همچنین در دو رابطه (۴) و (۵) f_i و g_i بخش فضایی اسپینور چهار مولفه ای دیراک را مشخص می‌کنند که به صورت زیر نوشته می‌شود،

$$\Psi_i = \begin{pmatrix} f_i(r)\phi_{ljm} \\ ig_i(r)\phi_{\bar{l}jm}\end{pmatrix}\zeta_t \quad (۸)$$

در این مدل چگالی‌های اسکالر، باریونی، ایزوبردار و بار وجود دارند که همه آن‌ها برای حل کامل خودسازگار معادلات لازم هستند و باید محاسبه شوند اما از آنجا که در اینجا هدف شرح چگونگی حل معادلات مدل نیست تنها رابطه چگالی باریونی که به این تحقیق ارتباط مستقیم دارد در رابطه (۹) آورده می‌شود

$$\rho_v = (4\pi)^{-1}\sum_i(2j_i+1)n_i\left(|f_i|^2 + |g_i|^2\right) \quad (۹)$$

در رابطه بالا j_i و n_i به ترتیب اسپین و عدد اشغال هر حالت را مشخص می‌کنند و با جمع‌بندی روی تعداد هر نوکلئون چگالی آن نوکلئون به دست می‌آید. اثر زوجیت به وسیله پارامتر گاف زوجیت که درمحاسبه اعداد اشغال وجود دارد وارد می‌شود. از چگالی

محاسبه شده در رابطه (۹) برای محاسبه شعاع‌های پروتونی و نوترونی با رابطه زیر استفاده می‌شود،

$$r_{nucleon}^2(T)=\frac{1}{N_{nucleon}}\int d^3r\,\rho_{nucleon}(\boldsymbol{r},T)r^2 \qquad (۱۰)$$

در رابطه (۱۰) $\rho_{nucleon}(\boldsymbol{r},T)$ چگالی محاسبه شده در رابطه (۹) در مکان $\boldsymbol{r}$ و دمای T برای پروتون‌ها یا نوترون‌ها است و $N_{nucleon}$ برای پروتون‌ها عدد اتمی و برای نوترون‌ها عدد نوترونی است. از روابط (۹) و (۱۰) و توضیحات داده شده مشخص است که پارامتر گاف زوجیت بر چگونگی تغییر شعاع با دما تاثیر دارد. از این رو در این تحقیق کابرد دو پارامتر گاف زوجیت متفاوت در محاسبه شعاع در دماهای مختلف بررسی شده است.

پارامتر گاف زوجیت

در مدل BCS پارامتر گاف از معادله زیر که به معادله گاف [۶] مشهور است به دست می‌آید،

$$\Delta_{BCS}\sum_i\frac{(2j_i+1)}{2E_i}\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_i\right)=\frac{2}{G}\Delta_{BCS} \qquad (۱۱)$$

در این معادله Δ_{BCS} پارامتر گاف زوجیت BCS است. G قدرت زوجیت نامیده می‌شود و به گونه‌ای تنظیم می‌شود که پارامتر گاف تجربی را که از تفاوت جرم هسته‌های زوج–فرد مجاور در دمای صفر به دست می‌آید بازتولید کند. β عکس دمای ترمودینامیکی است و E_i از رابطه زیر به دست می‌آید،

$$E_i=\sqrt{(\varepsilon_i-\lambda)^2+\Delta_{BCS}{}^2} \qquad (۱۲)$$

اعداد اشغال به صورت زیر محاسبه می‌شوند،

$$n_i=\frac{1}{2}\left[1-\frac{\varepsilon_i-\lambda}{E_i}\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_i\right)\right] \qquad (۱۳)$$

در روابط (۱۲) و (۱۳) λ پتانسیل شیمیایی نامیده می‌شود و از شرط

$$\sum_i(2j_i+1)n_i=N_{nucleon} \qquad (۱۴)$$

به دست می‌آید. بسیاری از نویسندگان Δ_{BCS} را در محاسبات میدان میانگین استفاده کرده‌اند. ما برای نخستین بار با استفاده از میانگین پارامتر نظم در مدل اصلاح شده گینزبرگ–لاندائو، پارامتر گاف زوجیت میانگین به دست آمده از آن (Δ_{MGL}) را در مدل RMF به کار برده‌ایم [۷]. در این روش Δ_{MGL} با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید [۳]،

$$\langle|\psi|\rangle_{MGL}=\frac{\pi^2T_c\int_0^\infty d\eta\,\eta^{\frac{1}{2}}e^{-\left(\pi\sqrt{\frac{\bar{b}}{t\bar{\delta}}}\eta+\frac{\pi(t-1)}{2\sqrt{t\bar{\delta}\bar{b}}}\right)^2}}{\sqrt{\frac{\bar{\delta}\pi}{2\bar{b}}}t^{\frac{1}{2}}\left(1\pm\mathrm{erf}\left(\left|t^{-\frac{1}{2}}\overline{\Delta t}\right|\right)\right)} \qquad (۱۵)$$

در رابطه بالا $\langle|\psi|\rangle_{MGL}$ میانگین پارامتر نظم و T_c دمای بحرانی به دست آمده از BCS است. erf تابع خطا را نشان می‌دهد. بقیه اجزای رابطه (۱۵) در (۱۶) و (۱۷) آورده شده‌اند.

$$t=\frac{T}{T_c},\ \bar{\delta}=\frac{\delta}{kT_c},\ \bar{b}=0.526,\ \overline{\Delta t}=\frac{1}{2}\pi(t-1)\left(\bar{\delta}\bar{b}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad (۱۶)$$

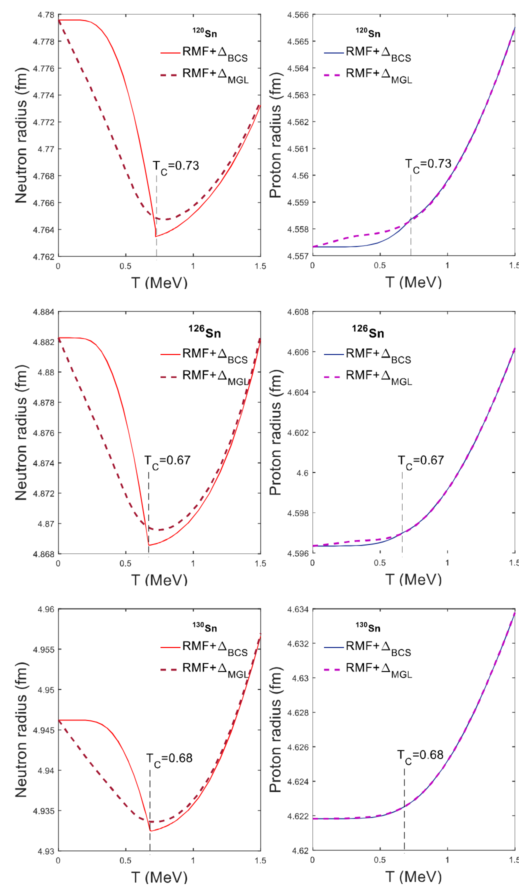
$$\eta^{\frac{1}{2}}=\frac{|\psi|}{T_c\pi} \qquad (۱۷)$$

از آنجا که پارامتر گاف زوجیت پارامتر نظمی است که میزان زوجیت سیستم را مشخص می‌کند و تفاوت میان فازهای زوج شده و زوج نشده را نشان می‌دهد، از رابطه (۱۵) برای محاسبه مقدار میانگین آن در هر دمایی استفاده کرده‌ایم (در اینجا $\langle|\psi|\rangle_{MGL}$ و Δ_{MGL} یکی هستند) سپس همه جا Δ_{MGL} را به جای Δ_{BCS} به کار برده‌ایم و پس از حل خودسازگار معادلات RMF کمیت‌های مورد نظر از جمله شعاع‌ها را محاسبه نموده‌ایم.

نتایج

پیش از بیان نتایج اشاره به این نکته ضروریست که عدد اتمی قلع عدد جادویی Z=50 است و بنابراین تنها دمای بحرانی نوترونی اهمیت دارد که آن را با T_C نشان داده‌ایم به علاوه برای پایان محاسبات خودسازگار در هر دمایی باید شعاع‌ها، انرژی‌ها، پارامتر گاف و پتانسیل شیمیایی تا چهار رقم اعشار و چگالی‌ها تا شش رقم اعشار نسبت به محاسبات دور قبل یکسان باشند. شکل ۱ نمودار تغییرات شعاع‌های نوترونی و پروتونی را با دما، در مدل RMF نشان می‌دهد. نمودارها برای پارامتر گاف زوجیت BCS وMGL آورده شده‌اند. شکل‌ها نشان می‌دهند که وقتی Δ_{BCS} در RMF استفاده می‌شود، شعاع نوترونی در دماهای بسیار پایین با افزایش دما تغییر چندانی نمی‌کند اما از حدود $T\sim0.25MeV$ با اافزایش دما شعاع نوترونی به سرعت کاهش می‌یابد. این روند کاهشی تا دمای بحرانی

ادامه می‌یابد بالاتر از دمای بحرانی با افزایش دما شعاع نوترونی نیز افزایش پیدا می‌کند. برای شعاع پروتونی می‌توان دید که همانند شعاع نوترونی، وقتی دما بسیار پایین است با افزایش دما تغییر زیادی در شعاع پروتونی ایجاد نمی‌شود اما تقریبا از دمای $T \sim 0.5\text{MeV}$ به بالا با افزایش دما شعاع پروتونی افزایش می‌یابد. با کاربرد Δ_{MGL} در مدل RMF مشاهده می‌کنیم که شعاع نوترونی از همان ابتدا و تا قبل از دمای بحرانی با افزایش دما کاهش می‌یابد اما با زیاد شدن دما در دماهای بالاتر از دمای بحرانی، شعاع نوترونی هم بیشتر می‌شود. شعاع پروتونی از همان ابتدا با بالا رفتن دما افزایش می‌یابد.



شکل ۱ : نمودار تغییرات شعاع‌های پروتونی (سمت راست) و نوترونی (سمت چپ) با دما برای ^{120}Sn (ردیف بالا)، ^{126}Sn (ردیف وسط) و ^{130}Sn (ردیف پایین). خط پر نتایج را برای کاربرد Δ_{BCS} در RMF و خط چین نتایج را برای کاربرد Δ_{MGL} در RMF نشان می‌دهد.

می‌توان دید وقتی Δ_{BCS} در RMF استفاده می‌شود در نمودار شعاع نوترونی و در دمای بحرانی یک نقطه زاویه‌دار وجود دارد که نتیجه فیزیکی مناسبی به نظر نمی‌رسد در حالی که با کاربرد Δ_{MGL} در مدل RMF نمودارهای تغییرات هر دو شعاع با دما هموار هستند. مقایسه بیشتر نمودارهای دو روش نشان می‌دهد که شعاع‌های نوترونی به دست آمده با Δ_{MGL} تا قبل از دمای بحرانی کوچک‌تر هستند کمی بالاتر از دمای بحرانی، این شعاع‌ها بزرگتر هستند و از حدود $T \sim 1\text{MeV}$ شعاع‌های نوترونی به دست آمده از دو روش تقریبا مقادیر یکسانی دارند. در مورد شعاع‌های پروتونی مشاهده می‌شود که تا قبل از دمای بحرانی شعاع‌های به دست آمده با Δ_{MGL} بزرگتر هستند و بالاتر از دمای بحرانی شعاع‌های پروتونی دو روش برابر هستند. همچنین دیده می‌شود که هر چه عدد نوترونی در Sn به عدد جادویی $N=82$ نزدیک‌تر می‌شود، شعاع‌های پروتونی به دست آمده از دو روش در دماهای پایین‌تر از دمای بحرانی هم به یکدیگر نزدیک می‌شوند طوری که در ^{130}Sn با $N=80$ شعاع‌های پروتونی دو روش در تمام دماها تقریبا یکسان هستند.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق پارامترهای گاف زوجیت BCS و MGL در مدل RMF استفاده شده‌اند. تغییرات دمایی شعاع‌های پروتونی و نوترونی که از دو روش، برای ایزوتوپ‌های ^{120}Sn، ^{126}Sn و ^{130}Sn به دست آمده‌اند در دماهایی کمتر از دمای بحرانی نوترونی مدل BCS، متفاوت و در دماهایی بیش از آن یکسان هستند. به علاوه نتایج به دست آمده با پارامتر گاف MGL از نظر فیزیکی واقعی‌تر به نظر می‌رسند.

مرجع‌ها

[۱] P. Ring; *Prog. Part. Nucl. Phys* **37** (1996) 193.

[۲] M. Sharma, M. Nagarajan, P. Ring, *Phys. Lett. B,* **312** (1993) 377.

[۳] P. Mohammadi, V. Dehghani, A. Mehmandoost-Khajeh-Dad, *Phys. Rev. C,* **90** (2014) 054304.

[۴] Y. Gambhir, P. Ring, A. Thimet, *Ann. Phys. (NY),* **198** (1990) 132.

[۵] P.-G. Reinhard, *Rep. Prog. Phys,* **52** (1989) 439.

[۶] P. Ring, P. Schuck, *The nuclear many-body problem,* Springer Science & Business Media 2004.

[۷] B. Yaghmaei, A. A. Mehmandoost-Khajeh-Dad, V. Dehghani, *Nuclear Physics A*, **1017** (2022) 122353.

قیدهای LHC بر روی ماده تاریک برداری

روزبهی، روزبه[1] ؛ ایازی، سید یاسر[1]؛ حسینی، مجتبی[1]؛ پاک‌طینت مهدی آبادی، سعید[2]

[1]دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان
[2]دانشکده فیزیک دانشگاه یزد

چکیده

در این مقاله ما با بهره‌گیری از یک تقارن آبلی $U(1)$ جدید در بخش تاریک، جستجوهای LHC را برای یافتن تعمیمی از مدل استاندارد (SM) بررسی می‌کنیم. در این مدل یک اسکالر تاریک که بخش تاریک و مدل استاندارد را به هم مرتبط می‌کند تحت این تقارن پیمانه‌ای باردار می‌شود. همچنین یک کاندیدای ماده تاریک برداری که می‌تواند چگالی باقی‌مانده مشاهده شده و محدودیت‌های جستجوی مستقیم ماده تاریک را برآورده کند در مدل معرفی می‌شود. آزمایش‌های ATLAS و CMS یک جستجوی گسترده برای کاندیداهای ماده تاریک انجام داده اند، که می‌توان به مواردی مانند جستجوهای تشدید برای واسطه‌ای که ذرات ماده تاریک را به ذرات مدل استاندارد جفت می‌کند، میزان تکانه عرضی گمشده تولید شده در کنار کوارک‌های سبک و سنگین، فوتون‌ها، بوزون‌های Z و H، و همچنین جستجوهای مربوط به مدهای نامرئی واپاشی بوزون هیگز اشاره کرد. در این مقاله، ما با استفاده از اندازه‌گیری‌هایی که LHC و آزمایش‌های دیگر انجام داده‌اند یک تحلیل گسترده برای مقید کردن مدل ماده تاریک پیشنهادی ارائه می‌دهیم.

واژه های کلیدی: ماده تاریک، حد بالای برخورد دهنده هادرونی بزرگ، چگالی باقی‌مانده

The LHC Constraints on Vector Dark Matter Model

Rouzbehi, Rouzbeh[1]; Ayazi, Seyed Yaser[1]; Hosseini, Mojtaba[1]; Paktinat Mehdiabadi, Saeid[2]

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

Abstract

We revisit LHC searches for an extension of the Standard Model (SM) by exploiting an additional Abelian U(1) gauge symmetry and a complex scalar Higgs portal. As the scalar is charged under this gauge factor, a vector dark matter candidate can satisfy the observed relic abundance and limits from direct dark matter searches. The ATLAS and CMS experiments have developed a broad search program for DM candidates, including resonance searches for the mediator which would couple DM to the SM, searches with large missing transverse momentum produced in association with light and heavy quarks, photons, Z and H bosons, and searches where the Higgs boson provides a portal to DM, leading to invisible Higgs boson decays. In this paper, we perform an extensive analysis to constrain the model by using the LHC measurement.

Keywords: *Dark Matter, LHC upper bounds, Relic density*

PACS No. 13

مقدمه

وجود ماده تاریک با توجه به طیف متنوعی از آزمایش‌های اخترفیزیکی و کیهانی پیشنهاد شده است. اگرچه این مشاهدات غیرمستقیم نشان می‌دهند که در حدود 27% از چگالی انرژی کل جهان را ذرات ماده تاریک تشکیل می‌دهند، اما ماهیت دقیق ذرات ماده تاریک هنوز ناشناخته است[1]. این اندازه گیری‌ها، انگیزه را برای پیشنهاد و بررسی مدل‌های ورای مدل استاندارد ذرات بنیادی(BSM) افزایش داده است. یک دسته از این مدل‌ها، تعمیم یک گروه $U(1)$ بخش تاریک به گروه تقارنی مدل استاندارد است. نتیجه این گروه تقارنی جدید ممکن است به اختلاط یک فوتون تاریک و بوزون Z مدل استاندارد بینجامد که در [2] بررسی شده است. اما در این مقاله ما موردی را بررسی می‌کنیم که یک تقارن گسسته Z_2 مانع از ترکیب فوتون بخش تاریک و بوزون Z شده و یک کاندیدای ماده تاریک پایدار را فراهم می‌کند.

راه‌های جستجو برای ماده تاریک شامل سه قسمت کشف مستقیم، کشف غیر مستقیم و آزمایش‌های برخورد دهنده ذرات می‌باشد که هر کدام از این آزمایش‌ها می‌تواند فضای پارامتر مدل‌های در نظر گرفته شده برای توصیف ماده تاریک را مقید کند. در این مقاله ما بخش تاریک با تقارن $U(1)$ را در نظر می‌گیریم که یک کاندیدای ماده تاریک برداری و یک اسکالر تاریک برای ما فراهم می‌کند که بخش تاریک و بخش مدل استاندارد به واسطه برهمکنش دو اسکالرها(اسکالر تاریک و هیگز) به هم مرتبط می‌شوند. با مقید کردن فضای پارامتر مدل با آزمایش‌های مختلف مشخص می‌شود که برای

بازه بسیار گسترده‌ای از جرم ماده تاریک (از 20GeV تا 2TeV) مدل در نظر گرفته شده عملی خواهد بود.
در ادامه مدل مورد بررسی معرفی خواهد شد. سپس قیدهای پدیده شناسی تحمیل شده و فضای پارامتر مدل بررسی شده و در ادامه نتیجه گیری آورده شده است.

مدل

در مدل ما، دو میدان جدید به مدل استاندارد تعمیم داده شده است. یک میدان اسکالر S که تحت تقارن پیمانه ای U(1) تاریک بار واحد دارد و یک میدان برداری V_μ تحت عنوان فوتون تاریک. یک تقارن Z_2 گسسته در مدل وجود دارد که V_μ و S تحت آن فرد ($V_\mu \to -V_\mu\, , S \to S^*$) و تمام میدان‌های دیگر تحت آن زوج هستند. وجود این تقارن هر گونه اختلاطی بین V_μ و بوزون پیمانه ای B_μ را ممنوع می‌کند. بنابراین V_μ پایدار است و می‌تواند به عنوان کاندیدای ماده تاریک در نظر گرفته شود. لاگرانژی مدل به صورت زیر است:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \left(D'_\mu S\right)^* (D'^\mu S) - V(H,S) - \frac{1}{4} V_{\mu\nu} V^{\mu\nu} \tag{1}$$

که $\mathcal{L}_{SM}$ لاگرانژی مدل استاندارد بدون پتانسیل هیگز می‌باشد و

$$D'_\mu S = \left(\partial_\mu + i g_v V_\mu\right) S$$
$$V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$$

$$V(H,S) = -\mu_H^2 H^\dagger H - \mu_S^2 S^* S + \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \lambda_S (S^* S)^2 + \lambda_{SH} (S^* S)(H^\dagger H) \tag{2}$$

برهمکنش $\lambda_{SH}\,(S^*\,S)(H^\dagger\,H)$ تنها ارتباط بین بخش تاریک و مدل استاندارد می‌باشد. هر دو میدان هیگز و اسکالر تاریک مقادیر چشم داشتی خلأ (VEV) بدست خواهند آورد که به ترتیب تقارن الکتروضعیف و تقارن U(1) تاریک را خواهند شکست. در پیمانه یکانی، مؤلفه موهومی S می تواند به عنوان مؤلفه طولی (بوزون گلدستون) V_μ جذب شده و با شکست خود بخودی تقارن U(1) تاریک جرم خود را بدست آورد. در پیمانه یکانی داریم:

$$S = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(h_2)\,, \quad H = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ h_1 \end{pmatrix} \tag{3}$$

پتانسیل مدل در سطح درختی (tree level) در پیمانه یکانی به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$V_{tree}(h_1,h_2) = -\frac{1}{2}\mu_H^2 h_1^2 - \frac{1}{2}\mu_S^2 h_S^2 + \frac{1}{4}\lambda_H h_1^4 + \frac{1}{4}\lambda_S h_S^4 + \frac{1}{4}\lambda_{SH} h_1^2 h_2^2 \tag{4}$$

شرایط کافی برای مینیموم موضعی به شکل زیر است:

$$\nabla V_{tree} = 0$$
$$\det \mathcal{H} > 0$$
$$\mathcal{H}_{11} > 0 \tag{5}$$

که در آن $\mathcal{H}$ ماتریس جرمی(Hessian Matrix) می‌باشد. با جای گذاری $h_1 \to h_1 + v_1$ و $h_2 \to h_2 + v_2$، میدان‌های h_1 و h_2 با یکدیگر مخلوط شده و می‌توان آن‌ها را بر حسب ویژه حالات جرمی H_1 و H_2 بازنویسی کرد:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\alpha & sin\alpha \\ -sin\alpha & cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} \tag{6}$$

که در آن α زاویه اختلاط بین اسکالر تاریک(H_2) و هیگز مدل استاندارد(H_1) می باشد. بعد از شکست تقارن روابط زیر را داریم:

$$v_2 = \frac{M_V}{g_v}, \qquad sin\alpha = \frac{v_1}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}$$
$$\lambda_H = \frac{\cos^2\alpha\, M_{H_1}^2 + \sin^2\alpha\, M_{H_2}^2}{2v_1^2}$$
$$\lambda_S = \frac{\sin^2\alpha\, M_{H_1}^2 + \cos^2\alpha\, M_{H_2}^2}{2v_2^2}$$
$$\lambda_{SH} = \frac{\left(M_{H_2}^2 - M_{H_1}^2\right) sin\alpha\, cos\alpha}{v_1 v_2} \tag{7}$$

که در آن $M_{H_1} = 125\ GeV$ ، $v_1 = 246\ GeV$ و v_2 پارامتر آزاد مدل می‌باشد که برحسب g_v نوشته خواهد شد. همچنین از روابط (7) معلوم می‌شود که مدل ما تنها سه پارامتر مستقل M_V(جرم ماده تاریک)، g_v(جفت شدگی بخش تاریک) و M_{H_2}(جرم اسکالر تاریک) دارد و در ادامه فضای پارامتر مدل با توجه به این کمیت‌ها بررسی خواهد شد.

قیدهای پدیده شناسی

- **چگالی باقی‌مانده**

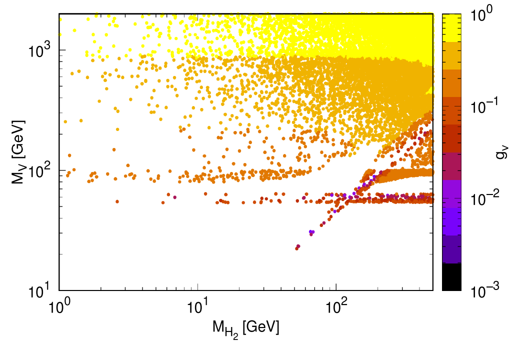
تحول چگالی ذرات ماده تاریک با زمان توسط معادله بولتزمن بررسی می‌شود:

$$\dot{n} + 3Hn_X = -\langle \sigma_{ann} v_{rel} \rangle \left[n_X^2 - \left(n_X^{eq}\right)^2\right] \tag{8}$$

چگالی باقی مانده برای مدل ماده تاریک برداری به صورت عددی و با استفاده از نرم افزار microOMEGAs محاسبه شده است[3]. همچنین با توجه به آزمایش پلانک میزان چگالی باقی‌مانده ماده تاریک برابر است با[4]:

$$\Omega_{DM} = 0.120 \pm 0.001 \tag{9}$$

شکل 1 نشان دهنده فضای پارامتری مجاز که در تناسب با مقدار عددی گزارش شده گروه پلانک است.



شکل 1 : فضای پارامتری مجاز در توافق با چگالی ماده تاریک.

- **واپاشی نامرئی هیگز**

در مدل ما فرض بر این است که هیگز مدل استاندارد اگر از نظر سینماتیکی مجاز باشد به جفت ذرات ماده تاریک و جفت ذرات اسکالر تاریک واپاشی می‌کند. نسبت انشعابی برای چنین واپاشی به صورت زیر می‌باشد:

$$Br(H_1 \to Invisible) = \frac{\Gamma(H_1 \to 2VDM) + \Gamma(H_1 \to 2H_2)}{\Gamma(h)_{SM} + \Gamma(H_1 \to 2VDM) + \Gamma(H_1 \to 2H_2)} \quad (14)$$

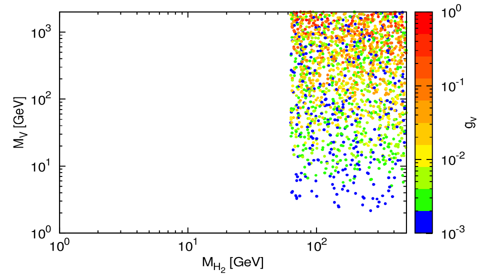
که

$$\Gamma(H_1 \to 2VDM) = \left(\frac{g_V^4 v_2^2 \sin^2\alpha}{8\pi M_{H_1}}\right)\sqrt{1 - \frac{4M_V^2}{M_{H_1}^2}} \quad (15)$$

$$\Gamma(H_1 \to 2H_2) = \left(\frac{a^2}{8\pi M_{H_1}}\right)\sqrt{1 - \frac{4M_{H_2}^2}{M_{H_1}^2}} \quad (16)$$

$$\Gamma(h)_{SM} = 4.15\ MeV \quad (17)$$

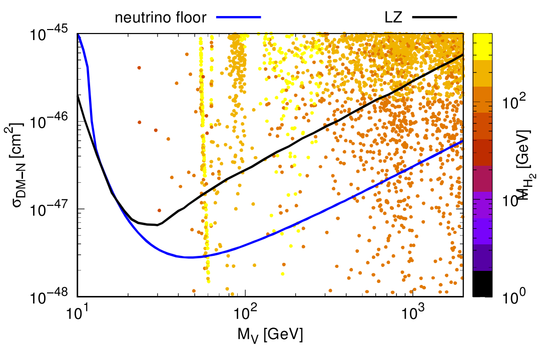
که رابطه (17) بیانگر نسبت انشعابی اندازه‌گیری شده برای هیگز مدل استاندارد است. ما حد بالای آزمایش CMS [5] را برای مدهای واپاشی نامرئی هیگز در نظر خواهیم گرفت. در شکل 2 فضای پارامتری مجاز برای واپاشی نامرئی هیگز با توجه به حد بالای آزمایش CMS رسم شده است.



شکل 2 : فضای پارامتری مجاز برای واپاشی نامرئی هیگز.

- **آزمایش های کشف مستقیم ماده تاریک**

در مدل ما در سطح درختی(tree-level) ماده تاریک برداری می‌تواند به صورت کشسان با یک هسته از طریق مبادله H_1 یا H_2 برهم کنش کند[6]. در حال حاضر XENON1T [7] بالاترین قید ممکن را بر روی سطح مقطع پراکندگی مستقل از اسپین ویمپ–هسته گذاشته است. ما از این آزمایش برای بررسی فضای پارامتر مدل استفاده می‌کنیم. همچنین از آخرین قیدهای آزمایش‌های LZ که به تازگی منتشر شده است برای مقید کردن مدل استفاده شده است که در شکل 3 قابل مشاهده است[8].

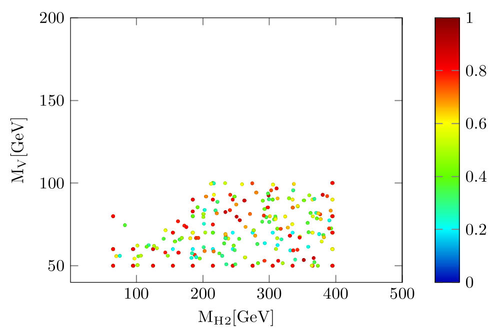


شکل 3 : فضای پارامتری مجاز با در نظر گرفتن چگالی ماده تاریک و آزمایش‌های آشکارسازی مستقیم.

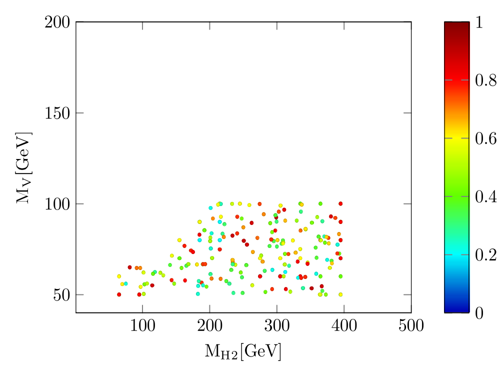
- **جستجوها و قیدهای LHC بر ماده تاریک**

با وجود جستجوهای فراوانی که LHC برای فیزیکی ورای مدل استاندارد انجام داده است اما تاکنون، هیچ نشانه‌ای از فیزیک جدید یا انحراف قابل توجهی از پیش‌بینی‌های مدل استاندارد گزارش نشده است. این فقدان شواهد تجربی برای فیزیک جدید را می‌توان برای مقید کردن هر گونه تعمیمی برای مدل استاندارد، به عنوان مثال، مدل ماده تاریک پیشنهادی، استفاده کرد. برای تولید نتایج این بخش، بازدهی رویدادها و عدم قطعیت‌های گزارش شده توسط آزمایش‌های LHC برای یافتن حد بالایی بر روی سطح مقطع تولید رویدادهای ورای مدل استاندارد با درصد اطمینان 95% و 65% استفاده می‌شود. این فرآیند آماری با استفاده از ابزار نرم افزار تحلیلی ROOT [9] انجام می‌شود. به این صورت که حداکثر رویدادهای ممکن ورای مدل استاندارد از مقایسه تعداد رویدادهای مورد انتظار مدل استاندارد و رویدادهای دیده شده به دست می‌آید. بدیهی است که عدم قطعیت‌های آماری و سیستماتیک پیش‌بینی‌های مدل استاندارد و ماده تاریک می‌توانند نقش مهمی در این روش ایفا کنند. برای یافتن حدود بالا، 20% عدم قطعیت کل در سیگنال‌های ماده تاریک فرض می‌شود. حداکثر رویدادهای ورای مدل استاندارد بر حجم داده متناظر تقسیم می‌شود تا حد بالایی

برای سطح مقطع مورد نظر پیدا شود. در این مرحله با بهره گیری از بسته نرم‌افزاری MadGraphapv3.4.2 [10] به شبیه‌سازی رویدادهای مورد نظر می‌پردازیم. برای هر نقطه نمودار، پارامترهای ورودی تنظیم می‌شوند و 10000 رویداد برای اندازه‌گیری سطح مقطع تولید ایجاد می‌شود. آزمایش‌های LHC چندین تحلیل را در مورد جستجوی تولید ماده تاریک با تولید بوزون Z گزارش کرده‌اند. در این مقاله تنها آخرین تحلیل‌ها در نظر گرفته شده است. آزمایش CMS از داده‌هایی با مشخصات درخشندگی $137\mathrm{fb}^{-1}$ و انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13\ TeV$ برای این جستجو استفاده کرده است[11]. نقاطی که در آن سطح مقطع‌های محاسبه شده به ازای پارامترهای آزاد مدل حد بالای سطح مقطع را نقض کرده‌اند به ازای درصد اطمینان 95% و 68% در شکل‌های 4 و 5 برای تولید بوزون Z گزارش شده است.



شکل 4 : پراکندگی نقاط نقض کننده حد بالای CMS با 95% سطح اطمینان برای تولید بوزون Z در فضای پارامتری مدل ماده تاریک برداری.



شکل 5 : پراکندگی نقاط نقض کننده حد بالای CMS با 68% سطح اطمینان برای تولید بوزون Z در فضای پارامتری مدل ماده تاریک برداری.

نتیجه گیری

در این مقاله ما مدلی را در چارچوب ورای مدل استاندارد برای ماده تاریک پیشنهاد کردیم. مدل ما شامل یک تعمیم U(1) در بخش تاریک به مدل استاندارد ذرات است که یک کاندیدای ماده تاریک برداری و یک اسکالر تکتایی را پیشنهاد می‌کند. در این مدل هیچ گونه اختلاطی بین ماده تاریک برداری و ذرات مدل استاندارد وجود ندارد و تنها ارتباط بین بخش تاریک و بخش مدل استاندارد از طریق مبادله اسکالر تکتایی صورت می‌گیرد. ما همچنین قیدهای مختلفی مانند چگالی باقی‌مانده ماده تاریک، مدهای واپاشی نامرئی هیگز، آزمایش کشف مستقیم ماده تاریک و همچنین تولید ماده تاریک در LHC را در فضای پارامتر مدل در نظر گرفتیم. نتیجه نهایی پس از اعمال همه این قید ها منجر به کنار گذاشتن بخشی از فضای پارامتری مدل شد که نتایج حد بالای CMS را برای تولید بوزون Z در چارچوب رویدادهای ورای مدل استاندارد نقض می‌کنند. نتایج بیشتری برای تولید ذرات دیگر از جمله کوارک t , بوزون W انجام شده است که با توجه به محدودیت‌های مقاله ارایه نشده است و در مقاله اصلی گنجانده می‌شود.

مرجع‌ها

[1] G. Bertone and D. Hooper, History of dark matter, Rev. Mod. Phys..90(2018)045002.
[2] K.-Y. Zhang and W.-Z. Feng, Explaining W boson mass anomaly and dark matter with a U(1) dark sector, 2204.08067.
[3] G. B´elanger, F. Boudjema, A. Pukhov and A. Semenov, micrOMEGAs4.1: two dark matter candidates, Comput. Phys. Commun. 192 (2015) 322.
[4] Planck collaboration, Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, Astron. Astrophys. 641 (2020) A6 [1807.06209].
[5] CMS collaboration, Search for invisible decays of the Higgs boson produced via vector boson fusion in proton-proton collisions at √ s = 13 TeV, 2201.11585.
[6] S. Yaser Ayazi and A. Mohamadnejad, Conformal vector dark matter and strongly first-order electroweak phase transition, JHEP 03 (2019) 181.
[7] XENON collaboration, Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T, Phys. Rev. Lett. 121 (2018) 111302.
[8] Aalbers, J. and D. S. Akerib and, et al. First dark matter search results from the LUXZEPLIN (LZ) experiment. Physical Review Letters,
[9] R. Brun and F. Rademakers, ROOT: An object .131(4), jul 2023 Instrum. Meth. A 389 (1997) .oriented data analysis framework, Nucl 81.
[10] Alwall, J., Frederix, R., et al. computation of tree-level and next to leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. JHEP, 07:079, 2014.
[11] Sirunyan, Albert M et al. Search for dark matter produced in association with a leptonically decaying Z boson in proton-proton collisions at √ s= 13TeV. Eur. Phys. J. C, 81(1):13, 2021. [Erratum: Eur.Phys.J.C 81, 333 2021)].

روش بازبهنجارش جداسازی نقاط در نظریه میدان در فضای خمیده: کاربردی موفق از Wick rotation در اثر کازیمیر

نظری، برزو

دانشکده فنی دانشگاه تهران ، خیابان کارگر شمالی، تهران

چکیده

یکی از تفاوت های بسیار مهم بازبهنجارش در نظریه ی میدان های کوتنتومی در فضای تخت با مشابه آن در فضازمان خمیده ظهور واگرایی‌های جدیدی است که ناشی از هندسه‌ی مورد مطالعه است. در این نوع از واگرایی‌ها نشان داده شده است که جفت‌شدگی با نیروی گرانش اهمیت خاصی دارد. در این مقاله به بررسی یک نمونه از طریق اثر کازیمیر می‌پردازیم و ساختار صریح این نوع از واگرایی‌ها را گوشزد می کنیم. در این راه از Wick rotation برای محاسبه‌ی واگرایی‌ها استفاده‌ی زیادی خواهیم کرد.

کلید واژه ها : بازبهنجارش، روش جداسازی نقاط، اثر کازیمیر، نیروی جاذبه

Point splitting method of regularization and quantum field theory in curved spacetime: An example of Wick rotation technique

Nazari, Borzoo

College of Engineering, University of Tehran, Tehran

Abstract

One of the main differences between the regularization of a quantum field in curved spacetime and its counterpart in flat spacetime is the appearance of new divergences due to the corresponding background geometry. For this type of divergences, it has been shown that the coupling between of the quantum field to the gravity is of essential importance. Here, we analyze an explicit structure of phenomena through the Casimir effect Effect. To this end, we massively take advantage of the Wick rotation for calculating the divergent integrals.

Keywords: regularization, Point-splitting method, Casimir energy, gravity

مقدمه

چندین روش برای رهایی از واگرایی‌های ظاهر شده در هنگام محاسبه‌ی کمیت‌های فیزیکی در نظریه میدان‌های کوانتومی وجود دارد که به کمک آنها می توان بدون از دست دادن اطلاعات فیزیکی، کمیت‌های متناهی را پیدا کرد. تا قبل از کار هانس بته چنین امیدی وجود نداشت و به قول ریچارد فاینمن "همگی ناامید شده بودیم تا اینکه آن مقاله‌ی سه صفحه‌ای بته همه‌ی ما را نجات داد" [۱]. امروزه روشهای مبتنی بر افزودن جملات اضافی به هامیلتونی و منظم‌سازی با استفاده از ابعاد ناصحیح در نظریه ی میدان مرسوم اند و در کتابهای درسی مورد استفاده قرار می‌گیرند.

با ورود ابعاد بالاتر به فیزیک نظری روشهای بهتری هم کشف شدند. روش جداسازی نقاط امروزه به نظر می‌رسد از بقیه‌ی روشها به صرفه تر و قابل اعتمادتر و البته زیباتر است [۲]. برای شروع می توان ایده‌ی آن را به طور ساده‌ای توضیح داد. فرض کنید بخواهیم مقدار انتظاری تانسور انرژی–تکانه‌ی

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi \qquad (۱)$$

را بدست آوریم. پس از جایگزینی توابع پایه‌ی حاصل از یافتن تابع موج به انتگرال‌هایی شبیه

$$\int \frac{dk}{k^2-m^2} \qquad (۲)$$

می‌رسیم که واگرا می‌باشند. برای جراحی این واگرایی مرسوم است که آن را به کمک انتگرال مختلط و با اضافه کردن عامل $i\varepsilon$ به مخرج کسر محاسبه کرده و در انتهای محاسبه از حد $\varepsilon \to 0$ استفاده کنیم. می‌توان در ابتدای محاسبه‌ی کمیتی چون

$$\langle T_{xx}\rangle = \langle \partial_x\phi(\vec{r})\partial_x\phi(\vec{r}')\rangle \qquad (۳)$$

به ترتیب زیر عمل کرد و به جای آن از

$$\langle T_{xx}\rangle = \frac{1}{2}\lim_{x\to x'}\partial_x\partial_{x'}\{\langle\phi(\vec{r})\phi(\vec{r}')\rangle + \langle\phi(\vec{r}')\phi(\vec{r})\rangle\} \qquad (٤)$$

استفاده کرد و مساله را به محاسبه‌ی تابع هادامارد

$$G^1 = \langle[\phi(\vec{r}),\phi(\vec{r}')]_+\rangle, \qquad (۵)$$

$$\langle T_{xx}\rangle = \frac{1}{2}\lim_{x\to x'}\partial_x\partial_{x'}G^1$$

و سپس مشتقگیری از آن کاهش داد. در واقع این رابطه همان انتشارگر مزون است به همراه ترتیب زمانی. می توان نشان داد که واگرایی ناشی از روش بالا در بیشتر موارد خوشرفتارتر از محاسبه‌ی مستقیم است.

تانسور انرژی–تکانه در فضای خمیده

مطالعه‌ی تانسور انرژی–تکانه در فضای خمیده در واقع تنها کاری است که از دست یک فیزیکدان بر می آید زیرا در فضازمان خمیده برخلاف فضازمان تخت، همه‌ی کمیت‌ها تابع نقطه و بنابراین محلی می باشند و تقارن سرتاسری به ندرت و تنها در برخی فضازمانها یافت می شود. از این رو انرژی و خود مفهوم ذره هم دچار نوعی ابهام در تعریف هستند و کمیت‌های هموردا مانند تانسور انرژی–تکانه بسیار غنیمت اند. از این رو محاسبه‌ی تانسور انرژی–تکانه اهمیت حیاتی دارد. تعمیم رابطه (۵) به فضازمان خمیده برای یک میدان اسکالر در 4–بعد و به ازای لاگرانژی

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\sqrt{-g}(g^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu} - [m^2+\xi R]\phi^2 \qquad (۲–٦)$$

به صورت زیر خواهد بود:

$$\langle T_{\mu\nu}\rangle = \lim_{x'\to x}[\frac{(1-2\xi)}{4}(G^{(1)}_{;\mu'\nu} + G^{(1)}_{;\mu\nu'}) + \left(\xi-\frac{1}{4}\right)g_{\mu\nu}G^{(1)}{}_{;\sigma}{}^{\sigma'} \qquad (۱–٦)$$
$$-\frac{\xi}{2}(G^{(1)}_{;\mu\nu} + G^{(1)}_{;\mu'\nu'}) + \frac{\xi}{8}g_{\mu\nu}(G^{(1)}{}_{;\sigma}{}^{\sigma} + G^{(1)}{}_{;\sigma'}{}^{\sigma'}) + \frac{\xi}{2}G_{\mu\nu}G^{(1)}$$
$$+\frac{3}{4}\xi^2 R g_{\mu\nu}G^{(1)} + \frac{3\xi-1}{4}m^2 g_{\mu\nu}G^{(1)}].$$

برای شرح بیشتر به مرجع [۳] مراجعه شود. اکنون تانسور بالا را برای مساله‌ی اثر کازیمیر شامل دوصفحه‌ی موازی رسانا بررسی می کنیم. برای توضیحات کافی در اثر کازیمیر در فضای تخت مراجعه کنید به [٤] و مراجع ذکر شده در آن. با محاسبه‌ی تابع موج از معادله‌ی کلاین گوردون مربوط و قرار دادن آن در رابطه‌ی اول (۵) و سپس استفاده از رابطه‌ی

$$G^{(1)}(x,x') = \langle[\phi(x),\phi(x')]_+\rangle = 2Im\ G_F, \qquad (۷)$$

که در آن G_F تابع فاینمن است می توان نشان داد که[۵]

$$\langle T_{00}\rangle = \qquad (۸)$$
$$\frac{1}{6}Im\int\frac{d\omega dk_\perp}{(2\pi)^3}[2(2\omega^2)U - g_{00}\{g^{00}\omega^2U + g^{11}(k_\perp^2U + \partial_z\partial_{z'}U)\}$$
$$-(-2\omega^2U - \lambda_0(\partial_z+\partial_{z'})U)$$
$$+\frac{1}{4}g_{00}(-2g^{00}\omega^2U - 2k_\perp^2g^{11}U - \lambda(\partial_z+\partial_{z'})U + g^{11}(\partial_z^2+\partial_{z'}^2)U)]$$
$$+(\xi-\frac{1}{6})Im\int\frac{d\omega dk_\perp}{(2\pi)^3}[-2\omega^2U + 2g_{00}\{g^{00}\omega^2U + g^{11}(k_\perp^2U$$
$$+\partial_z\partial_{z'}U)\}$$
$$-(-2\omega^2U - \lambda_0(\partial_z+\partial_{z'})U)$$
$$+\frac{1}{4}g_{00}(-2g^{00}\omega^2U - 2k_\perp^2g^{11}U - \lambda(\partial_z+\partial_{z'})U + g^{11}(\partial_z^2+\partial_{z'}^2)U)].$$

در رابطه‌ی بالا U تبدیل فوریه‌ی تابع موج حاصل از حل معادله‌ی کلاین–گوردون در ناحیه‌ی درون صفحات و در حضور میدان گرانشی است و $g^{00} = 1-2\gamma_0-2\lambda_0 z$ و $g^{11} = g^{22} = g^{33} = -1+2\gamma_0+2\lambda_0 z$ عناصر یک متریک قطری اند که معرف فضازمان استاتیک گرانشی‌ای می باشند که دو صفحه‌ی رسانای کازیمیر در آن قرار داده شده اند. ضرایب $\gamma_{\rm i}$ و $\lambda_{\rm i}$ مقادیر کوچک و $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1$. انتگرال گیری هم بر روی تکانه‌ی $k_\perp = \sqrt{k_x^2+k_y^2}$ و فرکانس‌های ω مربوط به مدهای گسسته‌ی درون ناحیه‌ی میان صفحات انجام می‌گیرد. با جایگذاری U می توان بر روی $\langle T_{00}\rangle$ جمع زده و انرژی کل را یافت. برای حالت فضای تخت به رابطه‌ی زیر می‌رسیم:

$$\langle T_{00}\rangle = \tag{۹}$$
$$\frac{1}{6}Im \int \frac{d\omega dk_{\perp}}{(2\pi)^3}[2(2\omega^2)U - \{\omega^2 U - (k_{\perp}^2 U + \partial_z\partial_{z'}U)\} + 2\omega^2 U$$
$$+\frac{1}{4}(-2\omega^2 U + 2k_{\perp}^2 U - (\partial_z^2 + \partial_{z'}^2)U)]$$
$$+(\xi - \frac{1}{6})Im \int \frac{d\omega dk_{\perp}}{(2\pi)^3}[-2\omega^2 U + 2\{\omega^2 U - (k_{\perp}^2 U + \partial_z\partial_{z'}U)\} + 2\omega^2 U$$
$$+\frac{1}{4}(-2\omega^2 U + 2k_{\perp}^2 U - (\partial_z^2 + \partial_{z'}^2)U)]$$

که در آن از متر

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \tag{۱۰}$$

استفاده کرده‌ایم. در هنگام محاسبه‌ی رابطه‌ی (۹) انتگرال‌هایی مانند نمونه زیر بوجود می‌آیند

$$Y = \int \frac{d\omega d^2k_{\perp}}{(2\pi)^3}\frac{a\cos(\sqrt{b}l)}{\sqrt{b}\sin(\sqrt{b}l)}, \tag{۱۱}$$

که در آن

$$a = -2B\omega^2 \quad , \quad b = (1-2A)\omega^2 - k_{\perp}^2 \tag{۱۲}$$

و مقادیر

$$A = \gamma_0 - \gamma_1, \quad B = \lambda_0 - \lambda_1 \tag{۱۳}$$

هم پارامترهای کوچکی هستند که میدان گرانشی را توصیف می‌کنند. برای یافتن مقدار انتگرال (۱۱) از Wick rotation به صورت زیر استفاده می‌کنیم:

$$\omega \to i\kappa cos\theta, \; k_{\perp} \to \kappa \sin\theta \tag{۱۴}$$

حاصل انتگرال (۱۱) با در نظر گرفتن دوران (۱۴) به صورت زیر قابل نوشتن است:

$$Y = \frac{-Bi}{3\pi^2}\int \frac{\kappa^3\cosh(\kappa l)}{\sinh(\kappa l)}d\kappa \tag{۱۵}$$
$$= \frac{-Bi}{3\pi^2}\lim_{z\to z'}\int_0^{\infty}\frac{\kappa^3\cosh(\kappa\beta)}{\sinh\kappa l}d\kappa$$

که در آن $\beta = z - z' + l$ و l فاصله‌ی بین صفحات کازیمیر است. محاسبه‌ی انتگرال آخر کار سختی نیست و با مراجعه به جداول قابل انجام است. نویسنده بالغ بر ۲۸ نوع از انتگرال‌های شبیه (۱۱) را که در محاسبات اختلالی مربوط به (۹) ظاهر می شوند محاسبه کرده است تا به نتیجه‌ی نهایی برای انرژی برسد. در اینجا ذکر این نکته ضروری است که نوعی Wick rotation مرتبه‌ی دوم هم ظاهر می شود که در دست بررسی است و در آینده‌ی نزدیک منتشر می شود.

در اینجا صرفا به حد فضای تخت و برخی نتایج فضای خمیده اشاره می‌کنیم. مقدار بدست آمده برای انرژی به صورت زیر خواهد بود:

$$\langle T_{00}\rangle = \frac{E_0}{l} - \frac{1}{2\pi^2}\lim_{z\to z'}\frac{1}{(\Delta z)^4} + \frac{1}{2\pi^2}(\xi - \frac{1}{6})A_1(\alpha) \tag{۱۶}$$

که در آن

$$A_1(\alpha) = \frac{3}{8l^4}[\zeta(4,1-\frac{z}{l}) + \zeta(4,\frac{z}{l})], \tag{۱۷}$$

و $\zeta(4,\frac{z}{l})$ تابع زتای ریمان تعمیم یافته است. جمله‌ی دوم در سمت راست (۱۱) که واگرایی ایجاد می‌کند ناشی از روش جداسازی است و معمولاً در نتایج محاسبات تانسور انرژی–تکانه ظاهر می‌شود. جمله‌ی $A_1(\alpha)$ هم شامل دو واگرایی بر روی سطوح است زیرا صفحات کازیمیر را در $z = 0$ و $z = l$ قرار داده‌ایم. نکته‌ی مهم آنست که ξ که ضریب جفت‌شدگی با گرانش است در انرژی در فضای تخت ظاهر می‌شود. این موضوع عجیب نیست زیرا تانسور تکانه–انرژی اولیه در (٦) هم به ازای متر گفته شده در (۱۰) به صورت

$$T_{00} = (1-2\xi)\phi_{;0}\phi_{;0} + (2\xi - \frac{1}{2})\phi^{;\lambda}\phi_{;\lambda} - 2\xi\phi_{;00}\phi \tag{۱۸}$$

است که در درون آن ضریب جفت‌شدگی وجود دارد. این به این دلیل است که باید تانسور انرژی–تکانه هموردا بماند. بدیهی است مقدار $\xi = 0$ منجر به تانسوری می‌شود که در کتب درسی دیده می‌شود.

محاسبات نشان می‌دهد که در حالت فضای خمیده و برای یک میدان گرانشی استاتیک جملاتی مانند

$$\langle T_{00}\rangle = \cdots + \xi\lambda_1 A_1(\alpha) + \cdots \tag{۱۹}$$

ظاهر می‌شود. این نوع از جملات نشان می‌دهند که نوعی جفت‌شدگی میان گرانش و واگرایی ها وجود دارد. مهمتر از آن اینکه در حد میدان ضعیف که با ضریب کوچک λ_1 توصیف می‌شود جفت‌شدگی با گرانش از میان می‌رود.

سازگاری نتیجه‌ی (۱۱) از این جهت که در حالت جفت‌شدگی همدیس $\xi = \frac{1}{6}$ واگرایی‌های روی سطوح از میان می‌روند آشکار است زیرا از فرمالیسم کلی نظریه میدان در حضور مرز می‌دانیم که باید چنین باشد [٦].

نتیجه گیری

در این مقاله به موضوع ظهور انتگرال‌های پیچیده و واگرا در بازبهنجارش و منظم‌سازی تانسور انرژی–تکانه برای یک فضازمان خمیده پرداخته شد و از روش جداسازی نقاط نشان داده شد که اغلب واگرایی‌ها را می‌توان با روش Wick rotation درمان کرد. برخی از آنها را مثال زدیم و نوع واگرایی‌ها را هم مورد اشاره قرار دادیم.

سپاسگزاری

مولف از معاونت پژوهشی دانشگاه تهران به خاطر حمایت از این مقاله تشکر می کند.

مرجع‌ها

[١] H. A. Bethe, Phys. Rev. 72, 339 (1947).
[٢] N.D. Birrell, P.C.W. Davies, Quntum fields in curved spacetime, Cambridge University press, 1994.
[٣] S.M. Christensen, Phys. Rev. D 14, 2490 (1976); Phys. Rev. D 17,946 (1978).
[٤] K. A. Milton, M. Bordag, Quantum field theory under the influence of external conditions (QFEXT09): Proceedings of the Ninth Conference, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., (2011); Kimball A. Milton, Phys. Rev. D 68, 065020 (2003); M. Bordag, G.L. Klimchitskaya, U. Mohideen , V.M. Mostepanenko, Advances in the Casimir Effect, Oxford university press, 2009.
[٥] Borzoo Nazari, Energy-momentum tensor for Casimir plates in a general static gravitational field, In preparation.
[٦] D. Deutsch, P. Candelas, Phys. Rev. D 20, 3063 (1979).

محاسبه ثابت جفت شدگی $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ با استفاده از نسبت انشعابی واپاشی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}K^-$

رفیع بخش، شیما ؛ مهربان، حسین

دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان، روبروی پارک سوکان، سمنان، کدپستی ۱۹۱۱۱-۳۵۱۳۱

چکیده

واپاشی سه جسمی باریونی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}K^-$ را در چارچوب مدل قطب با استفاده از قطب باریونی Λ_b مطالعه مورد مطالعه قرار می دهیم. در مسیر انجام محاسبات، به ثابت جفت قوی $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ نیاز داریم و بررسی می کنیم که اگر مقدار این ثابت برابر با $g_{\Lambda_b B_s \Lambda} = 10.49 \pm 1.57$ اتخاذ شود، نسبت انشعابی حاصل با نتیجه تجربی گزارش شده توسط LHCb برابر با $(5.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$ مطابقت خواهد داشت. مقدار این ثابت جفت شدگی باید با در نظر گرفتن اثرات شکست تقارن طعم SU(3) با ثابت جفت شدگی $g_{\Lambda_b BN} = 12.67 \pm 3.76$ از یک مرتبه باشد که این تطابق در نتیجه حاصل این مقاله مشهود است.

واژه های کلیدی: *واپاشی سه جسمی باریونی مزون B، مدل قطب، ثابت جفت شدگی*

Coupling Constant $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ using the Baryonic $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}K^-$ Decay

Rafibakhsh, Shima; Mehraban, Hossein

Physics Department, Semnan University, P.O.Box 35195-363, Semnan, Iran

Abstract

We study the three-body baryonic B decay $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}K^-$ within the framework of the pole model via the baryonic Λ_b pole. In our calculation, we require the strong coupling constant $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ and investigate if $g_{\Lambda_b B_s \Lambda} = 10.49 \pm 1.57$ is adopted, the branching ratio agrees with the experimental result $(5.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$, reported by the LHCb collaboration. The value of $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ must be of the same order with $g_{\Lambda_b BN} = 12.67 \pm 3.76$, considering the SU(3) flavor symmetry breaking effects, which is obvious in the obtained result.

Keywords: *Three-Body Baryonic B Decay, Pole Model, Coupling Constant*
PACS No. (13)

مقدمه

از اواخر دهه ۱۹۸۰، زمانی که اولین مدهای واپاشی سه و چهار جسمی باریونی $p\bar{p}\pi^\pm$ و $p\bar{p}\pi^+\pi^-$ توسط ARGUS [۱] مشاهده شد، مطالعات غنی و گسترده ای در این زمینه با محاسبه نسبتهای انشعابی، عدم تقارن زاویه ای و عدم تقارن CP آغاز گردید [۲]. اگرچه اولین ادعای ARGUS خیلی زود توسط CLEO رد شد [۳]، اما این موضوع جرقه ای شد برای مشاهدات باریونی دیگر و سبب رونق مطالعات نظری واپاشیهای باریونی مزون B در دهههای گذشته شد، که همچنان یک زمینه فعال در پدیدارشناسی محسوب می گردد.

از آنجا که محاسبات دقیق QCD دشوار است، مدل های نظری متفاوتی برای محاسبه نرخ واپاشی مورد استفاده قرار گرفته شد که از آن جمله می توان به مدل قطب [٤، ٥]، مدل دی کوارک [٦] و قوانین جمع QCD [۷–۹] نام برد

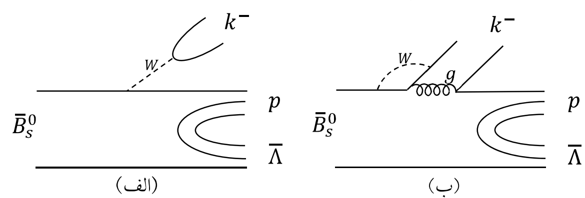
در مدل قطب که ابتدا توسط دشپنده [٤] و جرفی [٥] به کار شد و سپس توسط چنگ و یانگ [۱۰، ۱۱] توسعه یافت، یک حالت هادرونی میانی با طعم b در نظر گرفته شده که سپس به هادرونهای حالت نهایی واپاشیده می شود. این مدل در محاسبه واپاشی هایی

نظیر $B^- \to \Sigma_c^0 \bar{p}$، $\bar{B}^0 \to \Lambda_c^+ \bar{p}$ [۱۰] و $\bar{B}^0 \to p\bar{n}\pi^-$ [۱۱] موفق عمل نموده است.

در این مقاله به مطالعه واپاشی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-$ با استفاده از مدل قطب می پردازیم. این واپاشی اولین واپاشی مزون B_s است که در سال ۲۰۱۷ توسط LHCb مشاهده شد [۱٤] و نسبت انشعابی آن، اندک زمانی پیش از مشاهده، توسط گنگ و سیائو با دقت بسیار خوبی پیش بینی شده بود [۱۳]. گنگ و سیائو در محاسبات خود از جدیدترین مدل محاسبه نسبت انشعابی (که خود مبدع آن بوده اند) استفاده کردند و چالش های آن را به خوبی حل و فصل نمودند. اما مزیت مدل قطب نسبت به روش آنها این است که چون محاسبات آن به ثوابت جفت شدگی ورتکس های قطب وابسته است، می توان این مدل را روشی برای حدس این ثوابت محسوب نمود.

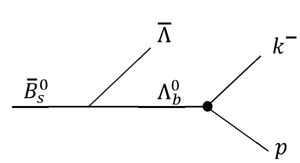
نمودارهای فاینمن

نمودارهای فاینمن این واپاشی دارای دو نمودار گذار مزون B، شامل یک سهم درختی انتشار W خارجی و یک سهم پنگوئنی است که در شکل (۱) رسم شده اند.



شکل ۱: نمودارهای فاینمن واپاشی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-$

سهم نمودار پنگوئنی در دامنه بسیار کوچک است و از آن در مقابل سهم نمودار درختی صرفنظر می کنیم. نمودار قطبی متناظر با نمودار درختی شکل (۱– الف) در شکل ۲ رسم شده است



شکل ۲: نمودار قطبی متناظر با شکل (٤–۱–الف) برای واپاشی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-$ علامت • نشان دهنده رأس ضعیف است.

محاسبه نسبت انشعابی

دامنه این واپاشی با در نظر گرفتن سهم درختی نمودار شکل (۱– الف) به صورت زیر نوشته می شود

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ub} V_{us}^* a_1 \langle \bar{\Lambda} p | (\bar{u}b)_{V-A} | \bar{B}_s^0 \rangle \times \langle K^- | (\bar{s}u)_{V-A} | 0 \rangle \quad (۱)$$

که در آن المان ماتریس مزونی را به صورت زیر می باشد [۱۵]

$$\langle K^- | (\bar{s}u)_{V-A} | 0 \rangle = i f_K p_\mu \quad (۲)$$

و برای نوشتن المان ماتریسی باریونی، قطب باریونی Λ_b^0 را در نظر می گیریم که منجر به یک واپاشی قوی به صورت $\bar{B}_s^0 \to \bar{\Lambda}\Lambda_b$ و یک واپاشی ضعیف به صورت $\Lambda_b \to K^- p$ می شود. بدین منظور از عامل شکل باریونی سنگین–سبک به صورت زیر استفاده می کنیم [۱۲]

$$\begin{aligned} &\langle p(p_p) | (\bar{u}b)_{V-A} | \Lambda_b(p_{\Lambda_b}) \rangle \\ &= \bar{u}_p \{ f_1^{\Lambda_b p}(p_k^2)\gamma_\mu + i\frac{f_2^{\Lambda_b p}(p_k^2)}{m_{\Lambda_b} + m_p}\sigma_{\mu\nu} p_k^\nu \\ &\quad + \frac{f_3^{\Lambda_b p}(p_k^2)}{m_{\Lambda_b} + m_p} \\ &\pm \left[g_1^{\Lambda_b p}(p_k^2)\gamma_\mu + i\frac{g_2^{\Lambda_b p}(p_k^2)}{m_{\Lambda_b} + m_p}\sigma_{\mu\nu} p_k^\nu \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_3^{\Lambda_b p}(p_k^2)}{m_{\Lambda_b} + m_p} p_{k\mu} \right] \gamma_5 \} u_{\Lambda_b} \end{aligned} \quad (۳)$$

که در آن $p_k = p_{\Lambda_b} - p_p$ و $(f,g)_i^{\Lambda_b p}$ عامل های شکل باریونی هستند که از مدل کوراک غیر نسبیتی به دست می آیند [۱۲, ۱٦, ۱۷].

حال دامنه را به شکل زیر می نویسیم

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \alpha\, \beta\, \bar{u}_p \left[(A + B\gamma_5) p\!\!/_K + (C\gamma_5 + D)\right] v_{\bar{\Lambda}} \quad (٤)$$

به طوری که

$$\alpha = 1/\left(p_p + p_K\right)^2 - m_{\Lambda_b}^2,$$

$$\beta = V_{ub} V_{us}^* a_1 f_k g_{\Lambda_b \to B_s \Lambda}$$

و

$$A = f_1^{\Lambda_b p}(m_k^2) g_1^{\Lambda_b p}(m_k^2)(m_{\Lambda_b} + m_p)$$
$$B = -f_1^{\Lambda_b p}(m_k^2)(m_{\Lambda_b} - m_p)$$
$$C = -f_1^{\Lambda_b p}(m_k^2)(s - m_p^2 - m_K^2)$$
$$D = -f_1^{\Lambda_b p}(m_k^2) g_1^{\Lambda_b p}(m_k^2)(s - m_p^2 - m_K^2) \quad (٥)$$

و s و t ناورداهای طرح دالیتز[۱] به صورت زیر تعریف می شوند

$$s = (p_\Lambda + p_K)^2 = \left(p_{B_s} - p_p\right)^2,$$

$$t = \left(p_\Lambda + p_p\right)^2 = \left(p_{B_s} - p_k\right)^2. \quad (٦)$$

اکنون می توان عرض واپاشی را از رابطه زیر به دست آورد

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32 m_{B_s}{}^3} \int_{s,t} \left(\sum |\mathcal{M}|^2\right) ds dt$$

که حدود انتگرال به صورت زیر تعریف می شوند

$$s_{min} = \left(m_\Lambda + m_p\right)^2, \quad s_{max} = \left(m_{B_s} - m_k\right)^2$$

$$t_{\substack{min\\max}} = m_\Lambda{}^2 + m_p{}^2$$
$$-\frac{1}{s}\left[\left(s - m_{B_s}{}^2 + m_K{}^2\right)\left(s + m_\Lambda{}^2 - m_p{}^2\right) \mp \sqrt{\lambda\left(s, m_{B_s}{}^2, m_K{}^2\right)}\sqrt{\lambda\left(s, m_\Lambda{}^2, m_p{}^2\right)}\right]. \quad (٧)$$

در نهایت نسبت انشعابی از رابطه زیر محاسبه می شود

$$\mathrm{BR} = \frac{\Gamma(\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-)}{\Gamma_{tot}}$$

نتایج عددی

مقادیر به کار رفته برای کمیت های مختلف مورد نیاز به صورت زیر در نظر گرفته شده اند [۱۲, ۱۷]

$$V_{ub} = (3.48 \pm 0.4 \pm 0.07) \times 10^{-3},$$
$$V_{us} = 0.2245 \pm 0.0008$$
$$m_{B_s^0} = 5366.92 \pm 0.10\ Mev,$$
$$m_\Lambda = 1115.683 \pm 0.006\ Mev$$
$$m_p = 938.272 \pm 0.00000029\ Mev,$$
$$m_{k^-} = 493.677 \pm 0.016\ Mev$$
$$m_{\Lambda_b} = 5619.60 \pm 0.17\ Mev$$
$$f_k = 156.2 \pm 0.7\ Mev$$
$$f_1^{\Lambda_b p}(p_k{}^2) = g_1^{\Lambda_b p}(p_k{}^2) = 0.86 \quad (٨)$$

علاوه بر این پارامتر a_1 به شدت می تواند تحت تاثیر اثرات غیرقابل عامل بندی قرار گیرد. بنابراین، معمولاً یک پارامتر آزاد در نظر گرفته می‌شود و مقدار آن از تجربه با استفاده از مدل‌های مختلف

[۱] Dalitz Plot

عامل شکل به‌دست می‌آید. مقادیر متفاوت a_1 در [۲۰, ۱۹] داده شده اند. ما به عنوان مثال $a_1 = 0.8$ را برای دستیابی به بهترین نتیجه در کار خود در نظر می گیریم. در نهایت، نسبت انشعابی را به صورت عددی به صورت تابعی از ثابت جفت شدگی به دست می آوریم:

$$BR(\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-) = 4.998 \times 10^{-8} g^2{}_{\Lambda_b B_s \Lambda} \qquad (۹)$$

با مقایسه این مقدار با مقدار تجربی $BR_{EXP}(\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}k^-) = (\,5.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$، درمی‌یابیم که اگر مقدار عددی ثابت جفت شدگی برابر با $g_{\Lambda_b B_s \Lambda} = 10.49 \pm 1.57$ در نظر گرفته شود، مقدار نسبت انشعابی نظری به مقدار تجربی بسیار نزدیک می شود. ثابت جفت شدگی این ورتکس در دسترس نیست. بنابراین به عنوان معیاری برای مقایسه، از مقاله [۲۱] استفاده می کنیم. در این مقاله مقدار ثابت جفت شدگی ورتکس $\Lambda_b BN$ با استفاده از مدل قوانین جمع QCD محاسبه شده و مقدار آن برابر با $g_{\Lambda_b BN} = 12.67 \pm 3.76$ به دست آمده است. با لحاظ نمودن اثرات شکست تقارن طعم $\mathrm{SU}(3)$، مقادیر این دو ثابت جفت شدگی قوی باید از یک مرتبه باشند. بنابراین مقدار عددی که برای ثابت جفت شدگی رأس $\Lambda_b B_s \Lambda$ با استفاده از مدل قطب به دست آورده شد، مقداری منطقی و سازگار با انتظارات است.

نتیجه گیری

واپاشی سه جسمی باریونی $\bar{B}_s^0 \to p\bar{\Lambda}K^-$ را با استفاده از مدل قطب مطالعه کرده‌ایم. باریون Λ_b را به عنوان حالت میانی در نظر گرفته ایم که منجر به یک واپاشی قوی $\bar{B}_s^0 \to \bar{\Lambda}\Lambda_b$ و یک واپاشی ضعیف $\Lambda_b \to K^- p$ می شود. در فرآیند محاسبه نسبت انشعابی، به ثابت جفت شدگی قوی $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ نیاز داریم و در می یابیم که اگر ثابت جفت شدگی با مقدار $g_{\Lambda_b B_s \Lambda} = 10.49 \pm 1.57$ استفاده کنیم، نسبت انشعابی با مقدار تجربی گزارش شده توسط LHCB برابر با $(\,5.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$ همخوانی خواهد داشت. برای تحقیق درستی این مقدار، آن را با ثابت جفت شدگی $g_{\Lambda_b BN} = 12.67 \pm 3.76$ مقایسه می نماییم. با در نظر گرفتن اثرات شکست تقارن طعم $\mathrm{SU}(3)$، این دو ثابت جفت شدگی قوی باید هم مرتبه باشند. بنابراین مقدار $g_{\Lambda_b B_s \Lambda}$ به دست آمده در این مقاله، با تقریب خوبی با انتظارات سازگاری دارد.

سپاسگزاری

از جناب آقای دکتر کاظم عزیزی عضو هیات علمی دانشکده فیزیک دانشگاه تهران، برای کمکهای شایان ایشان در زمینه مقایسه ثابتهای جفت شدگی کمال تشکر و قدردانی را داریم.

مرجع‌ها

[1] H. Albrecht et al. [ARGUS], "Observation of the Charmless B Meson Decays," *Phys. Lett. B* **209**, 119 (1988)
[2] X. Huang, Y. K. Hsiao, J. Wang and L. Sun, "Baryonic B Meson Decays," *Adv. High Energy Phys.* 2022, 4343824
[3] D. Bortoletto et al. [CLEO], *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2436 (1989)
[4] N. G. Deshpande, J. Trampetic and A. Soni, *Mod. Phys. Lett. A* **3**, 749 (1988)
[5] M. Jarfi, O. Lazrak, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene and J. C. Raynal, "Decays of b mesons into baryon - anti-baryon," *Phys. Rev. D* **43**, 1599-1632 (1991)
[6] P. Ball and H. G. Dosch, "Branching ratios of exclusive decays of bottom mesons into baryon - anti-baryon pairs," *Z. Phys. C* **51**, 445-454 (1991)
[7] L. J. Reinders, H. Rubinstein and S. Yazaki, "Hadron Properties from QCD Sum Rules," *Phys. Rept.* **127**, 1 (1985)
[8] V. L. Chernyak and I. R. Zhitnitsky, "B meson exclusive decays into baryons," *Nucl. Phys. B* **345**, 137-172 (1990)
[9] T. D. Cohen, R. J. Furnstahl, D. K. Griegel and X. m. Jin, "QCD sum rules and applications to nuclear physics," *Prog. Part. Nucl. Phys*. **35**, 221-298 (1995)
[10] H. Y. Cheng and K. C. Yang, "Hadronic B decays to charmed baryons," *Phys. Rev. D* **67**, 034008 (2003)
[11] H. Y. Cheng and K. C. Yang, "Charmful baryonic B decays anti-B0 —> Lambda(c) anti-p and anti-B —> Lambda(c) anti-p pi (rho)," *Phys. Rev. D* **65**, 054028 (2002) [erratum: *Phys. Rev. D* **65**, 099901 (2002)]
[12] H. Y. Cheng and K. C. Yang, "Charmless exclusive baryonic B decays," *Phys. Rev. D* **66**, 014020 (2002)
[13] C. Q. Geng, Y. K. Hsiao and E. Rodrigues, "Three-body charmless baryonic B 0 s decays," *Phys. Lett. B* **767**, 205-208(2017)
[14] R. L. Workman et al. [Particle Data Group], "Review of Particle Physics," *PTEP* 2022, 083C01 (2022)
[15] Y. H. Chen, H. Y. Cheng, B. Tseng and K. C. Yang, "Charmless hadronic two-body decays of B(u) and B(d) mesons," *Phys. Rev. D* **60**, 094014 (1999)
[16] H. Y. Cheng, "Nonleptonic weak decays of bottom baryons," *Phys. Rev. D* **56**, 2799-2811 (1997) [erratum: Phys. Rev. D 99, no.7, 079901 (2019)]
[17] H. Y. Cheng and B. Tseng, "1/M corrections to baryonic form-factors in the quark model," *Phys. Rev. D* **53**, 1457 (1996) [erratum: Phys. Rev. D 55, 1697 (1997)]
[18] A. Wuthrich, "Dalitz plots and hadron spectroscopy,"
[19] H. Y. Cheng, "Implications of recent anti-B0 —> D*0 X0 measurements," *Phys. Rev. D* **65**, 094012 (2002)
[20] H. Y. Cheng and K. C. Yang, "Updated analysis of a(1) and a(2) in hadronic two-body decays of B mesons," *Phys. Rev. D* **59**, 092004 (1999)
[21] K. Azizi, Y. Sarac and H. Sundu, "Strong ΛbNB and ΛcND vertices," *Phys. Rev. D* **90**, no.11, 114011 (2014)

جستجو برای ذرات شبه اکسیونی در برخورد دهنده میونی

مدیرزاده طهرانی، حنانه سادات؛ [۱،۲] خطیبی، سارا ؛[۱]

دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران [۱]
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف، خیابان آزادی ، تهران [۲]

چکیده

امروزه جستجوی ذرات شبه اکسیونی در برخورد دهنده ها به منظور بررسی فضای پارامتری این ذرات بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این تحقیق، ما فرآیند تولید ذره شبه اکسیونی با جرم MeV ۱ در برخورد دهنده میونی همراه با یک میون و پادمیون را برای پیدا کردن حد بالا بر روی ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون در نظر می گیریم و همچنین یک زنجیره کامل شبیه سازی شامل در نظر گرفتن فرآیند پس زمینه مرتبط و شبیه سازی واقعی آشکارساز در نظر گرفته می شود.

واژه های کلیدی: اکسیون، ذرات شبه اکسیونی، ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون.

Search for Axion-Like Particles (ALPs) at Muon Collider

Modirzadeh Tehrani, Hananeh Sadat[1,2] ; Khatibi, ; Sara[1]

[1] Department of Physics, University of Tehran, North Kargar Ave., Tehran
[2] Department of Physics, Sharif University of Technology, Azadi Ave., Tehran

Abstract

Nowadays, searching for Axion-Like Particles (ALPs) in colliders in order to probe the parameter space of these particles is great of interest. In this research, We consider the ALP production process with mass 1 MeV *in associated with muon and anti-muon at Muon Collider to find the upper limit on the ALPs-Photon coupling constant. A full simulation chain includes relevant background, and realistic detector simulations are taken into account.*

***Keywords**: Axion, Axion-Like Particles, ALP-Photon Coupling Constant.*

PACS No. 12, 13.

مقدمه

مدل استاندارد ذرات بنیادی مدلی بسیار موفق در توصیف ذرات بنیادی و برهم کنش های بین آن ها است. اما مشاهدات تجربی و مشکلات نظری زیادی وجود دارند که نشان می دهند این مدل، مدل نهایی برای توصیف ذرات بنیادی و برهم کنش های آن ها نیست و ما نیاز به مدلی ورای مدل استاندارد داریم. وجود ماده تاریک (DM)، جرم نوترینو و عدم تقارن باریونی نمونه هایی از مشکلات رصدی هستند و مشکل سلسله مراتبی و مشکل نقض CP در برهمکنش قوی نیز از جمله مشکلات نظری هستند که در مدل استاندارد پاسخ مناسبی برای آن ها وجود ندارد. تاکنون نظریه های زیادی فراتر از مدل استاندارد (BSM) برای توضیح این نقص ها ارائه شده است.

اگرچه تاکنون تلاش های زیادی برای کشف ردپای این BSM ها در LHC و دیگر برخورد دهنده ها انجام شده، اما هنوز هیچ نشانه قابل توجهی از فیزیک جدید در انرژی های بالا کشف نشده است.

در نتیجه، این روزها درجات آزادی سبک جدید و یا ذرات جدیدی که برهمکنش ضعیف با ذرات SM داشته باشند، مورد توجه قرار گرفته اند.

بسیاری از مدل‌ها، یک یا چند ذره شبه اسکالر سبک جدید را پیش‌بینی می‌کنند که ما را قادر می‌سازد بخشی از کاستی‌های مدل استاندارد را توضیح دهیم. به عنوان مثال، به منظور حل

مشکل نقض CP در برهمکنش قوی، پیچی و کویین مکانیزمی با تقارن سراسری کایرال و نابهنجار $U_{PQ}(1)$ پیشنهاد کردند [1] که به طور خود به خودی شکسته می شود و یک شبه بوزون گلدستون بـه نـام اکسیون QCD را پیش بینی می کند. عـلاوه بـر این، ذرات شبه اسکالر می‌توانند در مدل‌های دیگری مانند مدل‌های DM نیز ظاهر شوند.

به طور کلی، هر مدلی با تقارن سراسری U(1) که به طور خود به خود شکسته شود، شبه بوزون های گلدستونی را پیش بینی میکند که جرم و ثابت جفت شدگی آن ها پارامتر های مستقلی هستند. شبه بوزون های گلدستون در چنین مدل هایی ذرات شبه اکسیونی (Axion − Like Particles) یا بـه اخـتصار (ALPs) نـامیده می شوند. قدرت جفت شدگی های ALPs به ذرات مدل استاندارد متناسب با معکوس مقیاس شکست خود به خودی تقارن U(1) است که بسیار بزرگ‌تر از مقیاس شکست تقارن الکتروضعیف در مدل استاندارد است.

بخش قابل توجهی از فضای پارامتر مدل ALP قبلاً توسط مشاهدات کیهانی و آزمایش‌های کم انرژی مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین، داده های LEP و LHC برای محدود کردن فضای پارامتری ALP به کار گرفته شده اند. اگر یک ALP در برخورد دهنده ها تولید شود، رفتار های مختلفی دارد که می توان آن را به سه دسته طبقه بندی کرد.

- ALP می‌تواند در مقایسه با مقیاس آشکارساز عمر طولانی داشته باشد، بنابراین می‌تواند از آشکارساز فرار کند که منجر به انرژی گمشده در آشکارسازها می‌شود. توجه داریم که ALP ها به دلیل محدودیت های بسیار سخت در برهم کنش آنها با فرمیون ها، برهمکنش ناچیزی با مواد سازنده آشکارساز دارند.
- ALP می تواند به دو بوزون پیمانه ای بدون جرم مثل فوتون یا گلوئون در داخل آشکارساز تجزیه شود و آشکارساز می تواند این دو بوزون را متمایز کند. اثر این واپاشی شامل دو جت یا دو فوتون است که تقریباً پشت به هم هستند. این اثر در صورتی انتظار می رود که ALP سنگین باشد.
- ALP می تواند به یک بوزون پیمانه ای Z و یک فوتون و یا دو بوزون پیمانه ای جرم دار ZZ و WW در داخل آشکارساز تجزیه شود و آشکارساز می تواند این دو بوزون را متمایز کند .

ما در این تحقیق به تولید ذره شبه اکسیونی در برخورد دهنده میونی نسل آینده می پردازیم. برخورد دهنده میونی در مرحله طراحی و شبیه سازی است. این برخورد دهنده لپتونی مزیت های بسیاری نسبت به برخورد دهنده های هادرونی دارد که به عنوان مثال می توان به محیط تمیزتر اشاره کرد. علاوه بر این، نسبت به برخورد دهنده الکترون- پوزیترون نیز کارآمدتر است زیرا جرم میون حدود ۲۰۰ برابر الکترون است و چون تابش سنکروترون ذرات با توان چهارم جرم نسبت عکس دارد، هر چه جرم بیشتر باشد انرژی از دست رفته ذرات کمتر می شود، پس می توان به راحتی تا انرژی مرکز جرم بالاتری پیش رفت. پیش بینی شده است که این برخورد دهنده در انرژی مرکز جرم ۳ و ۱۰ TeV کار کند.

چارچوب نظری

در اینجا ما از لاگرانژی موثر (مستقل از مدل) برای جستجوی ALP در برخورد دهنده میونی استفاده می کنیم. لاگرانژی موثر خطی ذرات شبه اکسیونی به صورت زیر نوشته می شود،

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{eff}^{D\leqslant 5} &= \mathscr{L}^{SM} + \frac{1}{2}\partial_\mu a\partial^\mu a - \frac{1}{2}m_a^2 a^2 \\ &+ c_{a\Phi}\frac{\partial_\mu a}{f_a}(i\Phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi) + \frac{\partial_\mu a}{f_a}\sum_F \overline{\Psi}_F\gamma_\mu C_F\Psi_F \qquad (1)\\ &-c_{GG}\frac{a}{f_a}G^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu a} - c_{WW}\frac{a}{f_a}W^a_{\mu\nu}\tilde{W}^{\mu\nu a} - c_{BB}\frac{a}{f_a}B^a_{\mu\nu}\tilde{B}^{\mu\nu a}.\end{aligned}$$

که در آن f_a ثابت واپاشی اکسیون است. در جمله فرمیونی، جمع بر روی همه فرمیون ها $F = Q_L, L_L, d_R, u_R, e_R$ و C_F ماتریس 3×3 در فضای طعم است. دوتایی هیگز با Φ و میدان ذره شبه اکسیونی با a نشان داده شده است و همچنین $W^{\mu\nu}, B^{\mu\nu}$ و $G^{\mu\nu}$ نشانگر شدت میدان های پیمانه ای به ترتیب تحت تقارن های $U(1)_Y$ ، $SU(2)_L$ و $SU(3)_c$ هستند. میدان $\tilde{X}^{\mu\nu}$ نیز به صورت زیر تعریف می شود،

$$\tilde{X}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}X_{\alpha\beta}, \qquad (2)$$

که $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ نماد لوبیچی ویتا است.

همان طور که از این لاگرانژی مشخص است، ذرات شبه اکسیونی می توانند با فرمیون ها و بوزون های مدل استاندارد برهمکنش داشته باشند.

پس از شکست تقارن الکتروضعیف می توان برهمکنش ذرات ALP با فوتون ها را به صورت زیر نوشت،

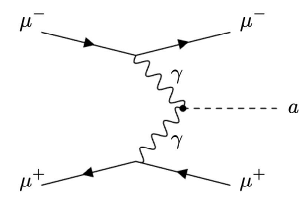
$$\mathscr{L}_{a\gamma\gamma} = g_{a\gamma\gamma}\frac{\alpha}{4\pi}\frac{a}{f_a}F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}, \qquad (3)$$

که در آن،

$$g_{a\gamma\gamma} = \frac{4}{f_a}(c_{BB}\cos^2\theta_w + c_{WW}\sin^2\theta_w), \qquad (4)$$

ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون ها است و همچنین $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ تانسور شدت میدان الکترومغناطیس است و از رابطه (2) نیز استفاده شده است.

مطالعات متعددی برای محدود کردن جرم ALP و جفت شدگی آن با فوتون‌ها $g_{a\gamma\gamma}$ از آزمایش‌های کم انرژی تا برخورد دهنده های انرژی بالا و مشاهدات کیهانی وجود دارد [2].



شکل ۱ : یکی از نمودار های فاینمن $\mu^+ \mu^- \to \mu^+ \mu^- a$.

با توجه به جمله (3) در لاگرانژی، نرخ واپاشی یک ALP به دو فوتون را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\Gamma_{a\to\gamma\gamma} = \left(\frac{g_{\gamma\gamma}}{f_a}\right)^2 \frac{m_a^3}{4\pi}. \tag{5}$$

و سپس طول واپاشی ALP ها به صورت زیر محاسبه می شود [3]،

$$L_a = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\Gamma_a}, \tag{6}$$

که در آن γ و Γ_a به ترتیب عامل لورنتس در هر رویداد و نرخ واپاشی کل است.
احتمال واپاشی ALP در آشکارساز با e^{-L_{det}/L_a} متناسب است، که در آن L_{det} فاصله نقطه برخورد میون ها با یکدیگر تا محل برخورد ALP به آشکارساز است. در این تحقیق، به علت جرم کم ALP ها، واپاشی شان در آشکارساز در نظر گرفته نشده است.
به طور کلی ذرات ALP می تواند در برخورد دهنده ها به صورت انتشارگر رد و بدل شده و به سطح مقطع پراکندگی فرآیند های مدل استاندارد سهم بدهند و یا در حالت نهایی تولید شده و به عنوان انرژی گمشده در نظر گرفته شوند که ما در اینجا حالت دوم را در نظر می گیریم.

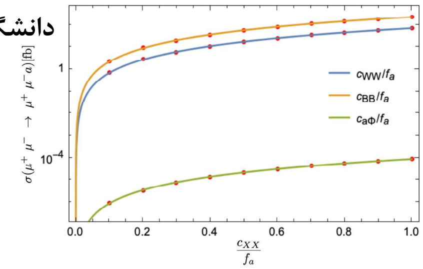
چارچوب شبیه سازی

در این بخش می خواهیم به معرفی فرآیند سیگنال و پس زمینه بپردازیم. همان طور که قبلا گفته شد، ما علاقه مند به فرآیند تولید ذره شبه اکسیونی در برخورد دهنده میونی هستیم، پس فرآیند

$$\mu^+ \mu^- \to \mu^+ \mu^- a, \tag{7}$$

را به عنوان فرآیند سیگنال در نظر می گیریم که از ۳۶ نمودار فاینمن مختلف قابل انجام است و یکی از مهمترین نمودار های فاینمن آن در شکل ۱ مشاهده می شود.
با توجه به فرآیند سیگنال، مهم ترین فرآیند پس زمینه در چارچوب مدل استاندارد فرآیند زیر است،

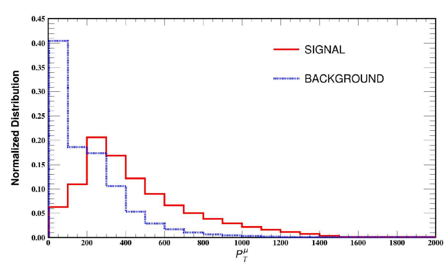
$$\mu^+ \mu^- \longrightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_l \nu_l. \tag{8}$$



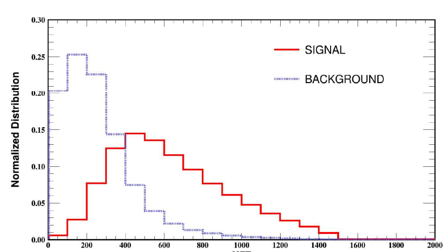
شکل ۲ : نمودار سطح مقطع پراکندگی بر حسب ثابت های جفت شدگی مختلف .

برای شبیه سازی داده های سیگنال، لاگرانژی (1) در نرم افزار Feynrule اجرا شده و یک مدل خروجی جهان شمول بدست آمده است [4,5,6] . سپس مدل ALP – linear – UFO در نرم افزار MadGraph استفاده شده است [7]. همچنین برای شبیه سازی آبشار ذرات و آشکارساز به ترتیب از نرم افزار های Pythia و Delephes استفاده شده است [9,8]. رویداد های سیگنال در انرژی مرکز جرم ۳ TeV تولید شده اند. محدوده جرمی ۱ MeV تا حدود ۱۰ GeV مورد علاقه است زیرا با تولید رویداد در جرم های مختلف ALP مشاهده شد که سطح مقطع پراکندگی فرآیند (7) در این محدوده جرمی تقریبا ثابت است، پس برای نمونه، جرم ذره شبه اکسیونی برای تولید رویداد را ۱ MeV در نظر می گیریم.
نکته قابل توجه این است که در هر بار تولید رویداد، یکی از ضرایب c_{BB} و c_{WW} و $c_{a\Phi}$ روشن بوده است. نمودار سطح مقطع پراکندگی بر حسب ثابت های جفت شدگی در شکل ۲ رسم شده است.
برای جدا کردن فرآیندهای سیگنال و پس زمینه برش های اولیه زیر بر روی رویداد ها اعمال شده است:

$$\begin{aligned} &\text{Cut1} \to P_T^{\mu} > 20 \text{ GeV}, \\ &\text{Cut2} \to \eta^{\mu} < 2.5, \\ &\text{Cut3} \to E_T^{miss} > 30 \text{ GeV}. \end{aligned} \tag{9}$$



شکل ۳: توزیع تکانه عرضی ذرات میون فرآیندهای سیگنال و پس زمینه پس از برش های اولیه.



شکل ۴ : توزیع انرژی گمشده فرآیندهای سیگنال و پس زمینه پس از برش های اولیه.

همچنین بـرای جـدایی بیشتر رویدادهـای سیگنال از رویدادهـای پس زمینه، به توزیع های جنبشی مختلف رویدادهای سیگنال و پس زمینه نگاه کردیم، که نمونه از آن ها در شکل ۳و۴ آمده است. در این نمودارها توزیع بهنجار شده رویدادها بر حسب تکانه عرضی میون و انرژی گمشده برای فرآیند سیگنال و پس زمینه رسم شده است.

با توجه به شکل توزیع ها برای سیگنال و پس زمینه ها، برش ثانویه زیر را انتخاب کردیم،

$$\begin{aligned} &\mathrm{Cut4} \rightarrow P_T^{\mu} > 200\ \mathrm{GeV}, \\ &\mathrm{Cut5} \rightarrow E_T^{miss} > 400\ \mathrm{GeV}. \end{aligned} \tag{10}$$

نتایج عددی

در این بخش می خواهیم با استفاده از رفتار فرآیند سیگنال و پس زمینه پس از اعمال برش ثانویه، حد بالا بر روی ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون را بدست آوریم.

پس از اعمال برش ثانویه، بهره وری فرآیندهای سیگنال و پس زمینه به صورت زیر محاسبه می شود.

$$\begin{aligned} c_{BB} &: \epsilon_S = 0.4667, \quad \epsilon_B = 0.0303. \\ c_{WW} &: \epsilon_S = 0.4579, \quad \epsilon_B = 0.0303. \end{aligned} \tag{11}$$

برای تخمین زدن حد بالا بر روی ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون از رهیافت بیزین استفاده می کنیم. فرض می کنیم که احتمال تعداد مشاهده شده رویدادها توزیع پواسونی داشته باشد،

$$L\left(n_{\mathrm{obs}}, n_{\mathrm{S}}, n_{\mathrm{B}}\right) = \frac{\left(n_{\mathrm{S}} + n_{\mathrm{B}}\right)^{n_{\mathrm{obs}}}}{n_{\mathrm{obs}}!}\, e^{-\left(n_{\mathrm{S}} + n_{\mathrm{B}}\right)}, \tag{12}$$

که دراین معادله n_s و n_B به ترتیب تعداد رویدادهای سیگنال و پس زمینه هستند. آنگاه حد بالای 95 % CL بر روی تعداد رویدادهای سیگنال از رابطه ی زیر بدست می آید:

$$\frac{95}{100} = \frac{\int_0^{n_{\mathrm{limit}}} L\left(n_{\mathrm{obs}}, n_{\mathrm{S}}, n_{\mathrm{B}}\right) \mathrm{d}n_{\mathrm{S}}}{\int_0^{\infty} L\left(n_{\mathrm{obs}}, n_{\mathrm{S}}, n_{\mathrm{B}}\right) \mathrm{d}n_{\mathrm{S}}}. \tag{13}$$

حدهای بالای 95 % CL بر روی c_{BB} و c_{WW} در برخورد دهنده میونی با انرژی مرکز جرم ۳ TeV و درخشندگی کل ۱ ab^{-1} و ۱۰ ab^{-1} در جدول ۱ آمده است. نکته قابل توجه این است که در هر بار یکی از ضرایب در زمان تولید رویداد ها روشن بوده است.

پس از این، با استفاده از رابطه (3) می توانیم حد بالا بر روی ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون به صورت رابطه (14) قابل محاسبه است،

جدول ۱ : حد بالای 95 % CL برای c_{BB} و c_{WW} در برخورد دهنده میونی با انرژی مرکز جرم ۳ TeV و درخشندگی کل ۱ ab^{-1} و ۱۰ ab^{-1}.

Coupling Constant	Muon – Collider 1 ab^{-1}	Muon – Collider 10 ab^{-1}
c_{BB}	0.0072	0.0037
c_{WW}	0.012	0.0062

$$\begin{aligned} &g_{a\gamma\gamma} \le 0.0331\ \mathrm{TeV}^{-1}\ @\ 1\ \ \mathrm{ab}^{-1}, \\ &g_{a\gamma\gamma} \le 0.0171\ \mathrm{TeV}^{-1}\ @\ 10\ \mathrm{ab}^{-1}. \end{aligned} \tag{14}$$

برای مقایسه با کران های بدست آمده در دیگر آزمایش ها می توان به [10] اشاره کرد که در آزمایش FCC – ee با انرژی مرکز جرم ۳۶۵ GeV در محدوده جرمی ۲ تا ۸ GeV برای ALP ، حد بالای $g_{a\gamma\gamma} \le 0.06\ \mathrm{TeV}^{-1}\ @\ 1\ \ \mathrm{ab}^{-1}$ را گـــزارش داده اســـت و همچنین در آزمایش CLIC با انرژی مرکز جرم ۲۴۰ GeV در محـدوده جـرمی ۲ تـا ۸ GeV بـرای ALP که حـد بـالای $g_{a\gamma\gamma} \le 0.05\ \mathrm{TeV}^{-1}\ @\ 5\ \ \mathrm{ab}^{-1}$ را ارائه داده است. مشاهده می شود که حد بالای بدست آمده از فرآیند این تحقیق قوی تر است که نشان از دقت آنالیز دارد.

نتیجه گیری

در این مقاله با در نظر گرفتن فرآیند $\mu^+ \mu^- \rightarrow \mu^+ \mu^- a$ در برخـورد دهـنده میونی، بـه جسـتجوی ذرات شـبه اکسیونی در محدوده جرمی ۱ MeV تا حدود ۱۰ GeV پرداختیم. یک آنالیز کامل برای فرآیند سیگنال و فرآیند پس زمینه مربوطه انجام دادیم و در نهایت حد بالا با 95 % CL بر روی ثابت جفت شدگی ذرات شبه اکسیونی و فوتون قرار دادیم، که خلاصه این حد ها در جدول ۱ و رابطه (14) آمده است.

مرجع‌ها

[1] Peccei, R.D.; Quinn, H.R. (1977). *Physical Review Letters*. **38** (25)

[2] Martin BauerMathias Heiles, Matthias Neubert, Andrea Thamm ‘Axion-Like Particles at Future Colliders’ arXiv :arXiv:1808.10323

[3] Daniel Aloni, Yotam Soreq, and Mike Williams. Coupling QCD-scale axionlike particles to gluons. *Physical Review Letters*, 123(3), jul 2019

[4] A. Alloul, N.D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, FeynRules 2.0,185 (2014) 2250–2300, arXiv :1310 .1921

[5] Céline Degrande, Claude Duhr, Benjamin Fuks, David Grellscheid, Olivier Mattelaer, and Thomas Reiter. UFO – the universal FeynRules output. Computer Physics Communications.

[6] http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/attachment/wiki/ALPsEFT/ALP_linear_UFO.tar.gz

[7] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, arXiv :1405 .0301

[8] P. Skands, S. Carrazza, J. Rojo, Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune, Eur. Phys. J. C 74(8) (2014) 3024, arXiv :1404 .5630.

[9] DELPHES 3 Collaboration, J. de Favereau, DELPHES 3, 02 (2014) 057, arXiv :1307 .6346

[10] arXiv: 2103.05218

مطالعه تولید پنتاکوارک کاملاً سنگین در فرایند نابودی زوج در پایین‌ترین مرتبه اختلال

فراشائیان، ریحانه؛ موسوی‌نژاد، سید محمد

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

چکیده

درک مکانیسم تولید هادرون‌های عجیب و غریب با ساختارهای فراتر از مدل کوارک ساده می‌تواند برای کشف ساختار درونی آنها و تست نظریه QCD مفید باشد. فرایند ترکش، مکانیسم غالب برای تولید هادرون‌های سنگین معمولی با تکانه عرضی زیاد است که می‌توان این مکانیسم را به تولید پنتاکوارک‌های سنگین نیز تعمیم داد. در این مقاله، ابتدا تولید ترکشی پنتاکوارک کاملاً سنگین حالت پایه ($j^p = (1/2)^-$) را در مدل سوزوکی مطالعه کرده، سپس سطح مقطع تولید آنها را از طریق فرایند نابودی زوج الکترون–پوزیترون در پایین‌ترین مرتبه اختلال در نظریه QCD تخمین می‌زنیم.

Study of fully heavy pentaquark production in pair annihilation at lowest-order perturbation theory

Reyhaneh Farashaeian, S. Mohammad Moosavi Nejad

Department of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract

Understanding the production mechanism of exotic hadrons with configurations beyond the naive quark model could be helpful to find out their inner structure and to test the theory of QCD. It is well-known that the dominant mechanism to produce conventional heavy hadrons with large transverse momentum is fragmentation so as this mechanism could also be extended to heavy pentaquarks production. In the present work, we first study the fragmentation production of S-wave fully heavy pentaquarks ($j^p = (1/2)^-$), and then we will estimate their production cross section through electron-positron annihilation process at lowest order of perturbative QCD.

مقدمه

در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های زیادی در مطالعه خواص و ساختار حالت‌های چند کوارکی متشکل از کوارک‌های سنگین صورت گرفته است. ویژگی مهم و خاص چنین حالت‌های سنگین متمایزشدن آنها از سایر حالت‌ها در آزمایشگاه است. در بین همه، حالت‌های کاملاً سنگین تتراکوارک و پنتاکوارک (سیستم‌های چهار و پنج کوارکی شامل کوارک‌های سنگین) توجه گسترده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. اولین پنتاکوارک در سال ۲۰۰۳ در آزمایشگاهLEPS در ژاپن کشف شد. این ذره را Θ^+ نامیدند و ساختار کوارکی $uudd\bar{s}$ برای آن در نظر گرفتند. به دلیل کمبود داده‌ها و ضعف آماری، وجود پنتاکوارک‌های دیگر تأیید نشد تا اینکه در ۱۳ جولای سال ۲۰۱۵ گروه همکاری LHCb در سرن در مطالعه فرایند واپاشی باریون $\Lambda_b^0(\Lambda_b^0 \to J/\Psi(\to \mu^-\mu^+)pK^-)$ مدعی کشف پنتاکوارک‌های $P_c(4380)^+$ و $P_c(4450)^+$ شد [۱]. همچنین در سال ۲۰۲۲ این گروه، مشاهده پنتاکوارک $P_{\Psi S}^{\Lambda}(4338)$ در واپاشی $B^- \to J/\Psi\Lambda p^-$ را نیز گزارش کرد [۲]. در مرجع [۳] مروری مفصل بر تاریخچه، نتایج آزمایشگاهی و مشخصات تترا و پنتاکوارک‌های سنگین شده است. همچنین در مراجع [٤–٦] به داده‌های تجربی و فرایندهای مربوطه اشاره شده است.

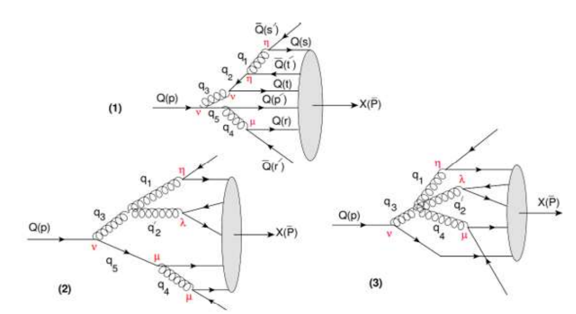
از دیدگاه نظری، مدل‌های مختلفی برای مطالعه ساختار این پنتاکوارک‌ها ارائه شده است. به عنوان مثال، جفی و ویلچک این ساختارها را به‌صورت مدل دی‌کوارک–دی‌کوارک–آنتی‌کوارک تفسیر کردند که در آن هر جفت دی‌کوارک و مشابه آن آنتی‌کوارک نماینده گروه طعم $SU(3)_c$ با اسپین صفر است [۷]. مدلی دیگر، مدل مولکولی است که در آن یک باریون و یک مزون به حالت مقید درآمده‌اند [۸]. در مدل قابل توجه دیگر، فرض می‌شود که پنتاکوارک حالت مقید پنج کوارک است که با نیروی قوی رنگ به

هم مفید هستند (مدل چند کوارکی کاملاً فشرده). در این پژوهش، از این مدل برای مطالعه فرایند تولیدپنتاکوارک‌ها استفاده می‌کنیم. رهیافتی که عموماً در تولید هادرون‌ها مورد توجه قرار می‌گیرد فرایند ترکش است. توابع ترکش به بخش کم انرژی فرایندهای تولید هادرونی مربوط می‌شوند و بخش‌های غیراختلالی فرایندهای QCD را تشکیل می‌دهند. این توابع برای تولید هادرون سنگین به کمک نظریه QCD اختلالی شامل پارامترهای پدیده‌شناسی محدود به صورت تحلیلی قابل محاسبه هستند [۹ و۱۰].

تابع ترکش پنتاکوارک‌های کاملاً سنگین

در این بخش به کمک رهیافت نظری بر پایه مدل سوزوکی[۱۰] تابع ترکش پنتاکوارک‌های سنگین حالت پایه با اسپین–پاریتی $j^p=(1/2)^-$ را محاسبه می‌نماییم. یک مزیت عالی مدل سوزوکی این است که ویژگی‌های سینماتیکی و دینامیکی فرایند تولید هادرون را در خود جای داده است. در این رهیافت، به کمک نظریه QCD اختلالی ابتدا با درنظر گرفتن نمودارهای فاینمن مناسب در هر مرتبه اختلال به محاسبه مربع دامنه پراکندگی پرداخته و سپس با انتگرال‌گیری روی فضای فاز ذرات خروجی به محاسبه تابع ترکش می‌پردازیم. برای فرایند ترکش کوارک سنگین Q به پنتاکوارک کاملاً سنگین حالت پایه‌ی $X\left|QQQQ\bar{Q}\right\rangle$ گراف‌های فاینمن نشان داده شده در شکل ۱ در اولین مرتبه اختلال را درنظر می‌گیریم. هر نمودار فاینمن دیگر مربوط به اصلاحات تابشی مرتبه بالاتر اختلال است. با توجه به شکل ۱ و با درنظر گرفتن محور z به عنوان محور ترکش (راستای خروج هادرون)، برای چار–بردارهای تکانه ذرات می‌توان نوشت:

$$\begin{aligned} &p^{\mu}=\left[p_{\circ},\vec{p}_T,p_L\right],\ \ r^{\mu}=\left[r_{\circ},\vec{\circ},r_L\right],\ \ t^{\mu}=\left[t_{\circ},\vec{\circ},t_L\right],\ \ t'^{\mu}=\left[t'_{\circ},\vec{\circ},t'_L\right] \\ &s^{\mu}=\left[s_{\circ},\vec{\circ},s_L\right],\ \ p'^{\mu}=\left[p'_{\circ},\vec{\circ},p'_L\right],\ \ r'^{\mu}=\left[r'_{\circ},\vec{r}'_T,r'_L\right],\ \ s'^{\mu}=\left[s'_{\circ},\vec{s}'_T,s'_L\right] \end{aligned} \qquad (۱)$$



شکل۱: نمودار فاینمن در تولید پنتاکوارک سنگین X درپایین‌ترین مرتبه اختلال

چار–بردار پنتاکوارک خروجی عبارت است از: $\bar{P}^{\mu}=\left[\bar{P}_{\circ},\vec{\circ},\bar{P}_L\right]$ که $\bar{P}_L=r_L+t_L+s_L+t'_L+p'_L$. تابع ترکش $Q\to X$ در مدل سوزوکی به‌صورت زیر تعریف می‌شود [۱۰]:

$$D_Q^X(z,\mu_{\circ})=\frac{1}{1+2s_Q}\sum\int\left|T_X\right|^2\delta^3\Big(\sum_f\vec{p}_f-p_i\Big)\prod_i d^3\vec{p}_f \qquad (۲)$$

که s_Qاسپین کوارک والد می‌باشد و جمع روی اسپین و رنگ ذرات نهایی گرفته می‌شود. پارامتر ترکش را با درنظر گرفتن دستگاه تکانه بی‌نهایت به‌صورت $z=\bar{P}_{\circ}/p_{\circ}$تعریف می‌کنیم که بیان‌کننده کسری از انرژی کوارک اولیه است که توسط پنتاکوارک خروجی حمل می‌شود. در معادله (۲)، T_X دامنه احتمال تولید پنتاکوارک خروجی است که در حد تکانه بزرگ انتقالی، برحسب دامنه پراکندگی سخت T_H و تابع موج حالت مقید بیان می‌شود:

$$T_X(p,\bar{P},r',s')=\int_{\circ}^{1}\prod_{i=1}^{5}dx_i\delta\Big(1-\sum_{i=1}^{5}x_i\Big)T_H(\bar{P},x_i)\Phi_B(x_i,w^2) \qquad (۳)$$

در اینجا، x_iها کسر تکانه حمل شده توسط کوارک‌های سازنده پنتاکوارک می‌باشند و $\Phi_B(x_i,w^2)$ تابع موج حالت مقید در مبدأ به ازای انرژی w است که معرف دامنه احتمال پیدا کردن کوارک‌ها در حالت مقید هادرونی است. با توجه به‌اینکه حرکت نسبی کوارک‌های سنگین به‌طور موثر غیرنسبیتی است، بنابراین حرکت فرمی اجزای پنتاکوارک را نادیده می‌گیریم. این به ما امکان می‌دهد تابع موج غیرنسبیتی پنتاکوارک سنگین را به‌صورت تابع دلتای دیراک تخمین بزنیم [۱۱]. بنابراین دامنه توزیع پنتاکوارک سنگین حالت پایه به‌صورت زیر درنظر گرفته می‌شود [۱۳,۱۲]:

$$\Phi_B\approx f_B\,\delta\Big(x_i-\frac{m_i}{m_X}\Big) \qquad (٤)$$

که $f_B=0.25GeV$ ثابت واپاشی است [١٤]. با درنظر گرفتن رابطه فوق، کسرهای تکانه x_i به‌صورت زیر بیان می‌شوند:

$$x_1=x_2=x_3=x_4=x_5=\frac{m_Q}{m_X} \qquad (۵)$$

که در آن m_X جرم پنتاکوارک کاملاً سنگین است. با درنظر گرفتن پارامتر ترکش می‌توان انرژی کوارک‌های سازنده رابر حسب انرژی کوارک اولیه بیان کرد:

$$\begin{aligned} &s_{\circ}=x_1zp_0,\ \ t'_{\circ}=x_2zp_0,\ \ t_{\circ}=x_3zp_0,\ \ p'_0=x_4zp_0 \\ &r_{\circ}=x_5zp_0,\ \ r'_{\circ}=s'_{\circ}=(1-z)\,p_0/2 \end{aligned} \qquad (٦)$$

همچنین فرض می‌کنیم تکانه عرضی کوارک سنگین اولیه به‌طور مساوی بین دو کوارک خروجی تقسیم می‌شود:

$$\langle s'_T\rangle = \langle r'_T\rangle = \langle P_T\rangle / 2 \qquad (۷)$$

با درنظر گرفتن چگالی جریان‌ها در هر رأس (به‌طور مثال: $J_s^\mu \propto g_s(m_Q^2)\bar{u}(r)\gamma^\mu v(r')\exp\left[-i(p+p').x\right]$) می‌توان دامنه پراکندگی سخت فرایند $Q\to X$ را در تئوری اختلال به‌صورت زیر نوشت:

$$T_H = \frac{g_s^6(m_Q^2) m_X m_Q^3 C_F}{2\sqrt{2 p_\circ \bar{P}_\circ r'_\circ s'_\circ}} \frac{\Gamma}{(\bar{P}_\circ + r'_\circ + s'_\circ - p_\circ)} \qquad (۸)$$

که $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$ و Γ شامل انتشارگرهای کوارکی، گلوئونی و بخش‌های اسپینوری دامنه بوده و C_F فاکتور رنگ است.

با توجه به نمودارهای فاینمن شکل ۱، دامنه کل گذار فرایند از سه سهم متفاوت به‌دست می‌آید: $\Gamma^{total} = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$، که در آن Γ_1 مربوط به گراف شکل ۱-۱، Γ_2 مربوط به گراف شکل ۱-۲ و Γ_3 مربوط به گراف شکل ۱-۳ می‌باشد:

$$\begin{aligned}
\Gamma_1 &= G_1\left[\bar{u}(r)\gamma^\mu v(r')\right]\left[\bar{u}(p')\gamma_\mu(\not{q}_5 + m_Q)\gamma^\nu u(p)\right] \\
&\quad \left[\bar{u}(t)\gamma_\nu(\not{q}_2 + m_Q)\gamma^\eta v(t')\right]\left[\bar{u}(s)\gamma_\eta v(s')\right] \\
\Gamma_2 &= iG_2\left[\bar{u}(r)\gamma^\mu v(r')\right]\left[\bar{u}(p')\gamma_\mu(\not{q}_5 + m_Q)\gamma^\nu u(p)\right] \\
&\quad \left[\bar{u}(s)\gamma^\eta f^{\alpha\beta\gamma} V_{\lambda\nu\eta} v(s')\right]\left[\bar{u}(t)\gamma^\lambda v(t')\right] \\
\Gamma_3 &= G_3\left[\bar{u}(p')\gamma^\nu u(p)\right]\left[\bar{u}(s)\gamma^\eta F^{\alpha\beta\delta\gamma} V_{\lambda\mu\nu\eta} v(s')\right] \\
&\quad \left[\bar{u}(t)\gamma^\lambda v(t')\right]\left[\bar{u}(r)\gamma^\mu v(r')\right]
\end{aligned} \qquad (۹)$$

که G_1، G_2 و G_3 شامل مخرج انتشارگرهای کوارکی و گلوئونی است:

$$\begin{aligned}
G_1^{-1} &= q_1^2\left(q_2^2 - m_Q^2\right) q_3^2 q_4^2 \left(q_5^2 - m_Q^2\right) = \\
&\quad 128\left(m_Q^2 + r.r'\right)^4 (3m_Q^2 - 2p.r + 2r.r' - p.r') \\
G_2^{-1} &= q_1^2 q_2'^2 q_3^2 q_4^2\left(q_5^2 - m_Q^2\right) = 128 m_Q^2\left(5m_Q^2 + 3r.r'\right)\left(m_Q^2 + r.r'\right)^3 \\
G_3^{-1} &= q_1^2 q_2'^2 q_3^2 q_4^2 = 16 m_Q^2\left(m_Q^2 + r.r'\right)^2\left(3m_Q^2 - 2p.r + 2r.r' - p.r'\right)
\end{aligned} \qquad (۱۰)$$

با کمک روابط (۱۰)-(۲)، برای تابع ترکش داریم:

$$D_Q^X(z,\mu_\circ) = (16\pi^3 f_B \alpha_s^3(m_Q^2) m_X m_Q^3 C_F)^2 \int \frac{d^3\vec{\bar{P}} d^3\vec{s}' d^3\vec{r}'}{\bar{P}_\circ s'_\circ r'_\circ p_\circ} \frac{\sum|\Gamma|^2 \delta^3(\vec{\bar{P}} + \vec{s}' + \vec{r}' - \vec{p})}{(\bar{P}_\circ + s'_\circ + r'_\circ - p_\circ)^2} \qquad (۱۱)$$

برای تعیین مربع دامنه پراکندگی، به ضرب چار-بردارهای تکانه نیاز داریم. برخی از ضرب‌های مورد نیاز عبارتند از:

$$\begin{aligned}
&s.t' = s.t = s.p' = r.t = s.r = t.t' = t.p' = p'.t' = m_Q^2, \\
&s'.t' = s'.p' = s.s' = r.r' = \frac{z m_Q}{m_X(1-z)}(m_Q^2 + \frac{\langle p_T^2\rangle}{4}) + \frac{m_Q m_X(1-z)}{4z}, \\
&p.r' = p.s' = \frac{1-z}{4}(m_Q^2 + \langle P_T^2\rangle) + \frac{1}{1-z}(m_Q^2 + \frac{\langle P_T^2\rangle}{4}) - \frac{\langle P_T^2\rangle}{2}.
\end{aligned} \qquad (۱۲)$$

که $\langle P_T^2\rangle$ مقدار متوسط مربع تکانه عرضی کوارک سنگین اولیه است. اکنون انتگرال‌های فضای فاز در رابطه (۱۱)را محاسبه می‌کنیم:

$$\int \frac{\bar{P} d^3\vec{\bar{P}} \delta^3(\vec{\bar{P}} + \vec{s}' + \vec{r}' - \vec{p})}{\bar{P}_\circ^2 p_\circ (\bar{P}_\circ + s'_\circ + r'_\circ - p_\circ)^2} = \frac{z}{g^2(z)} \qquad (۱۳)$$

در رابطه فوق، $g(z) = m_X^2 - 5m_Q^2 + 4p.s'$. مطابق رهیافت سوزوکی، درمحاسبه انتگرال‌های باقی‌مانده به‌جای انتگرال‌گیری بر روی تکانه عرضی، متغیر انتگرال‌گیری را با متوسط آن جایگزین می‌کنیم:

$$\begin{aligned}
&\int \frac{d^3 s'}{s'_\circ} g(z, s'_T) = m_Q^2 g(z, \langle p_T^2\rangle / 4) \\
&\int \frac{d^3 r'}{r'_\circ} h(z, r'_T) = m_Q^2 h(z, \langle p_T^2\rangle / 4)
\end{aligned} \qquad (۱۴)$$

در ساده‌سازی رابطه فوق از فرض اشاره شده در رابطه (۷) کمک گرفتیم. در نهایت، تابع ترکش کوارک سنگین به پنتاکوارک کاملاً سنگین حالت پایه در مقیاس اولیه انرژی عبارت است از:

$$D_Q^X(z,\mu_\circ) = N\frac{z\sum_{spin}|\Gamma|^2}{g^2(z)} \qquad (۱۵)$$

که در آن $N = (16\pi^3 f_B \alpha_s^3(\mu^2) m_X m_Q^5 C_F)^2$ (ثابت بهنجارش) ولی مقدار آن به کمک شرط $\int dz D(z,\mu_\circ) = ۱$ تعیین می‌شود [۱۵]. در رابطه (۱۵)، مربع دامنه پراکندگی کل با توجه به رابطه (۹) محاسبه می‌شود. به طور مثال، برای یکی از روابط داریم:

$$\begin{aligned}
|\Gamma_1|^2 &= G_1^2 Tr\left[(\not{r} + m_Q)\gamma^\mu(\not{r}' - m_Q)\gamma^\kappa\right]\times \\
&\quad Tr\left[(\not{s} + m_Q)\gamma_\rho(\not{s}' - m_Q)\gamma_\eta\right]\times \\
&\quad Tr\left[(\not{p}' + m_Q)\gamma_\mu(\not{q}_5 + m_Q)\gamma_\nu(\not{p} + m_Q)\gamma_\sigma(\not{q}_5 + m_Q)\gamma_\kappa\right]\times \\
&\quad Tr\left[(\not{t} + m_Q)\gamma^\nu(\not{q}_2 + m_Q)\gamma^\eta(\not{t}' - m_Q)\gamma^\rho(\not{q}_2 + m_Q)\gamma^\sigma\right]
\end{aligned} \qquad (۱۶)$$

با داشتن تابع ترکش در مقیاس اولیه انرژی ($\mu_\circ$) می‌توان به کمک دسته معادلات تحول آلتارلی-پاریزی تابع ترکش را درمقیاس‌های انرژی بالاتر تعیین نمود [۱۶].

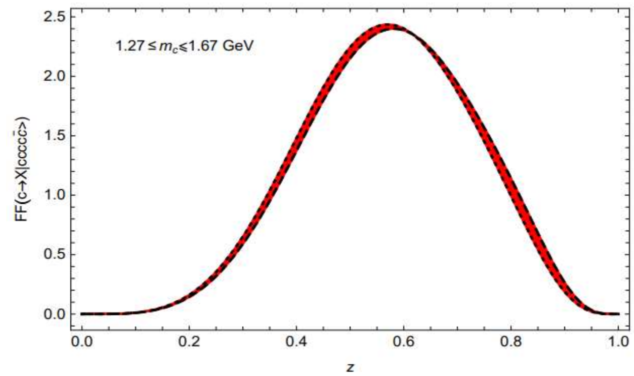
تحلیل عددی نتایج

اکنون با درنظرگرفتن رابطه (۱۵) و به کمک مقادیر زیر برای پارامترهای ورودی [۱۷]، به تحلیل عددی نتایج می‌پردازیم:

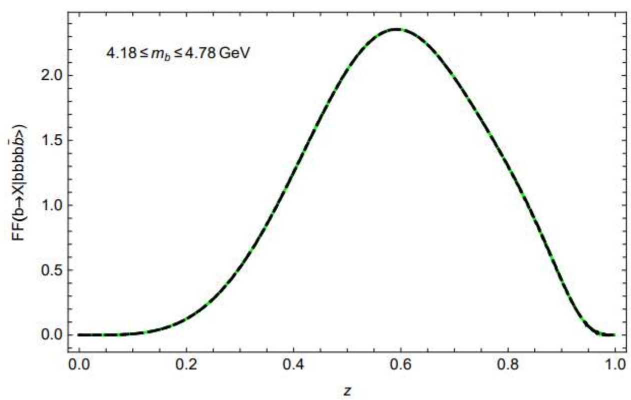
$$\begin{aligned}
&1.27 \le m_c \le 1.67 GeV \;\; , \;\; 4.18 \le m_b \le 4.78 GeV \\
&f_B = 0.25 GeV \;\; , \;\; \alpha_s(2m_c) = 0.26 \;\; , \;\; \alpha_s(2m_b) = 0.18
\end{aligned} \qquad (۱۷)$$

در شکل‌های ۲ و ۳ رفتار توابع ترکش کوارک چارم و باتم به پنتاکوارک‌های کاملاً سنگین $X\left|cccc\bar{c}\right\rangle$ و $X\left|bbbb\bar{b}\right\rangle$ درمقیاس اولیه $\mu_0 = m_X$ نشان داده شده است. با توجه به عدم قطعیت ناشی از

جرم کوارک، باند عدم قطعیت نیز رسم شده است. از آن‌جاییکه کوارک باتم سنگین‌تر از کوارک چارم است، قله تابع ترکش آن به سمت مقادیر بالاتر z شیفت پیدا می‌کند.



شکل ۲: رفتار تابع ترکش کوارک چارم به پنتاکواک کاملاً سنگین $X_{cccc\bar{c}}$ در پایین‌ترین مرتبه اختلال QCD به ازای جرم‌های متفاوت کوارک چارم.



شکل ۳: رفتار تابع ترکش کوارک باتم به پنتاکواک کاملاً سنگین $X_{bbbb\bar{b}}$ در پایین‌ترین مرتبه اختلال در نظریه QCD به ازای جرم‌های متفاوت کوارک باتم.

با داشتن تابع ترکش می‌توان سطح مقطع تولید پنتاکوارک سنگین در نابودی زوج را از رابطه زیر به‌دست آورد[۱۸]:

$$\sigma^{Lo}(e^+e^- \to X|QQQQ\bar{Q}\rangle + jets) = \frac{8\pi\alpha^2}{s}\sum_a e_a^2 \int_0^1 dz D_a^X(z,\mu), \qquad (۱۸)$$

$$a = g, u/\bar{u}, \cdots, b/\bar{b}$$

از آن‌جاییکه سهم تبدیل گلوئون وکوارک‌های سبک به پنتاکوارک‌-های سنگین بسیار کوچک و مربوط به نمودارهای فاینمن بسیار پیچیده است که در مراتب بالاتر اختلال رخ می‌دهند لذا سهم آن‌ها نادیده گرفته می‌شود. بنابراین برای سطح مقطع نابودی زوج در پایین‌ترین مرتبه اختلال داریم:

$$\sigma^{Lo}(e^+e^- \to X|QQQQ\bar{Q}\rangle + jets) \approx \frac{8\pi\alpha^2}{s} e_Q^2 B_Q(\mu), \qquad (۱۹)$$

$$(e_b = -1/3, \;\; e_c = +2/3)$$

که در آن $B_Q(\mu) = \int_0^1 D_Q^X(z,\mu)dz$ معرف کسر انشعاب کوارکQ بوده که برای گذار $c \to X_{cccc\bar{c}}$ و $b \to X_{bbbb\bar{b}}$ برابراست با:

$$B_c(\mu_0) = (18-20)\times 10^{-5} \qquad (m_c = 1.27-1.67 GeV), \qquad (۲۰)$$

$$B_b(\mu_0) = (2.53-2.55)\times 10^{-6} \qquad (m_b = 4.18-4.78 GeV)$$

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تابع ترکش کوارک سنگین به پنتاکوارک سنگین در حالت کوانتومی $j^p = (1/2)^-$ را در مرتبه اول اختلال در نظریه QCD محاسبه و به ازای مقادیر متفاوت جرم کوارک چارم و باتم رفتار تابع ترکش $c \to X_{cccc\bar{c}}$و $b \to X_{bbbb\bar{b}}$را در مقیاس اولیه انرژی $\mu_0 = m_X$ تعیین کردیم. سپس سطح مقطع تولید آنها در فرایند نابودی زوج را تخمین زدیم. از نتایج این کار می‌توان در شتاب‌دهنده‌های نسل آینده استفاده نمود.

مرجع‌ها

[۱] R. Aaij et al. [LHCb], Phys. Rev. Lett. **115** (2015), 072001.
[۲] R. Aaij et al. [LHCb], [arXiv:2210.10346 [hep-ex]].
[۳] A. Ali et al. Prog. Part. Nucl. Phys. 97 (2017) 123-198
[۴] R. Aaij et al., [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett 122 (2019) 222001.
[۵] R. Aaij et al., [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett.117 (2016) 082002.
[۶] S. L. Olsen, T. Skwarnicki and D. Zieminska, Rev. Mod. Phys. 90 (2018) no.1, 015003.
[۷] R. Jaff, F.Wilczek, Phys. Rev. Lett. **9**, 232003 (2003).
[۸] A. P. Martynenko and V. A. Saleev, Phys. Rev. D 53, 6666 (1996).
[۹] E. Bratten, K m Cheung, S Fleming, and T C Yuan, Phys, Rev, D 51, 4819 (1995).
[۱۰] M. Suzuki. Phys. Rev. D 33, 676 (1986).
[۱۱] S. M. Moosavi Nejad and A. Armat, Eur. Phys. J. Plus 128 (2013), 121
[۱۲] M. A. GomshiNobary, R. Sepahvand, Nucl. Phys. B. 34, 741 (2006).
[۱۳] S. M. Moosavi Nejad, Eur. Phys. J. A 52 (2016) no.5, 127.
[۱۴] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C 40, 100001 (2016).
[۱۵] F. Amiri and C. R. Ji, Phys. Lett. B 195 (1987), 593-598.
[۱۶] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438 (1972) [Yad. Fiz. 15, 781 (1972)]
[۱۷] P. A. Zyla et al. [Particle Data Group], Prog. Theor. Exp. Phys 2020 (2020) 083C01 and 2021 update.
[۱۸] S.M. Moosavi Nejad and R. Farashahian, *Phys. Scripta* **98** (2023) 11, 115304

تولید جفت بوزون هیگز سنگین خنثی مدل 2HDM در انرژی های مختلف CLIC

هاشمی ، مجید[۱] ؛ مولانائی ، ماریه[۱]

[۱]بخش فیزیک دانشکده علوم ، دانشگاه شیراز ، شیراز

چکیده

در این کار، تولید جفت بوزون هیگز خنثی در برخورددهنده خطی فشرده (CLIC) در انرژی‌های مرکز جرم ۱٤۰۰ GeV (مرحله ۲) و ۳۰۰۰ (مرحله ۳) بررسی شده است. بوزون‌های هیگز اسکالر H و شبه-اسکالر A در چارچوب مدل دو دوتایی هیگز (2HDM) با پایستگی CP در محدوده جرمی ۳۰۰ GeV تا ۱۰۵۰ GeV مورد بررسی قرار گرفته و قابلیت مشاهده‌پذیری سیگنال با در نظر گرفتن فرآیندهای پس‌زمینه اصلی مدل استاندارد مانند ZZ، $t\bar{t}$ و hZ ارزیابی می‌شوند. نتایج برای مجموعه‌ای از پارامترهای مدل و جرم‌های بوزون هیگز از نظر توزیع سیگنال بر روی پس‌زمینه ارائه‌شده‌اند. نشان داده‌شده است که ناحیه جرم سنگین در CLIC در هر یک از انواع سوم و چهارم مدل 2HDM در مناطقی که تاکنون توسط LHC حذف نشده‌اند، به‌خوبی قابل‌مشاهده است.

واژه های کلیدی: *2HDM، سطح مقطع، نرخ واپاشی، هیگزهای سنگین خنثی.*

Beyond Heavy neutral 2HDM Higgs Boson Pair Production at Different CLIC Energies

Hashemi, Majid[1]; Molanaei, Marieh[1]

[1]*Physics Department, College of Sciences, Shiraz University, Shiraz*

Abstract

In this work, the neutral Higgs boson pair production in Compact Linear Collider (CLIC) is investigated at center of mass energies 1400 (stage 2) and 3000 (stage 3) GeV. The Higgs bosons scalar H and pseudoscalar A are investigated within the framework of two Higgs doublet model (2HDM) with CP-conservation in the mass range 300 to 1050 GeV, and the signal observability is evaluated taking into account the main SM background processes like ZZ, $t\bar{t}$ and hZ. Results are presented for a set of model parameters and Higgs boson masses in terms of signal distributions over the background. It is shown that the heavy mass region is well observable at CLIC in types 3 and 4 in the regions not excluded by LHC.

Keywords: *2HDM, Cross section, Decay rate, Heavy neutral Higgs.*

مقدمه

در طول چند دهـه گذشـته، مـدل اسـتاندارد (SM) فیزیـک ذرات بنیادی معقول‌ترین نظریه برهمکنش‌های زیراتمی بین ذرات بنیادی بوده است. علیرغم توافق کلی اندازه‌گیری‌ها با پیش‌بینی‌هـای مـدل استاندارد، امکان وجود نظریه‌های فراتر از مدل اسـتاندارد (BSM) با هیگزهای اضافه نفی نشده است. از طرفـی ایـن نظریـه‌ها بـرای توضیح بعضی از مسائل باز، از جمله عدم تقارن مـاده-پادمـاده[۱]، مسئله سلسله مراتبی[۲]، ناهنجاری گشتاور مغناطیسی میوئـون[۳]، منشأ ماده تاریک[٤] و جرم نوترینوها[۵] مفیـد می‌باشـند. یکـی از بزرگتـرین دسـتاوردهای برخورددهنـده بـزرگ هـادرونی (LHC) مشاهده بوزون هیگز از طریق مکانیسـم هیگـز[٦] بـا همکـاری دو مجموعه CMS و ATLAS [۷و۸] بود. خواص ذره مشاهده شـده در مطالعات و بررسی‌های مختلف توسـط CMS [۹] و ATLAS [۱۰] تأیید شده است. با توجه به مسائل حل نشده مدل اسـتاندارد،

نیاز داریم که فیزیکی فراتر از مدل استاندارد داشته باشیم که در این مدت تلاش‌های زیادی صورت گرفته و برخی از آن ها بر اساس توسعه بخش هیگز است. یکی از ساده‌ترین مدل‌های توسعه یافته مدل استاندارد و سازگار با ناوردایی پیمانه‌ای، مدل 2HDM است. برای اولین بار 2HDM به عنوان مدلی برای نقض CP و پایستگی طعم خنثی معرفی شد[۱۱]. با توجه به درجات آزادی بیشتری که در مدل 2HDM وجود دارد، این مدل مشاهده پذیری فیزیک طعم [۱۲] و اندازه‌گیری‌های دقیق الکتروضعیف [۱۳] را بهتر از مدل استاندارد ذرات بنیادی توصیف می‌کند.

چارچوب تئوری

از جمله اجزای سازنده بخش هیگز در مدل 2HDM شامل دو دوتایی اسکالر مختلط Φ_1 و Φ_2 با مقادیر چشمداشتی خلا متناظر آن‌ها، یعنی v_1 و v_2 با مقدار ۲٤٦ GeV مورد نیاز است. این در حقیقت توسعه بخش هیگز مدل استاندارد به دو هیگز دوتایی است. یکی از پیامدهای مستقیم داشتن دو دوتایی مختلط، تعداد بوزون‌های هیگز است: دو هیگز اسکالر h و H، یک هیگز شبه اسکالر A و بوزون‌های هیگز باردار $H^{\pm}$[۱٤]. در 2HDM دوتایی اسکالر مختلط به این صورت تعریف می‌شود:

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \varphi_i^+ \\ (v_i + \rho_i + i\eta_i)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1}$$

با ۲و۱=i. لاگرانژین این مدل نیز به صورت زیر است:

$$\mathcal{L}_{\Phi}^{2HDM} = \sum_{i=1,2} \left(D_\mu \Phi_i\right)^\dagger \left(D^\mu \Phi_i\right) - \mathcal{V}^{2HDM} \tag{2}$$

پتانسیل متقارن شامل جملات جرمی و خود–برهمکنش هیگز:

$$\begin{aligned}\mathcal{V}^{2HDM} &= m_{11}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + m_{22}^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - m_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2 + \Phi_2^\dagger\Phi_1)\\ &+\frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2)\\ &+\lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \frac{1}{2}\lambda_5\left[(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger\Phi_1)^2\right]\end{aligned} \tag{3}$$

پارامترهای m_{11}، λ_1، λ_2، λ_3، λ_4 و m_{22} حقیقی هستند، λ_5، λ_6، λ_7 و m_{12} نیز پارامترهای مختلط هستند. λ ها را مثبت درنظر می گیریم به این دلیل که سیستم باید انتهای انرژی داشته باشد، m_{12}^2 ها را نیز منفی درنظر گرفتیم چون می‌خواهیم نقطه کمینه پتانسیل تبهگنی داشته باشد. جملات با توان فرد نیز چون تقارن پاریته را نقض می‌کنند کنار گذاشته می‌شوند. دو جمله λ_6 و λ_7 را نیز صفر درنظر می‌گیریم. لاگرانژی یوکاوا برای برهمکنش هیگز–فرمیون با فرمیون‌ها از شکل معمول برای بوزون‌های هیگز اسکالر H و h پیروی می‌کند در حالی که برای بوزون هیگز شبه–اسکالر A، جمله $i\gamma^5$ اضافی در راس می‌گیرد:

$$\mathcal{L}_{\Phi} = \frac{m_f}{v} \sum_{f=u,d,l} \bar{f}f(h + \rho_H^f H - i\rho_A^f \gamma^5 A) \tag{4}$$

جدول۱: جفت‌شدگی‌های هیگز–فرمیون در انواع مختلف 2HDM.

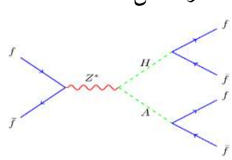
جفت‌شدگی	نوع۱	نوع۲	نوع۳	نوع۴
ρ^u	cotβ	cotβ	cotβ	cotβ
ρ^d	cotβ	-tanβ	-tanβ	cotβ
ρ^l	cotβ	-tanβ	cotβ	-tanβ

تولید سیگنال و پس‌زمینه

رویدادهای اصلی پس‌زمینه تولید جفت بوزون الکتروضعیف ZZ، و تولید جفت کوارک $t\bar{t}$ هستند. تولید بوزون تکتایی نیز حاوی جت‌های کمتری برای بازسازی کامل رویدادهای مورد نیاز است و ناچیز است. برای ذخیره سازی اطلاعات رویدادها، تحلیل داده‌ها و رسم نمودارها از بسته ROOT استفاده کردیم. هر دو فرآیندهای سیگنال و پس‌زمینه با شروع از WHIZARD تولید می‌شوند که فایل‌های LHEF حاوی پراکندگی سخت را تولید می‌کند[۱۵]. این فایل‌ها توسط PYTHIA 8.3.09 [۱٦] که از طریق DELPHES [۱۷] برای شبیه سازی آشکارساز فراخوانی می‌شود، استفاده می‌شوند. فایل‌های حاوی پارامتر CLICdet.Stage2 و CLICdet.Stage3 در DELPHES مورد استفاده قرار گرفت. مجموعه نقاط $m_A = m_H + ۵۰$ GeV با افزایش ۱۰۰ GeV از ۳۰۰ تا ٦۵۰ GeV برای عملکرد برخورددهنده در $\sqrt{s}$ =۱٤۰۰ GeV و ۷۰۰ تا ۱۰۵۰ GeV در $\sqrt{s}$ =۳۰۰۰ GeV انتخاب می‌شوند.

محاسبه سطح مقطع و آهنگ واپاشی

فرآیند سیگنال مورد مطالعه $e^-e^+ \to Z^* \to HA$ در حالت نهائی چهار فرمیونی است که در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل۱:نمودار فاینمن تولید جفت بوزون هیگز در حالت نهائی چهار فرمیونی.

سطح مقطع سیگنال به شکل زیر است:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2(g_V^2+g_A^2)\left[[s-(m_A+m_H)^2][s-(m_A-m_H)^2]\right]^{\frac{3}{2}}}{48\, s^2\, sin^4\theta_W cos^4\theta_W[(s-m_Z^2)^2+m_Z^2\Gamma_Z^2]} \qquad (۵)$$

واپاشی بوزون هیگز به جفت فرمیون را نیز می‌توان با استفاده از مربع عنصر ماتریس با حفظ جرم فرمیون‌ها محاسبه کرد. بنابراین نرخ واپاشی بوزون هیگز اسکالر H و شبه اسکالر A به ذرات $f\bar{f}$ را محاسبه نمودیم[۱٤]:

$$\Gamma(A\to f\bar{f}) = \frac{3\sqrt{2}G_f m_{H/A} m_f^2(\rho^f)^2}{8\pi}\left(1-\frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{1/2}$$

$$\Gamma(H\to f\bar{f}) = \frac{3\sqrt{2}G_f m_{H/A} m_f^2(\rho^f)^2}{8\pi}\left(1-\frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \qquad (۶)$$

عامل اضافی $\{(4m_f^2/m_H^2)-1\}$ در واپاشی هیگز اسکالر H با توجه به واپاشی هیگز شبه–اسکالر A وجود دارد که در نوع چهارم منجر به سرکوب $A\to\tau\tau$ در مقایسه با $H\to\tau\tau$ می‌شود. مقادیر عددی سطح مقطع برای سیگنال و پس‌زمینه در جدول‌های ۲ و ۳ نشان داده شده است.

جدول۲: سطح مقطع سیگنال برای فرآیند $e^-e^+\to HA$ در $\sqrt{s}$=۱٤۰۰GeV و $\sqrt{s}$=۳۰۰۰ GeV.

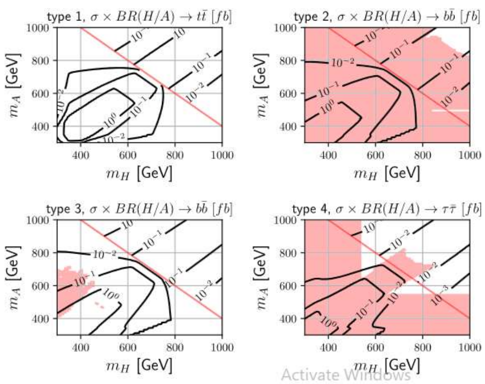
فرآیند سیگنال	BP1	BP2	BP3	BP4
$m_A = m_H + 50$ [GeV]	۳۰۰-۳۵۰	۴۰۰-۴۵۰	۵۰۰-۵۵۰	۶۰۰-۶۵۰
σ [fb]	۴.۳	۲.۴	۱.۱	۰.۲۲
فرآیند سیگنال	BP1	BP2	BP3	BP4
$m_A = m_H + 50$ [GeV]	۷۰۰-۷۵۰	۸۰۰-۸۵۰	۹۰۰-۹۵۰	۱۰۰۰-۱۰۵۰
σ [fb]	۰.۷۹	۰.۶	۰.۴۴	۰.۳۱

جدول۳: سطح مقطع پس‌زمینه در $\sqrt{s}$=۱٤۰۰GeV و $\sqrt{s}$=۳۰۰۰ GeV.

فرآیند پس زمینه	ZZ	$t\bar{t}$	hZ
σ [fb]($\sqrt{s}$=۱۴۰۰GeV)	۱۴۲	۱۴۵	۱۳.۵
σ [fb]($\sqrt{s}$=۳۰۰۰GeV)	۵۸	۵۳	۴.۷

کانال‌های واپاشی بوزون‌های هیگز H و A

از آنجایی که مقادیر پایین tanβ در اکثر مدل‌ها منتفی می‌شوند، بنابراین ما در تحلیل خود این مناطق را در نظر نمی‌گیریم و با توجه به معیار تحلیل مورد نظر مقدار tanβ=۱۰ را انتخاب می‌کنیم تا نواحی باز را برای آنالیز به دست آوریم. نواحی منتفی شده با استفاده از HiggsTools-1 [۱۸] به دست می‌آیند. شکل ۲ نواحی منتفی شده حاصل را برای tanβ=۱۰ همراه با سطح مقطع سیگنال ضربدر نسبت شاخه‌ای از واپاشی به حالت نهائی مربوطه در هر نوع نشان می‌دهد. خط قرمز رسم شده در شکل ۲ مرز دو سناریوی عملیات برخورددهنده را در ۱۴۰۰GeV و ۳۰۰۰ GeV نشان می‌دهد.



شکل۲: σ×BR برای انواع مدل 2HDM در tanβ=۱۰.

نواحی منتفی شده در فضای پارامتر نوع سوم با پیش‌بینی‌های گزارش شده توسط LHC که در کانال A→ZH و واپاشی H به جفت کوارک–b صورت گرفته مطابقت دارد[۱۹]. نتایج LHC قسمت عمده نوع دوم را منتفی اعلام کرده‌اند[۱۹و۲۰]. مناطق حذف شده در نوع چهارم نیز به کانال H→ZA و واپاشی A به ττ ارائه شده در LHC اشاره دارد[۲۱]. این نتایج نشان می‌دهند که مناطق باز فعلی فضای پارامتر، انتخاب‌های مناسبی برای مطالعات CLIC هستند.

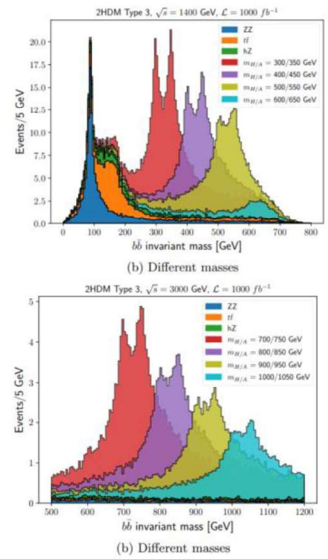
آنالیز نوع دوم

در نوع دوم از مدل 2HDM بر اساس جدول ۱، در مقادیر tanβ بالا با توجه به معیار تحلیل مورد نظر ما جفت‌شدگی ذره هیگز با کوارک‌های نوع پایین و لپتون‌ها وجود دارد. از طرفی با توجه به اینکه جرم کوارک‌های پایین از سنگین‌ترین لپتون (τ) بیشتر است بنابراین کانال $H/A\to b\bar{b}$ غالب است. توپولوژی سیگنال و سینماتیک حالت نهایی هیچ تفاوتی بین انواع دوم و سوم با کانال‌های واپاشی ایجاد نمی‌کند.

آنالیز نوع سوم

در نوع سوم از مدل 2HDM بر اساس جدول ۱، در مقادیر tanβ بالا جفت‌شدگی ذره هیگز با کوارک‌های نوع پایین وجود دارد و کانال $H/A\to b\bar{b}$ غالب است. رویدادهای نوع سوم در حالت نهائی چهار–جت با استفاده از الگوریتم برچسب گزاری–b بهینه

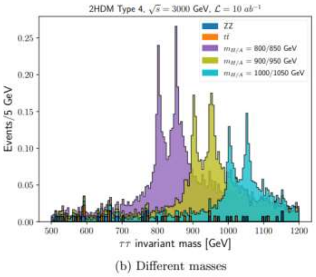
سازی شده برای محیط آشکارساز CLIC آنالیز می‌شوند[۲۲]. در مرحله بعد، یک تصحیح سینماتیکی با اعمال بقای انرژی و تکانه بر رویدادها با چهار جت–b بازسازی‌شده اعمال می‌شود. می‌توان گفت جتی که دارای انرژی بیشتری است با جتی که کمترین انرژی را دارد از یک ذره مادر متولد می‌شوند. سپس براساس خواص سینماتیکی نسبیتی این رویدادها، پرانرژی‌ترین و کم‌انرژی‌ترین جت را انتخاب کرده و توزیع جرم ناوردای آن‌ها را در شکل ۳ برای برای نوع سوم با ۱٤۰۰=$\sqrt{s}$ و ۳۰۰۰ GeV=$\sqrt{s}$ رسم می‌کنیم.



شکل۳: توزیع جرم ناوردای جفت جت–b در رویدادهای سیگنال و پس‌زمینه.

آنالیز نوع چهارم

در نوع چهارم در مقادیر بالای tanβ جملات شامل cotβ حذف می‌شوند و طبق جدول ۱، واپاشی ذره هیگز به لپتون‌ها را داریم. کانال $H/A\to\tau\tau$ تا زمانی که مقادیر بالای tanβ در نظر گرفته شود غالب است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، جرم‌های بوزون هیگز زیر ۸۰۰ GeV از قبل در نوع چهارم در tanβ=۱۰ حذف شده‌اند، بنابراین سه سناریوی GeV m_A=m_H+۵۰=۸۵۰،۹۵۰،۱۰۵۰ در حالت نهائی چهار جت–τ بررسی می‌شوند. در این مورد پس‌زمینه کوچکی در ناحیه سیگنال باقی مانده است و سیگنال روی یک منطقه تقریباً آزاد پس‌زمینه قرار دارد که در شکل ٤ برای ۳۰۰۰ GeV=$\sqrt{s}$ نشان داده شده است. توزیع سیگنال واضح‌تر از حالت نهائی چهار جت–b در نوع سوم است.



شکل٤: توزیع جرم ناوردای جفت جت–τ در رویدادهای سیگنال و پس‌زمینه.

نتایج

در این کار حساسیت برخورددهنده خطی CLIC برای تولید جفت بوزون هیگز خنثی سنگین 2HDM در محدوده جرمی ۳۰۰ GeV تا ۱۰۵۰ در دو مرحله عملیاتی CLIC مورد مطالعه قرار گرفت. فرآیند تولیدی که مورد بررسی قرار دادیم عبارت‌اند از: $e^-e^+\to HA$، در حالت‌های نهایی ٤b و ٤τ. نتایج کلی نشان می‌دهد که مشاهده سیگنال در درخشندگی‌های زیر (fb^{-1}) ۱۰۰۰ در نوع سوم و (ab^{-1}) ۱۰ در نوع چهارم در محدوده جرم‌های موردمطالعه امکان‌پذیر است.

مرجع‌ها

[۱] M. Dine and A. Kusenko; Rev. Mod. Phys. **76** (2003) 1.
[۲] F. Jegerlehner.; High Energy Physics. **13** (2013) 093.
[۳] I. B. Logashenko and S. I. Eidelman; Physics-Uspekhi **61** (2018) 480.
[٤] S. A. Malik and et al.; Phys. Dark Univ. **51** (2015) 1409.
[٥] Degee, A., (2009). Higgs mechanism in the general THDM.
[٦] F. Englert and R. Brout; Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
[۷] G. Aad et al.; (ATLAS), Phys. Lett. B **716** (2012) 1207.
[۸] S. Chatrchyan et al.; (CMS), Phys. Lett. B **716** (2012) 1207.
[۹] A. M. Sirunyan et al.; (CMS), Phys. Rev. Lett. **125** (2020) 061801.
[۱۰] G. Aad et al.; (ATLAS), Phys. Rev. D **101** (2020) 012002.
[۱۱] T. D. Lee; Phys. Rev. D **8** (1973) 1226.
[۱۲] M. Misiak et al.,; Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 221801.
[۱۳] T. Aaltonen et al.; (CDF), Science **376** (2022) 170.
[۱٤] M. Hashemi, M. Molanaei; Phys. Rev. D 108 (2023) 035012.
[۱٥] J. Alwall et al.; Comput. Phys. Commun. **176** (2007) 300-304.
[۱٦] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands; Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852-867.
[۱۷] M. Selvaggi; J. Phys. Conf. Ser. **523** (2014) 012033.
[۱۸] H. Bahl; Comput. Phys. Commun. **291**, 108803 (2023), 2210.09332.
[۱۹] M. Aaboud et al., Phys. Lett. B **783**, 392 (2018), 1804.01126.
[۲۰] G. Aad et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 051801 (2020), 2002.12223.
[۲۱] V. Khachatryan et al., Phys. Lett. B **759**, 369 (2016), 1603.02991.
[۲۲] N. Alipour Tehrani, P. Roloff; CLICdp-Note-2014-002 (2014).

مقید سازی فیزیک جدید با مطالعه تولید کوارک تاپ منفرد

رکن آبادی، مریم؛ پاک طینت مهدی آبادی، سعید

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

چکیده

مدل استاندارد ذرات بنیادی پاسخگوی تمام سوالات این حوزه نیست و شواهد فراوانی برای فیزیک جدید وجود دارد. یکی از نامزدهای فیزیک جدید افزودن یک ذره‌ی اسکالر باردار به مدل استاندارد است. در این مقاله قیود جفت شدگی های این ذره با سایر فرمیون های مدل استاندارد، در سایه نتایج تجربی مطالعه تولید ذره تاپ منفرد در کانال‌های s و t بررسی می‌شود.

Constraining New Physics by Studying Single Top Quark Production

Roknabady, Maryam; Paktinat Mehdiabadi, Saeid

Department of Physics, Yazd University, P.O. Box 89195-741, Yazd, Iran

Abstract

Standard Model of elementary particles (SM) can not answer all questions of the field and there are strong evidences for new physics. One of its candidates is adding a charged scalar particle to SM. In this paper, constraints on coupling of this particle to other SM fermions are investigated under the experimental results on single top quark production in both s and t channel.

PACS No. 10 , 12

مقدمه

از آنجا که مدل استاندارد ذرات بنیادی سوالاتی مانند جرم نوترینو، ماده و انرژی تاریک و سلسله مراتب جرم ذرات را بی پاسخ می گذارد، انگیزه زیادی برای پیشنهاد و جستجوی فیزیک ورای مدل استاندارد وجود دارد. از بین این پیشنهادها بسیاری دارای ویژگی مشترک تعمیم بخش هیگز هستند و وجود بوزون هیگز باردار را معادل با افزودن یک دوتایی هیگز دوم به مدل استاندارد دانسته اند. این مطالعات در مورد فرآیندهای مختلف تولید بوزون هیگز باردار و محدودیت های مدل مد نظر با توجه به به اندازه گیری های تجربی و محدودیت های نظری بحث کرده‌اند. در این تحقیق در بستر تولید کوارک تاپ منفرد وجود یک ذره باردار اسکالر در کنار مدل استاندارد بررسی می شود و ویژگی‌ها و محدودیت های مدل مشخص می شوند.

برای این منظور جهت نشان دادن برهم‌کنش‌های ذره جدید H_c با کوارک‌های نوع بالا و کوارک‌های نوع پایین و نیز لپتون‌ها رابطه لاگرانژی زیر پیشنهاد می شود:

$$\mathcal{L}_{H_c} = H_c\alpha(V_{ud}\bar{u}m_uP_Ld + V_{ud}\bar{u}m_dP_Rd + m_l\bar{v}_Ll_R) + H.c. \quad (1)$$

به طوری که m_u و m_d و m_l به ترتیب جرم کوارک‌های u و d و لپتون l است. $\bar{u}$ و d به ترتیب مربوط به اسپینور کوارک‌های نوع بالا و نوع پایین و P_R و P_L نیز به ترتیب نشان‌دهنده عملگرهای تصویر راست دست و چپ دست هستند.

V_{ud} عنصر ماتریس CKM است و α ضریب جفت شدگی در مدل مورد نظر است.

برای حفظ کلیت مدل و آزادی عمل بیشتر این ذره در قالب 2HDM معرفی نمی شود ولی می توان از ابزار موجود برای 2HDM استفاده نمود. رابطه لاگرانژی برای ذره هیگز باردار در مدل های 2HDM به صورت زیر است [۱].

$$\mathcal{L}_{H^\pm} = -H^+\left(\frac{\sqrt{2}V_{ud}}{v}\bar{u}(m_u X P_L + m_d Y P_R)d + \frac{\sqrt{2}m_l}{v} Z\bar{v}_L l_R\right) + H.c. \quad (2)$$

که v مقدار چشم‌داشتی خلاء است و مقادیر X وY و Z برای انواع مختلف 2HDM متفاوت است و برای نوع اول آن معادل است با:

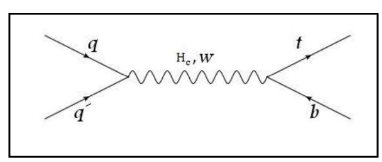
$$\mathrm{X} = \mathrm{Y} = \mathrm{Z} = \cot\beta \quad (3)$$

که با مقایسه دو معادله لاگرانژی برای ضریب α رابطه زیر به دست می آید.

$$\alpha = (\sqrt{2}/v)\cot\beta \quad (4)$$

کوارک تاپ یکی از ذرات منحصر بفرد مدل استاندارد است. جرم زیاد و محصولات ویژه حاصل از واپاشی این ذره آن را به یک آزمایشگاه کوچک ذرات بنیادی تبدیل کرده است. اندازه گیری‌های تجربی تولید کوارک تاپ منفرد، که از طریق برهمکنش‌های الکتروضعیف اتفاق می افتد، هنوز به دقت لازم نرسیده اند. افزایش دقت این اندازه گیری‌ها قیود محکم تری روی فیزیک ورای مدل استاندارد ایجاد می کند. در این مطالعه اندازه‌گیری سطح مقطع تولید کوارک تاپ منفرد برای این مقید سازی استفاده شده است. با اضافه شدن Hc، تولید کوارک تاپ منفرد و پاد ذره آن در کانال s از طریق فرآیندهای زیر اتفاق می افتد.

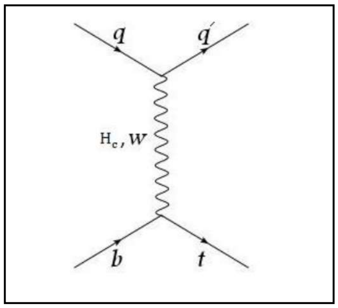
qq' → ~bt :



شکل1: نمودار فاینمن تولید (آنتی) کوارک تاپ منفرد در کانال s.

به همین ترتیب تولید کوارک تاپ منفرد در کانال t نمودار زیر را دارد.

$qb \to t\,q'$:



شکل2: نمودار فاینمن تولید کوارک تاپ منفرد در کانال t.

همانگونه که از شکل لاگرانژی توقع می رود، Hc می تواند جانشین W شود و سطح مقطع تولید را تحت تاثیر قرار دهد. در این مطالعه با توجه به مقادیر اندازه گیری شده سطح مقطع تولید کوارک تاپ، فضای فاز مجاز مدل معرفی شده نمایش داده می شود.

روش محاسباتی

برای محاسبه سطح مقطع تولید کوارک تاپ منفرد در کانال‌های s و t از نرم افزار MadGraph_2_6_3 [۲] استفاده می شود. برای اضافه کردن مدل جدید به این نرم افزار از نرم افزار 2HDMC_1_8_0 [۳] استفاده شده است. این نرم افزار با گرفتن پارامترهای مدل 2HDM جفت شدگی ها و پهنای ذرات این مدل را محاسبه می کند تا در MadGraph استفاده شوند.

برای محاسبه سطح مقطع، تعداد 10 هزار رویداد در سطح درختی در انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 13TeV$ تولید شده‌اند. مقادیر سطح مقطع محاسبه شده توسط نرم افزار با نسبت سطح مقطع مراتب بالاتر به سطح مقطع درختی مدل استاندارد مقیاس می شوند تا اثر تصحیحات مراتب بالاتر در نظر گرفته شود. تاثیر همه متغیرهای مختلف 2HDMC روی سطح مقطع‌ها بررسی شدند و فقط پارامترهای جرم ذره اسکالر باردار m_{H_c} و $\tan\beta$، که به α در مدل جدید مربوط است، در مقدار سطح مقطع موثر شناخته شدند. در ادامه فقط این دو پارامتر تغییر داده می شوند و بقیه پارامترهای 2HDM ثابت فرض شده اند بطوریکه

$\sin(\beta-\alpha)=0$, $m_{12}^2=0$, $m_h=125$,
$m_H=400$ و $m_A=400$

پارامترهای نرم افزار MadGraph که در اینجا ذکر نشده‌اند مقادیر پیش فرض برنامه را دارند.

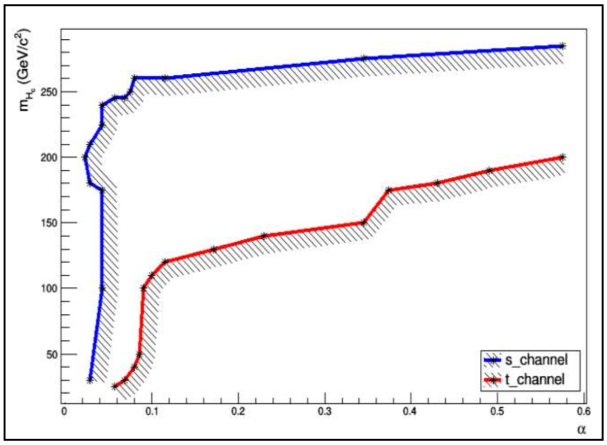
برای محدود سازی سطح مقطع‌های محاسبه شده به دو روش بازه‌های مجاز برای سطح مقطع تولید کوارک تاپ منفرد تعریف شده‌اند.

بازه مجاز اول بر اساس آخرین و دقیق‌ترین اندازه گیری تجربی سطح مقطع تولید کوارک تاپ منفرد در کانال s تعیین می شود. آزمایش ATLAS در CERN در سال 2023 این اندازه گیری را به صورت $\sigma_{s\ channel}=8.2^{+3.5}_{-2.9}$ (pb) گزارش کرده است [۴]. واضح است که این عدد دقت کمی دارد و در آینده با افزایش حجم داده‌ها بهبود خواهد یافت. برای پیش بینی اثر اندازه‌گیری دقیق‌تر، بازه مجاز دوم تعریف شده است. در این قسمت فرض می شود که مقدار سطح مقطع اندازه گیری شده، برابر پیش بینی مدل استاندارد باشد و دقت اندازه گیری در حد 10% این مقدار، یعنی:

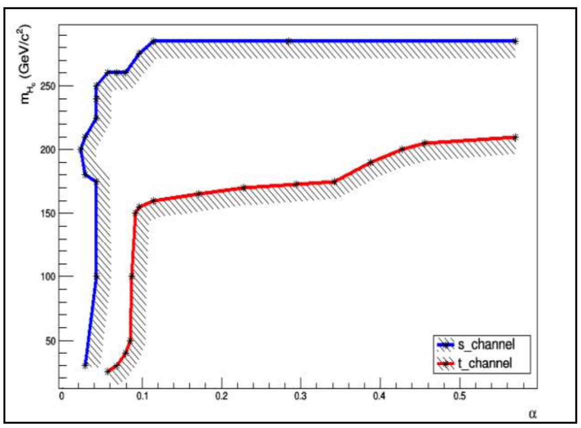
$$0.9\,\sigma_{SM}<\sigma<1.1\,\sigma_{SM} \qquad (5)$$

برای کانال t نیز بازه مجاز دوم مانند کانال s در نظر گرفته می شود و برای بازه مجاز اول از اندازه‌گیری تجربی سطح مقطع کوارک تاپ منفرد در کانال t که توسط آشکارساز CMS در سال 2017 با مقدار $\sigma_{t\ channel}=238\pm31.78$ (pb) بدست آمده است استفاده می شود[۵].

در شکل های 3 و 4 مرز نواحی مجاز و غیرمجاز مدل معرفی شده طبق نتایج کانال t و s در صفحه α و m_{H_c} رسم شده‌اند. نقطه مجاز به صورت نقطه‌ای که سطح مقطع در آن نقطه در بازه مجاز قرار بگیرد تعریف می شود.



شکل3: ناحیه‌های مجاز و غیرمجاز براساس سازگاری با اندازه‌گیری تجربی، برای کانال s و t.



شکل4: ناحیه‌های مجاز و غیرمجاز بر اساس سازگاری دقیق با پیش بینی مدل استاندارد، برای کانال s و کانال t.

همانگونه که انتظار می رود و در شکل‌ها مشخص است، ضریب جفت شدگی‌های زیاد و جرم‌های کم غیر مجاز هستند. در ناحیه‌های مورد بررسی، محدوده مجاز در هر دو روش برای کانال t بیشتر است و در واقع قدرت محدود سازی کانال s بیشتر از کانال t است و به عبارت دیگر ناحیه های غیرمجاز کانال t زیر مجموعه ناحیه های غیرمجاز کانال s قرار می‌گیرند.

نتیجه گیری و گام های بعدی

به عنوان یک نامزد فیزیک ورای مدل استاندارد مدلی معرفی شد که یک ذره اسکالر باردار را به مدل استاندارد اضافه می کند. با در

نظر گرفتن اندازه‌گیری‌های تجربی تولید کوارک تاپ منفرد محدودیت‌هایی برای پارامترهای این مدل به دست می آید که در این مطالعه گزارش شده‌اند.

در ادامه برای بررسی سازگاری مدل جدید با شرایط و معیارهای فیزیک طعم از برنامه‌ی [۶] SuperIso استفاده می‌شود. این برنامه با بررسی عوامل مختلف از جمله نسبت انشعاب می تواند برای محدود کردن مدل معرفی شده استفاده شود.

همچنین برای بررسی سازگاری این مدل با جستجوها و اندازه‌گیری‌های آزمایش‌های LEP و Tevatron و LHC از برنامه‌ی[۷] HigssTools استفاده خواهد شد. این نرم افزار که شامل نتایج جستجوها و اندازه‌گیری‌های قسمت هیگز است، جهت مطالعه مدل‌های ورای مدل استاندارد که شامل بوزون(های) هیگز خنثی و یا باردار دلخواه می‌باشند استفاده می شود.

مرجع‌ها

[1] Barger, V., Hewett, J. L., & Phillips, R. J. N. (1990*). New constraints on the charged Higgs sector in two-Higgs-doublet models.* Physical Review D, 41(11), 3421.

[2] Alwall, J., Herquet, M., Maltoni, F., Mattelaer, O., & Stelzer, T. (2011). *MadGraph 5: going beyond*. Journal of High Energy Physics, 2011(6), 1-40.

[3] Eriksson, D., Rathsman, J., & Stål, O. (2010). *2HDMC–two-Higgs-doublet model calculator*. Computer Physics Communications, 181(1), 189-205.

[4] Topolnicki, K. (2023*). Measurement of single top-quark production in the s-channel in proton–proton collisions at $\sqrt {s} $= 13 TeV with the ATLAS detector*. The Journal of High Energy Physics, 2023(6).

[5] Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., ... & Bernardes, C. A. (2017*). Cross section measurement of t-channel single top quark production in pp collisions at s= 13TeV.* Physics Letters B, 772, 752-776.

[6] Mahmoudi, F. (2008). *SuperIso program and flavor data constraints.* arXiv preprint arXiv:0812.2902. PoS CHARGED2008:020, 2008.

[7] Bahl, H., Biekoetter, T., Heinemeyer, S., Li, C., Paasch, S., Weiglein, G., & Wittbrodt, J. (2022). *HiggsTools: BSM scalar phenomenology with new versions of HiggsBounds and HiggsSignals*. arXiv preprint arXiv:2210.09332

برهمکنش $\Lambda_c K^+ - pD_s$ در کانال جفت‌شده در کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای

اطمینان ،فیصل [۱]

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند،بیرجند

چکیده

برهمکنش $\Lambda_c K^+ - pD_s$ در موج- S بر اساس روش کانال جفت‌شده هل. کیو. سی. دی. مورد مطالعه قرار گرفته است. پتانسیل‌هایی که در چهارچوب S-ماتریس کوانتوم کرومودینامیک در زیر انرژی آستانه pD^*_s برقرارند از تابع‌های موج نامبو-بسه-سالپیتر بر روی شبکه با تقارنی طعم $SU(3)$ استخراج شده‌اند. در شبیه‌سازی پیکربندی‌های پیمانه‌ای کوانتوم کرومودینامیک با سه طعم بر روی یک حجم $(1.93\,fm)^3$ با $m_\pi \simeq 872\,MeV$ بکار گرفته شده‌اند. با محاسبه‌ی پارامترهای پراکندگی مشاهده شد که جفت‌شدگی بین $\Lambda_c K^+$ و pD_s ضعیف است و همچنین در انرژی‌های پایین برهمکنش $\Lambda_c K^+$ از نوع جاذبه‌ای و قوی‌تر از برهمکنش pD_s است.

واژه های کلیدی: *کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای، روش کانال‌های جفت‌شده هل. QCD* ، **برهمکنش** $\Lambda_c K^+ - pD_s$

Coupled Channel $\Lambda_c K^+ - pD_s$ Interaction in Lattice QCD

Faisal, Etminan[1]

[1] *Physics Group, University of Birjand, Birjand*

Abstract

We study $S-$wave interactions in the $\Lambda_c K^+ - pD_s$ system by using the coupled-channel HAL QCD method. The potentials which are faithful to QCD S-matrix below the pD^* threshold are extracted from Nambu-Bethe-Salpeter wave functions on the lattice in Flavor $SU(3)$ Limit. For the simulation, we employ 3-flavor full QCD gauge configurations on a $(1.93\,\text{fm})^3$ volume at $m_\pi \simeq 872$ MeV. The obtained scattering observables shows that the coupling between $\Lambda_c K^+$ and pD_s channels is weak. In addition the $\Lambda_c K^+$ interaction is attractive at low energy and stronger than the pD_s interaction.

Keywords:*Lattice QCD,* HAL QCD method, $\Lambda_c K^+ - pD_s$ interaction

PACS No. 12

مقدمه

برهمکنش بین یک مزون افسون و یک نوکلئون، زمینه‌ی پژوهشی فعال برای مطالعه‌ی خاصیت‌های ماده‌ی هادرونی افسون می‌باشد. برهمکنش بین مزون و باریون از طریق نیروی باقیمانده برهمکنش قوی (نیروی هسته‌ای) منجر به به تشکیل حالت‌های مولکولی مقید و تشدیدی معروف به حالت‌های جدید XYZ می‌شود[۱]. حضور هادرون‌های سنگین(شامل کوارک افسون و ته) به صورت ناخالصی درون ماده‌ی هسته‌ای و یا کوارکی منجر به رخ دادن اثری معروف به اثر کندو می‌شود [۲و۳] . اثر کندو باعث تغییر درخواص ترمودینامیکی ماده کوارکی بوسیله‌ی تبدیل برهمکنش ضعیف در مقیاس انرژی های بالا به برهمکنش قوی در مقیاس انرژی پایین درون ماده می‌شود. به بیان دقیق‌تر، اثر کندو ناشی از حضور باریونهای $\Sigma_c\left(\Sigma^*_c\right)$ و مزونهای $\overline{D_s}\left(\overline{D}\right)$ به عنوان ناخالصی‌های سنگین در ماده‌ی هسته‌ای محاسبه شده است [٤] که در آنجا مبادله‌ی اسپینی و یا ایزواسپینی برهمکنش غیرآبلی مرتبط با اثر کندو را فراهم می‌کرده است. بنابراین در نظر گرفتن حالت‌های همیوغ بار

این ذرات یعنی مزون‌های D_S و D نیز لازم است، بدین منظور نیاز است که یک کانال اضافی جدید $D_SN \to K\Lambda_C$ در نظر گرفت [۲]. بنابرین ما برهمکنش این ذرات در این کانال با استفاده از اصل اول برهمکنش کوانتوم کرومودینامیکی بررسی خواهیم کرد[۵] (در اصل اینکار خلاصه‌ای از مرجع [۵] است که برای این کنفرانس آماده شده بود).

در اینجا ناحیه غیرکشسان برای پراکندگی pD_s با استفاده از روش کانال جفت‌شده هل. کیو. سی. دی. $(HALQCD)$ در نظر گرفته‌شده است. مشاهده‌پذیرهای پراکندگی مانند جابجایی فاز D_sN و $\Lambda_c K$ با تمرکز بر موج-S برهمکنش $\Lambda_c K^+ - pD_s$ از پتانسیل‌های استخراج شده در حجم بی‌نهایت محاسبه شده‌اند.

روش کانال جفت‌شده هل. کیو. سی. دی.

در این قسمت روش کانال جفت‌شده $HALQCD$ به اختصار بیان خواهد شد، برای جزئیات بیشتر به مرجع‌های [٦و۵] مراجعه کنید. کمیت اصلی در این روش تابع موج نامبو-بسه-سالپیتر (NBS) می‌باشد کا اطلاعات دامنه‌ی پراکندگی در رفتار مجانبی آن نهفته شده است. تابع موج NBS برهمکنش باریون-مزون در زمان اقلیدسی t با انرژی کل W به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$\Psi_C^{(W)}(\vec{r})\,e^{-Wt} = \frac{1}{\sqrt{Z_{C_1}}\sqrt{Z_{C_2}}}\sum_{\vec{x}}\left\langle 0\left|B_{C_1}(\vec{r}+\vec{x},t)\phi_{C_2}(\vec{x},t)\right|W\right\rangle, \qquad (1)$$

اندیس C نشان‌دهنده‌ی کانال $(C=\Lambda_c K^+, pD_s)$ و $B_C(\phi_C)$ عملگر اینترپلاتر موضعی[1] برای باریون (مزون) C_i با ضریب بهنجارش مربوطه Z_{C_i} است. $\langle W|$ توصیف کننده‌ی حالت ورودی مجانبی[2] کوانتوم کرومودینامیک با انرژی کل W است. از تابع موج NBS، پتانسیل‌های غیرموضعی مستقل با استفاده از معادلات شرودینگر جفت-شده به صورت زیر، تعریف می‌شود،

$$\left[E_C-(H_0)_C\right]\Psi_C^{(W)}(\vec{r}) = \sum_{C'}\int d^3\vec{r}\,'\,U_C^{C'}\left(\vec{r},\vec{r}\,'\right)\Psi_{C'}^{(W)}\left(\vec{r}\,'\right), \qquad (2)$$

که در آن $(H_0)_C = -\nabla^2/2\mu_C$ با جرم کاهش‌یافته $\mu_C = m_{C_1}m_{C_2}/\left(m_{C_1}+m_{C_2}\right)$ و $E_C = k_C^2/2\mu_C$ است. تکانه نسبی k_C از طریق انرژی کل $W=\sqrt{k_C^2+m_{C_1}}+\sqrt{k_C^2+m_{C_2}}$ تعریف می‌شود.

طبق تعریف، پتانسیل غیرموضعی $U\left(\vec{r},\vec{r}\,'\right)$ در S-ماتریس کوانتوم کرومودینامیک صدق می‌کند مگر اینکه کانال جدیدی باز باشد. چون پتانسیل‌ها غیرموضعی هستند برای بکار بردن آن‌ها بسط مشتقی زیر معرفی میگردد،

$$U\left(\vec{r},\vec{r}\,'\right) = \left(V_{LO}(\vec{r})+V_{NLO}(\vec{r})+\ldots\right)\delta\left(\vec{r},\vec{r}\,'\right), \qquad (3)$$

که جمله‌ی N^nLO در آن $\mathcal{O}\left(\vec{\nabla}^n\right)$ است. ماتریس پتانسیلی پیشتاز با استفاده از توابع موج NBS به‌صورت زیر بدست آورده می‌شود،

$$\begin{pmatrix} V_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+} & V_{\Lambda_cK^+}^{pD_s} \\ V_{pD_s}^{\Lambda_cK^+} & V_{pD_s}^{pD_s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{\Lambda_cK^+}^{W_1} & K_{\Lambda_cK^+}^{W_2} \\ K_{pD_s}^{W_1} & K_{pD_s}^{W_2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \Psi_{\Lambda_cK^+}^{W_1} & \Psi_{\Lambda_cK^+}^{W_2} \\ \Psi_{pD_s}^{W_1} & \Psi_{pD_s}^{W_2} \end{pmatrix}^{-1}. \qquad (4)$$

که در آن $K_C^W(\vec{r}) = \left[E_C-(H_0)_C\right]\Psi_C^{(W)}(\vec{r})$ است. در کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای، توابع موج NBS از تابع کرلتور چهار نقطه-ای باریون-مزون[3] بصورت زیر، استخراج می‌شود،

$$\begin{aligned} G_C^{C'}(\vec{r},t-t_0) &= \sum_{\vec{x}}\left\langle 0\left|B_{C_1}(\vec{r}+\vec{x},t)\phi_{C_2}(\vec{x},t)\overline{\mathfrak{I}}^{C'}(t_0)\right|0\right\rangle \\ &= \sum_n\sqrt{Z_{C_1}}\sqrt{Z_{C_2}}\Psi_C^{(W_n)}(\vec{r})\,e^{-W_n(t-t_0)}A_n^{C'}+\ldots, \end{aligned} \qquad (5)$$

که در آن $A_n^{C'} = \left\langle W_n\left|\overline{\mathfrak{I}}^{C'}(t_0)\right|0\right\rangle$ ثابت است و $\overline{\mathfrak{I}}^{C'}(t_0)$ نشان‌دهنده‌ی عملگر چشمه مربوط به C' است، که حالت‌های باریونی-مزونی خلق می‌کند. علامت سه نقطه سهم‌های غیرکشسان که از کانال‌های بالاتر از C و C' ناشی می‌شود را نشان می‌دهد. در حقیقت در زمان‌های نسبتاً بزرگ، تابع کرلتور چهار نقطه‌ای توسط توابع موج NBS مربوط به حالت‌های پایه چیره می‌شود.

استخراج حالتهای پایه سختی‌ها و پیچیدگی‌هایی دارد که در مرجع [۷] معرفی شده و روش غلبه بر این مشکل توضیح داده شده است. تابع کرلتور چهار نقطه‌ای بهنجارش باریون-مزون زیر را در نظر بگیرید،

$$R_C^{C'}(\vec{r},t-t_0) \equiv G_C^{C'}(\vec{r},t-t_0)/\exp\left[-\left(m_{C_1}+m_{C_2}\right)(t-t_0)\right], \qquad (6)$$

[1] local interpolating operator
[2] asymptotic in-state
[3] baryon-meson four-point correlation function

در زمان‌های نسبتاً بزرگ $t-t_0$ جایی‌که سهم‌های غیرکشسان از کانال‌هایی غیر از $\Lambda_c K^+$ و pD_S قابل چشم‌پوشی است، رابطه قبل در رابطه‌ی زیر صدق می‌کند،

$$\left[\left(\frac{1+3\delta_C^2}{8\mu_C}\right)\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\frac{\partial}{\partial t}-(H_0)_C\right]R_C^{C'}\left(\vec r,t-t_0\right)=\sum_{C''}\int d^3\vec r'\,\Delta_C^{C''}U_C^{C''}\left(\vec r,\vec r'\right)R_{C''}^{C'}\left(\vec r',t-t_0\right), \qquad (۷)$$

$$\begin{aligned}\delta_C &= \left(m_{C_1}-m_{C_1}\right)/\left(m_{C_1}+m_{C_1}\right),\\ \Delta_C^{C''} &= \sqrt{\left(Z_{C_1}Z_{C_2}\right)/\left(Z_{C_1''}Z_{C_2''}\right)}\exp\left[-\left(m_{C_1''}+m_{C_2''}-m_{C_1}-m_{C_2}\right)(t-t_0)\right].\end{aligned} \qquad (۸)$$

سرانجام ماتریس پتانسیل تا مرتبه‌ی اول در بسط مشتقی، به‌صورت زیر خواهد بود،

$$\begin{pmatrix}\tilde V_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+}(\vec r) & \tilde V_{\Lambda_cK^+}^{pD_s}(\vec r)\\ \tilde V_{pD_s}^{\Lambda_cK^+}(\vec r) & \tilde V_{pD_s}^{pD_s}(\vec r)\end{pmatrix}=$$
$$\begin{pmatrix}\mathcal{K}_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+}(\vec r,t-t_0) & \mathcal{K}_{\Lambda_cK^+}^{pD_s}(\vec r,t-t_0)\\ \mathcal{K}_{pD_s}^{\Lambda_cK^+}(\vec r,t-t_0) & \mathcal{K}_{pD_s}^{pD_s}(\vec r,t-t_0)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}R_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+}(\vec r,t-t_0) & R_{\Lambda_cK^+}^{pD_s}(\vec r,t-t_0)\\ R_{pD_s}^{\Lambda_cK^+}(\vec r,t-t_0) & R_{pD_s}^{pD_s}(\vec r,t-t_0)\end{pmatrix}^{-1}, \qquad (۹)$$

که $\tilde V_C^{C'}(\vec r)=\Delta_C^{C'}V_C^{C'}(\vec r)$ و $\mathcal{K}_C^{C'}(\vec r,t-t_0)$ معادل با سمت راست رابطه‌ی (۷) است.

مشخصات شبکه

در شبیه‌سازی از پیکربندی‌های پیمانه‌ای QCD کامل با سه–طعم که توسط گروه $CP\text{-}PACS$ و $JLQCD$ [۸] بهمراه کنش کوارکی ویلسون غیراختلالی بهبودیافته–$\mathcal{O}(a)$ در $\beta=6/g^2=1.83$ تولید شده، استفاده شده است. β متناظر با طول شبکه a=0.1209 فرمی و ابعاد شبکه $L^3\times T=16^3\times 32$ می‌باشد. هاپینگ پارامترهای[۴] مربوطه با تقارنی SU(3) طعم عبارتنداز: $\kappa_{u,d}=\kappa_s=0.13710$ و برای کوارک افسون $\kappa_c=0.12240$ است.

عملگرهای کرلتور موضعی برای باریون‌های p و Λ_C بصورت $B_\alpha(x)=\varepsilon_{ijk}\left[q_i^T(x)C\gamma_5q_j(x)\right]q_{k,\alpha}(x)$, و برای مزون به صورت $\phi(x)=\bar q(x)\gamma_5q(x)$, در نظر گرفته شده است. در اینجا $x=(\vec x,t)$ و i,j,k اندیسهای رنگ هستند. C ماتریس همیوغ بار است، و $q=u,d,s,c$ به‌ترتیب نشان‌دهنده عملگرهای کوارکی برای کوارک‌های بالا، پایین، شگفت و افسون است. ساختار طعم ذرات عبارتنداز: $p=[ud]u$, ، $\Lambda_c^+=\frac{1}{\sqrt6}\left([cd]u+[uc]d-2[du]c\right)$ ، $K^+=u\bar s$ و $D_S^+=c\bar s$.

[۴] hopping parameters

نتایج عددی

ماتریس پتانسیل کانال جفت‌شده $\Lambda_cK^+-pD_s$ در موج–S در شکل۱ نشان داده شده است.

جدول۱–جرم‌های مؤثر محاسبه‌شده‌ی هادرون‌ها در واحد MeV. عدد درون پرانتز، نشان‌دهنده‌ی خطای آماری می‌باشد.

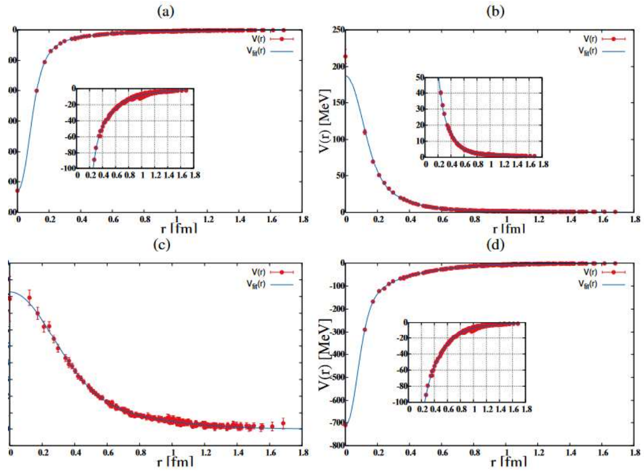
هادرون	برد برازش	جرم
π	6-10	872(3)
K	5-10	910(1)
p	7-12	1810(3)
D_s	7-11	1825(1)
Λ_c	8-12	2583(9)

طبق این شکل عناصر قطری ماتریس پتانسیل $V_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+}$ و $V_{pD_s}^{pD_s}$ در تمامی فاصله‌ها رفتار جاذبه‌ای بدون مغز دافعه دارند. بویژه رفتار جاذبه‌ای عنصر $V_{pD_s}^{pD_s}$ از عنصر $V_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+}$ در فاصله‌های کوتاه ($r<0.5\,fm$) بیشتر است. تمامی این پتانسیل‌ها در فاصله‌ی $r>1\,fm$ از بین می‌روند. به‌علاوه در شکل۲ عناصر غیرقطری ماتریس پتانسیل تقریباً اختلاف زیادی دارند که این نشان می‌دهد خاصیت هرمیتی برهمکنش تا حدود زیادی نقض شده است.

مشاهده‌پذیرهای فیزیکی مانند جابجایی فاز با حل معادله جفت‌شده شرودینگر با استفاده از پتانسیل ماتریسی برازش‌شده بدست آمده، می‌توان حســـاب کرد و ماتریس–S مربوطه از رفتار مجانبی توابع موج اســـتخراج کرد. ما از تعریف قراردادی جابجایی فاز کانال‌های جفت شده در مرجع [۸] استفاده کرده‌ایم،

$$\begin{pmatrix}S_{\Lambda_cK^+}^{\Lambda_cK^+} & S_{\Lambda_cK^+}^{pD_s}\\ S_{pD_s}^{\Lambda_cK^+} & S_{pD_s}^{pD_s}\end{pmatrix}=$$
$$\begin{pmatrix}e^{i\bar\delta_{\Lambda_cK^+}} & 0\\ 0 & e^{i\bar\delta_{pD_s}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\cos2\bar\epsilon & i\sin2\bar\epsilon\\ i\sin2\bar\epsilon & \cos2\bar\epsilon\end{pmatrix}\begin{pmatrix}e^{i\bar\delta_{\Lambda_cK^+}} & 0\\ 0 & e^{i\bar\delta_{pD_s}}\end{pmatrix}, \qquad (۱۰)$$

که $\bar{\delta}$ جابجایی فاز متوسط و $\bar{\epsilon}$ زاویه‌ی ترکیب نامیده می‌شود.

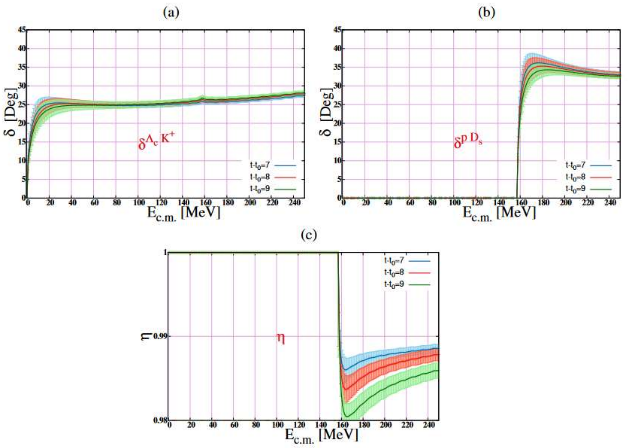


شکل۱–عناصر ماتریس پتانسیل. شکل (a,b,c) و (d) به ترتیب پتانسیل‌های $\Lambda_cK^+\to\Lambda_cK^+, \Lambda_cK^+\to pD_s, pD_s\to\Lambda_cK^+$ و $pD_s\to pD_s$ نشان می‌دهند. خط پیوسته حاصل تابع برازش‌شده است.

در شکل۲ جابجایی فاز موج– S مربوط به Λ_cK^+ (a) ، pD_s (b) و در پنل (c) اینالاستیسیتی[5] پراکندگی که طبق $\eta=\left|S^{\Lambda_cK^+}_{\Lambda_cK^+}\right|=|\cos 2\bar{\epsilon}|$ تعریف می‌شود بر حسب انرژی آستانه Λ_cK^+ در زمان $t-t_0=7$ (آبی)، 8 (قرمز) و 9 (سبز) نشان داده شده است.

نتیجه گیری

از شکل ۱ دیده می‌شود که خاصیت هرمیتی تا حدود زیادی نقض شده است چرا که عنصرهای غیرقطری ماتریس پتانسیل $\left(\Lambda_cK^+\to pD_s, pD_s\to\Lambda_cK^+\right)$ با هم خیلی متفاوتند. طبق شکل۲ جابجایی فاز برای هر دو عنصر قطری برهمکنش از نوع جاذبه است ولی آنقدر قوی نیست که حالت مقید یا تشدیدی تشکیل شود. همچنین از پنل (c) در همین شکل۲ دیده می‌شود که اینالاستیستی تقریباً ناچیز است این بدان معنی است که احتمال گذار بین Λ_cK^+ و pD_s کوچک است و می‌توان با تقریب خوبی این دو کانال را بصورت مستقل در نظر گرفت، یا به عبارت دیگر کمیت های پراکندگی را برای هر کانال به طور مستقل می‌توان حساب کرد. اختلاف جرم حدود $150\ MeV$ بین این دو کانال می‌تواند این اثر مستقل بودن را تا حدودی توجیح کند. بمنظور نتیجه‌گیری قطعی‌تر باید در آینده همین محاسبات با در جرم فیزیکی مزون پی انجام شود و همچنین سهم کانال‌های بالاتر مثل pD_s^* را نیز در نظر گرفت.



شکل۲–جابجایی فاز برای Λ_cK^+ در پنل (a) و برای pD_s در پنل (b) و همچنین ضریب اینالستیسیتی در پنل (c) نشان داده شده است. در شکل سایه‌ها نشان‌دهنده‌ی خطاهای آماری هستند.

مرجع‌ها

[۱] N. Brambilla et al., “The XYZ states: Experimental and theoretical status and perspectives”, *Phys. Rep*. **873**, 1 (2020).

[۲] S. Yasui and K. Sudoh, "Heavy-quark dynamics for charm and bottom flavor on the fermi surface at zero temperature", *Phys. Rev. C* **88**, 015201 (2013).

[۳] D. Suenaga et al.," Heavy-quark spin polarization induced by the kondo effect in a magnetic field", *Phys. Rev. D* **105**, 074028 (2022).

[٤] Y. Yamaguchi, S. Yasui, and A. Hosaka, “Open charm and bottom meson-nucleon potentials`a la the nuclear force", *Phys. Rev. D* **106**, 094001 (2022).

[٥] F. Etminan et al," $\Lambda_cK^+-pD_s$ Interaction in Flavor SU(3) Limit of Lattice QCD”, arXiv-2311.02569 (2023).

[٦] S. Aoki et al. " Construction of energy-independent potentials above inelastic thresholds in quantum field theories", *Phys. Rev. D* **87**, 034512 (2013).

[٧] N. Ishii et al., "Hadron–hadron interactions from imaginary-time Nambu–Bethe–Salpeter wave function on the lattice", *Phys. Lett. B* **712**, 437 (2012).

[٧] CP-PACS/JLQCD Collaborations, Available at https://www.jldg.org/ildg-data/CPPACS+JLQCDconfig.html.

[٨] H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis, and N. Metropolis, "Phase-Shift Analysis of 310-Mev Proton-Proton Scattering Experiments", *Phys. Rev.* **105**, 302 (1957).

[5] Inelasticity

تعیین پارامتر ناجابجایی در فرایند تولید هادرون از نابودی زوج

اکرامی نسب، وحید؛ موسوی نژاد، سید محمد

دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، یزد

چکیده

تاکنون فرایندهای متفاوتی در مدل استاندارد ناجابجایی مطالعه شده و حدود مختلفی برای پارامتر ناجابجایی تعیین شده است. در این مقاله، برای اولین بار، به بررسی فرآیند تولید هادرون از نابودی زوج در مدل استاندارد ناجابجایی تا مرتبه چهارم پارامتر ناجابجایی ($\boldsymbol{\Theta^{\mu\nu}}$) خواهیم پرداخت و با داشتن دادههای آزمایشگاهی حد پایینی برای مقیاس ناجابجایی (Λ_{NC}) تعیین خواهیم کرد.

Determination of noncommutative parameter through pair annihilation process

Ekrami Nasab, Vahid ;Moosavi Nejad, S. Mohammad

Faculty of physics, Yazd University, Yazd

Abstract

Different processes have been yet studied in the noncommutative standard model (NCSM) and various limits on the scale of noncommutative parameter has been determined. In the present work we, for the first time, investigate the hadron production process through pair annihilation in the NCSM to the second-order of noncommutative parameter ($\Theta^{\mu\nu}$) and depend on the experimental data we determine a low limit for the NC scale.

مقدمه

با وجود موفقیت‌های چشم‌گیر مدل استاندارد، هنوز مسائل زیادی مانند منشاء ماده و انرژی تاریک، تقارن ماده–پادماده و غیره وجود دارد که این مدل جواب قانع کننده‌ای برای آن‌ها ندارد و لذا مدل استاندارد مدل کامل یا به عبارتی مدل همه چیز نیست. در دهه‌های گذشته ایده‌ها و نظریه‌های متفاوتی برای حل این نارسائی‌ها معرفی شده‌اند که شامل ارائه مدل‌های جدید و یا اصلاح نظریه‌های موجود بوده است. در میان ایده‌های متفاوت، ایده ناجابجایی فضا–زمان مورد توجه زیادی قرار گرفته است که در این پژوهش به آن خواهیم پرداخت.

یکی از اصول بنیادی در مکانیک کوانتومی معمول آن است که مختصات فضا–زمان با یکدیگر جابجا می‌شوند ($\left[x^{\mu},x^{\nu}\right]=0$) اما ایده‌ی امکان عدم جابجایی مختصات فضا–زمان اولین بار توسط هایزنبرگ مطرح شد و در ادامه، نظریه‌ی فضا–زمان ناجابجایی وارد عرصه فیزیک شد. مطابق با این نظریه، رابطه‌ی جابجایی بین مختصات فضا–زمان بصورت:

$$\left[x^{\mu},x^{\nu}\right]=i\Theta^{\mu\nu} \qquad (۱)$$

بیان می‌شود که در آن $\Theta^{\mu\nu}$ تانسوری حقیقی و پادمتقارن بوده و دارای بعد مربع طول است وعموماً به صورت $\Theta^{\mu\nu}=\frac{c^{\mu\nu}}{\Lambda_{NC}^{۲}}$ بیان می‌شود. در اینجا پارامتر Λ_{NC} مشخصه مقیاس انرژی ناجابجایی بوده و تانسور $c^{\mu\nu}$ همان خواص تانسور $\Theta^{\mu\nu}$ را دارد. با در نظر گرفتن مطالعات تئوری و تجربی تاکنون محدوده‌هایی برای پارامتر Λ_{NC} تعیین شده است. در این کار قصد داریم برای اولین بار با در نظرگرفتن داده‌های آزمایشگاهی مربوط به سطح مقطع پراکندگی الکترون–پوزیترون در تولید هادرون حدی برای این پارامتر در پایین‌ترین مرتبه اختلال تعیین نماییم.

فضای ناجابجایی

به طور مرسوم، در نظریه میدان‌های کوانتومی برای رفتن از فضای معمول به فضای ناجابجایی همه میدان‌های معمولی را با میدان‌های ناجابجایی و همچنین ضرب‌های معمول میدان را با ضرب ستاره‌ای * (ضرب مویال–ویل) جایگزین می‌کنیم [۱]. بازنویسی

نظریه‌ی میدان در فضا–زمان ناجابجایی ویژگی‌های جدیدی از جمله حضور فرایندهایی که در مدل استاندارد معمولی غیرمجاز هستند و همچنین تصحیح راس‌های موجود در مدل استاندارد را به دنبال دارد. به عنوان یک مثال کاربردی در کارمان، عامل راس فاینمن در نظریه QED برای راس $f(p_{in})-f(p_{out})-\gamma(k)$ تا مرتبه $O(\Theta^{2})$ به صورت زیر اصلاح می‌شود [۲]:

$$ie\gamma_{\mu}\rightarrow ie\{\gamma_{\mu}+V_{\mu}^{(1)}(p_{in},k,p_{out})+V_{\mu}^{(2)}(p_{in},k,p_{out})+O(\Theta^{4})\} \quad (۲)$$

که در آن:

$$V_{\mu}^{(1)}=\frac{i}{2}\{((k\Theta)_{\mu}\not{p}_{in}-(p_{in}\Theta)_{\mu}\not{k}-(k\cdot\Theta\cdot p_{in})\gamma_{\mu}\}$$
$$V_{\mu}^{(2)}=\frac{1}{8}(k\cdot\Theta\cdot p_{in})\{((k\Theta)_{\mu}\not{p}_{in}-(p_{in}\Theta)_{\mu}\not{k}-(k\cdot\Theta\cdot p_{in})\gamma_{\mu}\} \quad (۳)$$

در اینجا p_{in} و p_{out} تکانه‌های ورودی و خروجی فرمیون‌ها هستند که در قانون پایستگی $p_{in}+k=p_{out}$ صدق می‌کنند. همچنین عامل راس فاینمن در برهمکنش‌های ضعیف $f(p_{in})-f(p_{out})-Z(k)$ با جایگزینی $e\rightarrow\frac{-g_W}{2\cos\theta_W}$ و $\gamma_{\mu}\rightarrow\gamma_{\mu}(g_V-g_A\gamma_5)$ در رابطه فوق به دست می‌آیند که در اینجا $g_A=-\frac{1}{2}$ ، $g_V=2\sin^{2}\theta_W-\frac{1}{2}$ و θ_W زاویه‌ی واینبرگ است ($\sin^{2}\theta_W=0.23122\pm0.00015$). ضمناً، عامل جفت شدگی ضعیف با ثابت فرمی بصورت $g_W^{2}=4\sqrt{2}m_W^{2}G_F$ مرتبط است [۳]. همچنین از تعاریف $A\cdot\Theta\cdot B=A_{\mu}\cdot\Theta^{\mu\nu}\cdot B_{\nu}=-B\cdot\Theta\cdot A$ و $A\cdot\Theta_{\mu}=A^{\nu}\cdot\Theta_{\nu\mu}$ در رابطه (۳) استفاده کرده‌ایم.

در ادامه، به مطالعه فرایند نابودی زوج در مدل استاندارد ناجابجایی به کمک رهیافت سایبرگ–ویتن [٤] می‌پردازیم.

تولید هادرون از نابودی زوج در مدل استاندارد

یکی از مباحث مهم در پدیده‌شناسی فیزیک ذرات شناسایی روش‌هایی است که در آن پارتون‌ها در برهم‌کنش‌های اصلی به صورت هادرون نهایی قابل مشاهده در می‌آیند. این پدیده در نظریهٔ دینامیک کوانتومی رنگ (QCD) به فرایند هادرونی‌شدن[۱] معروف است. نظریهٔ QCD برحسب کوارک‌ها و گلوئون‌ها فرمولبندی شده است در حالی که مشاهده‌پذیرهای آزمایشگاهی هادرون‌ها هستند. از آنجایی که در حال حاضر قادر به توصیف رژیم غیراختلالی نظریه QCD نیستیم لذا جهت استفاده از QCD در برهم کنش‌های هادرونی به یک روش کلی جهت جداسازی بخش اختلالی و غیراختلالی فرآیند هادرونی نیاز داریم. این جداسازی توسط قضیه جداسازی امکان‌پذیر است [۵]. از آنجائیکه هدف ما مطالعه فرایند نابودی زوج جهت تولید هادرون است به مطالعه جزئیات فرایند:

$$e^{-}e^{+}\rightarrow q\bar{q}\rightarrow M+Jets \quad (٤)$$

خواهیم پرداخت که در آن M هادرون خروجی مشاهده شده است. فرایند (٤) شامل دو بخش اختلالی و غیراختلالی است. بخش اختلالی آن شامل تولید زوج کوارک–پادکوارک از نابودی الکترون–پوزیترون است که سطح مقطع مربوطه (ضرایب ویلسون) بطور تحلیلی در نظریهٔ الکتروضعیف اختلالی قابل محاسبه است. امروزه این نتایج تا مرتبه سوم اختلال محاسبه شده‌اند [٦]. اما بخش دوم فرآیند که شامل تولید هادرون از کوارک (یا پادکوارک) است، بخش غیراختلالی فرآیند می‌باشد. مطابق با قضیه جداسازی برای سطح مقطع دیفرانسیلی فرایند(٤) داریم:

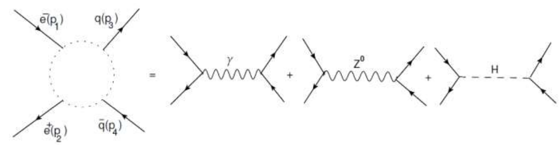
$$\frac{d\sigma_M}{dz}=\sum_{i}\int_{z}^{1}\frac{dy}{y}\frac{d\sigma^{e^{-}e^{+}\rightarrow q\bar{q}}}{dy}(y,\mu_R,\mu_F)D_i^{M}(\frac{z}{y},\mu_f) \quad (۵)$$

که در آن $i=g,u,\bar{u},...,b,\bar{b}$ بیانگر پارتون‌های فعال در فرایند هستند که تعداد آنها به انرژی برخورد وابسته است. همچنین در دستگاه مرکز جرم، متغیرهای $z=2E_M/\sqrt{s}$ و $y=2E_i/\sqrt{s}$، به ترتیب، بیانگر کسری از انرژی برخورد ($\sqrt{s}$) هستند که توسط هادرون M و پارتون i حمل می‌شوند ($0\leq(z,y)\leq1$). در رابطه (۵)، پارامترهای μ_R و μ_F مقیاس‌های بازبهنجارش و جداسازی هستند و توابع $D_i^{M}(x,\mu_f)$ بیانگر توابع ترکش غیراختلالی هستند که حاوی اطلاعاتی در مورد چگالی احتمال تولید هادرون M از پارتون اولیه i هستند. همچنین $x(=z/y)$ به کسری از انرژی پارتون اولیه اشاره دارد که توسط هادرون نهایی حمل می‌شود ($x=E_M/E_i$). در رابطه (۵)، ضرایب ویلسون $d\hat{\sigma}/dy$ بیانگر سطح مقطع دیفرانسیلی فرایند (٤) در سطح پارتونی هستند. از آن جائی که محاسبات خود را به پایین‌ترین مرتبه اختلال محدود می‌کنیم، برای فرایند:

---
[۱] Hadronization process

$$e^{-}(p_1)e^{+}(p_2)\to q(p_3)\bar{q}(p_4) \qquad (٦)$$

نمودارهای فاینمن مربوطه در شکل ۱ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱: نمودار فاینمن نابودی زوج در پایین‌ترین مرتبه اختلال

سطح مقطع دیفرانسیلی فرایند (٦) عبارت است از:

$$d\sigma^{LO}=\frac{|M|^2}{64\pi^2 s}\frac{p_3}{p_1}d\Omega\Rightarrow$$

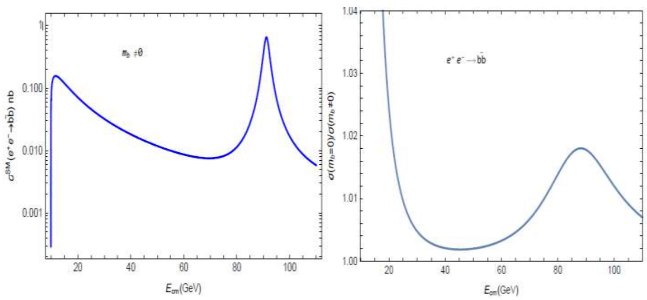
$$\sigma_0^{SM}\equiv\sigma^{LO}=\frac{\sqrt{1-\frac{4m_q^2}{s}}}{64\pi^2 s}\int_0^{2\pi}d\phi\int_{-1}^{1}|M|^2 d\cos\theta \qquad (٧)$$

که θ و ϕ زوایای پراکندگی هستند و دامنه بصورت $M=M_\gamma+$ M_Z+M_H (شکل ۱) نوشته می شود. به سادگی می‌توان نشان داد که نسبت $\frac{M_Z}{M_H}$ از مرتبه $\frac{m_e m_q(s-M_Z^2)}{m_Z^2(s-m_H^2)}$ است. اگر انرژی برخورد را در محدوده $\sqrt{s}\le m_Z$ در نظر بگیریم می‌توان از سهم نمودار هیگز صرف نظر کرد، لذا سطح مقطع کل برابر است با:

$$\sigma_0^{SM}\left(e^-e^{+}\text{™}\ q\bar{q}\right)=\frac{16\pi N_c e_q^2}{3}\sqrt{1-\frac{4m_q^2}{s}}\left(\frac{\alpha^2}{4s}\right)\{1+\frac{2m_q^2}{s}+\frac{\left(g_A^2+g_V^2\right)^2}{8\pi^2\alpha^2}$$
$$\times\frac{s^2G_F^2m_Z^4}{\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2}\times[1-\frac{2m_q^2}{s}(\frac{2g_A^2-g_V^2}{g_A^2+g_V^2})]+\frac{g_V^2}{\sqrt{2}\pi\alpha}\frac{G_F s m_Z^2\left(s-m_z^2\right)}{\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2}[1+\frac{2m_q^2}{s}]\} \qquad (٨)$$

که در رابطه فوق $N_c=3$ تعداد رنگ کوارکها و α ثابت ساختار ریز است. در بسیاری از محاسبات برای سادگی از جرم فرمیون‌ها صرف نظر می‌شود. در شکل ۲ سطح مقطع $e^-e^{+}\text{™}\ b\bar{b}$ را به ازای $m_b=4.9GeV$ رسم کرده‌ایم. جهت مقایسه، هم چنین نسبت $\frac{\sigma^{SM}(m_b=0)}{\sigma^{SM}(m_b\neq 0)}$ نیز رسم شده است. همان طور که دیده می‌شود در نواحی $\sqrt{s}=m_Z$ سطح مقطع به اندازه ۱.۸ درصد اصلاح می‌شود. لذا جهت محاسبات دقیق‌تر، در این کار از جرم کوارک b صرف نظر نخواهیم کرد.

در ادامه، به محاسبه دامنه گذار در نظریه ناجابجایی خواهیم پرداخت.



شکل ۲: نمودار چپ: $\sigma_0^{SM}(e^-e^+\to b\bar{b})$ به ازای $m_b\neq 0$ **در مقیاس لگاریتمی،**
نمودار راست: نسبت $\frac{\sigma^{SM}(m_b=0)}{\sigma^{SM}(m_b\neq 0)}$

تصحیحات ناجابجایی

جهت اعمال تصحیحات ناشی از جبر ناجابجایی، با در نظر گرفتن راس فرمیونی اصلاح شده (۲) سطح مقطع تولید هادرون (در واحد GeV^{-2}) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\sigma_0^{NCSM}\left(e^-e^{+}\text{™}\ q\bar{q}\right)=\frac{N_c e_q^2}{3}\sqrt{1-\frac{4m_q^2}{s}}\frac{\alpha^2G_F^2m_Z^4}{\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2}$$
$$(1+\frac{s^4}{5120\Lambda^8})\left(1+\frac{s^4}{9216\Lambda^8}\right)\times\{\frac{\left(g_A^2+g_V^2\right)^2}{2\pi\alpha^2}[3m_q^2\left(\frac{g_V^2-g_A^2}{g_A^2+g_V^2}\right)$$
$$+s-m_q^2]+(1+\frac{2m_q^2}{s})[\frac{4\pi}{sG_F^2m_Z^4}\left(\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2\right)-\frac{2\sqrt{2}g_V^2}{\alpha G_F}(1-\frac{s}{m_z^2})]\} \qquad (٩)$$

معادله تحلیلی فوق برای اولین بار محاسبه شده است و اگر $m_q=0$ در نظر گرفته شود، خواهیم داشت:

$$\sigma^{NCSM}\left(e^-e^{+}\text{™}\ q\bar{q}\right)=\frac{N_c e_q^2\alpha^2}{3}\frac{G_F^2m_Z^4}{\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2}(1+\frac{s^4}{5120\Lambda^8})\left(1+\frac{s^4}{9216\Lambda^8}\right)\times \qquad (١٠)$$
$$\{\frac{\left(g_A^2+g_V^2\right)^2 s}{2\pi\alpha^2}+[\frac{4\pi}{sG_F^2m_Z^4}\left(\left(s-m_z^2\right)^2+m_z^2\Gamma_z^2\right)-\frac{2\sqrt{2}g_V^2}{\alpha G_F}\left(1-\frac{s}{m_z^2}\right)]\}$$

که نتیجه فوق در تطابق کامل با سطح مقطع محاسبه شده در مدل استاندارد ناجابجایی در مرجع [۳] برای پراکندگی $e^-e^{+}\text{™}\ \mu^-\mu^+$ است اگر $N_c=1$ و $e_q^2=1$ در نظر گرفته شود. با داشتن معادله (۹) می توانیم سطح مقطع دیفرانسیلی در پایین‌ترین مرتبه را به صورت زیر بنویسیم:

$$\frac{d}{dy}\sigma^{NCSM}\left(e^-e^{+}\text{™}\ q\bar{q}\right)=\sigma_0^{NCSM}\delta\left(1-y\right) \qquad (١١)$$

با جایگذاری رابطه فوق در رابطه (۵) به معادله زیر می‌رسیم:

$$\frac{d\sigma_M}{dz}(e^-e^{+}\text{™}\ q\bar{q}\to M+jets)=2\sigma_0^{NCSM}\sum_q e_q^2 D_q^M(z,\mu_f) \qquad (١٢)$$

که فرض $D_q^M(z,\mu_f)=D_{\bar{q}}^{\bar{M}}(z,\mu_f)$ در نظر گرفته شده است. محصولات ابتدایی فرایند هادرونی شدن کوارک‌های باتم، مزون‌های B^+، B^0 و B_s^0 و همیوغ بارهایشان هستند که از ترکیب

کوارک b یا $\bar{b}$ با یکی از کوارک‌های سبک بوجود می‌آیند. از آن جایی که بیشترین احتمال تولید یک هادرون خاص از ترکش کوارک سازنده آن ناشی می‌شود لذا در فرایند $e^-e^+ \longrightarrow BX$ سهم اصلی ناشی از گذار $b \longrightarrow B$ است، پس رابطه‌ی (۱۲) برای فرایند $e^-e^+ \to q\bar{q} \to B + Jets$ به شکل:

$$\frac{d\sigma_B}{dz}(e^-e^+ \to B+X) \approx 2\sigma_\circ^{NCSM} e_b^2 D_b^B(z,\mu_f) \qquad (۱۳)$$

تقریب زده می‌شود که $e_b = -\frac{1}{3}$ است. برای سطح مقطع کل $e^-e^+ \longrightarrow BX$ داریم:

$$\sigma_B(e^-e^+ \to BX) \approx \frac{2}{9}\sigma_\circ^{NCSM} Br(b \to B) \qquad (۱٤)$$

که عبارت $Br(b \to B) = \int_0^1 dz D_b^B(z,\mu_f)$ معرف کسر انشعاب کوارک باتم است. در مرجع [۷] تابع ترکش $b \to B$ در مرتبه اول در مدل استاندارد و هم چنین مدل استاندارد ناجابجایی محاسبه شده است. با استفاده از داده های تجربی سطح مقطع تولید مزون-های B در نابودی زوج که توسط گروه‌های Belle و OPAL ارائه شده است [۹-۸]، می‌توانیم مقدار پارامتر ناجابجایی Λ_{NC} را که به عنوان پارامتری آزاد در معادله (۹) ظاهر شده است، برآورد کنیم. برای اندازه‌گیری این پارامتر سطح مقطع تولید هادرون در دو مقیاس انرژی $E_{com} =$ ۱۰.۵۲GeV و $E_{com} = m_Z$ را در نظر می‌گیریم که به ازای این مقادیر سطح مقاطع بیشینه است (شکل۲). در محدوده $E_{com} =$ ۱۰.۵۲GeV سطح مقطع ۳.۲۷ نانوبار گزارش شده است که با در نظر گرفتن معادله (۱٤) و هم چنین تبدیل $1GeV^{-2} = 0/389379\times10^{6}nb$ برای پارامتر ناجابجایی Λ_{NC} مقدار ۷٤٦ GeV را بدست می‌آوریم. به ازای انرژی برخورد $E_{com} = m_Z$ که برای آن سطح مقطع ٤۱.۷ نانوبار گزارش شده است، $\Lambda_{NC} =$ ۱۰۷۲GeV بدست می‌آید. چون سطح مقطع هادرونی در تقریب‌های مراتب بالاتر به صورت زیر برآورد می‌شود [۱۰]:

$$\frac{\sigma_{tot}}{\sigma_\circ}\left(e^-e^+ \to q\bar{q}\right) \approx 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.411\alpha_s^2 + \dots \qquad (۱۵)$$

پس با در نظر گرفتن سهم‌های تابشی مراتب بالاتر اختلال به حد $\Lambda_{NC} >$ ۱.۱۰TeV برای پارامتر ناجابجایی می‌رسیم.

نتیجه‌گیری

در سالیان اخیر، این ایده که در محدوده انرژی‌های بالا (از مرتبه ترا الکترون ولت) مختصات فضا–زمان جابجا نمی‌شوند توجه زیادی را به خود جلب کرده است. برای تائید این مدعا لازم است که کلیه فرایندهای ممکن که قابلیت راستی‌آزمایی در شتاب دهنده‌های کنونی و نسل آینده را دارند مورد مطالعه و بررسی قرار گیرند. به همین جهت در این کار در چارچوب مدل استاندارد ناجابجایی به مطالعه فرایند $e^-e^+ \longrightarrow (Z,\gamma) \to q\bar{q}$ در مرتبه اول اختلال پرداختیم و با در نظرگرفتن تابع ترکش $D_b^B(z,\mu_f)$ در چارچوب مدل استاندارد ناجابجایی سطح مقطع تولید مزون از نابودی زوج را محاسبه کردیم. با مقایسه نتیجه تئوری با داده‌های گروه‌های Belle و OPAL ، مقدار کمینه $\Lambda_{NC} >$ ۱.۱۰TeV را برای پارامتر ناجابجایی بدست آوردیم که همخوانی خوبی با نتایج حاصله از سایر محاسبات که فرایندهای متفاوتی را بررسی کرده اند، دارد.

مراجع

[۱] M.R. Douglas and N. Nekrasov, Rev. Mod. Phys. ۷۳, ۹۷۷ (۲۰۰۱).

[۲] A. Alboteanu et al., Phys. Rev. D ۷٦, ۱۰۵۰۱۸ (۲۰۰۷).

[۳] A. Prakash, A. Mitra and P. K. Das. $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$ scattering in the noncommutative standard model, Phys. Rev. D۸۲ (۲۰۱۰), ۰۵۵۰۲۰

[٤] N. Seiberg and E. Witten, J. High Energy Phys. ۰۹ (۱۹۹۹) ۰۳۲.

[٥] J.C. Collins, Phys. Rev. D ٥۸, ۰۹٤۰۰۲ (۱۹۹۸).

[٦] A. Mitov and S. Moch, Nucl. Phys. B۷٥۱, ۱۸ (۲۰۰٦).

[۷] S. M. Moosavi Nejad and E. Tajik, Heavy quark fragmentation function in the noncommutative Standard Model, Eur. Phys. J. A ٥٤ (۲۰۱۸) no.۱۰, ۱۷٤

[۸] G. Abbiendi et al. [OPAL], Inclusive analysis of the b quark fragmentation function in Z decays at LEP, Eur. Phys. J.C ۲۹ (۲۰۰۳), ٤٦۳-٤۷۸

[۹] R. Mizuk et al. [Belle], Measurement of the energy dependence of the e^-e^+,$B\bar{B}$,$B\overline{B^*}$,$B^*\overline{B^*}$ exclusive cross sections, JHEP ۰٦ (۲۰۲۱), ۱۳۷

[۱۰] K. G. Chetyrkin, A. L. Kataev and F. V. Tkachov, Higher Order Corrections to Sigma-t (e+ e- |> Hadrons) in Quantum Chromodynamics, Phys. Lett. B ۸٥ (۱۹۷۹), ۲۷۷-۲۷۹

محاسبه نرخ واپاشی نیمه‌لپتونی باریون‌های سنگین باتم به چارم

اکرامی نسب، وحید ؛ موسوی نژاد، سید محمد؛ آرمات، آیدا

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

چکیده

واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین از جمله موضوعاتی است که به کمک آن می‌توان ساختار داخلی هادرون‌های سنگین را مطالعه نمود. برای مطالعه واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین از مدل کوارک-دی کوارک که رهیافت مناسبی برای مطالعه سیستم‌های بیش از دو جسم است، استفاده می‌کنیم. در این مدل، ساختار باریون‌ها به جای سه کوارک معمول به صورت زوج کوارک-دی کوارک در نظر گرفته می‌شود. به کمک این مدل ابتدا تابع موج و ویژه مقدار انرژی حالت پایه را از طریق معادله بثه-سالپیتر تعیین می‌کنیم و سپس واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین را مطالعه می‌کنیم. نتایج را با نتایج سایر گروه‌های معتبر مقایسه خواهیم کرد.

Calculation of semileptonic decay rate of bottom to charmed heavy baryons

Ekraminasab, Vahid; Moosavi Nejad, S. Mohammad; Armat, Aida

Faculty of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract

The semi-leptonic decay of heavy baryons is one of the subjects that can be used to study the internal structure of hadrons containing a heavy quark. To study the semileptonic decay, we use the quark-diquark model suitable for systems including more than two objects. Through this model, we consider a pair of quark-diquark in the structure of baryons instead of three constituent quarks. Using this model, we first determine the wave function and eigenvalues of bound states through the Bethe-Salpeter equation and then study the semileptonic decay of heavy baryons. Our results will be compared with the ones from other groups.

PACS No.13

مقدمه

مطالعه باریون‌ها به عنوان هادرونهایی با ساختار سه طعم کوارک بسیار پیچیده‌تر از مزون‌ها است. تاکنون پیشرفت‌های تجربی قابل توجهی در مطالعه طیف سنجی باریون‌ها صورت گرفته است [۱]. تا سال ۲۰۰٤، تعداد باریون‌های چارم و باتم مشاهده شده تقریباً دو برابر شد و اکنون تقریباً تعداد مزون‌ها و باریون‌های چارم و باتم شناخته شده برابر است. مشاهدات باریون‌های چارم عمدتاً در آشکارسازهایی همچون LHCb انجام شد، در حالی که باریون-های باتم اغلب در شتابدهنده تواترون کشف شدند. باریون‌های چارم و باتم به دلیل ترکیب کوارک‌های سبک و سنگین یک آزمایشگاه منحصر به فرد برای مطالعه برهم کنشهای قوی شناخته می‌شوند. بیشتر حالت‌های برانگیخته باریون‌های سنگین به‌طور تجربی شناخته نشده‌اند و معمولاً براساس پیش‌بینی‌های مدل کوارک تعیین شده و می‌شوند [۱]. بررسی خواص و ویژگی‌های هادرون‌های حاوی کوارک‌های سنگین برای درک دینامیک QCD در مقیاس هادرونیک بسیار جالب است. برخی از این ویژگی‌ها عبارتند از انرژی، جرم، نرخ واپاشی و گشتاورمغناطیسی. به عنوان مثال در مرجع [۲] جرم حالات برانگیخته باریون‌ها در سیستم کوارک-دی کوارک مطالعه شده است و در مرجع [۳] گشتاورمغناطیسی باریون‌ها در مدل کوارکی با در نظر گرفتن سیستم سه جسمی به دست آمده است. ما در این کار، به مطالعه واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین پرداخته و نرخ واپاشی را تعیین می‌کنیم. در سال‌های اخیر پیشرفت‌های تجربی قابل توجهی در مطالعه واپاشی ضعیف باریون‌های سنگین رخ داده است. در این شرایط، واپاشی نیمه لپتونی باریون‌ها دارای یک عامل شکل بندی[۱]

[۱] Form factor

است که به تابع Isgur-Wise معروف است [٤]. محاسبه IWF، به طور کلی، اطلاعاتی در مورد کسر انشعاب، پهنای واپاشی و عناصر ماتریس CKM در اختیار ما قرار می‌دهد [٥].

برای محاسبه نرخ واپاشی نیمه لپتونی باریون‌ها نیاز به داشتن تابع موج آن‌ها می‌باشد. برای به‌دست آوردن تابع موج باریون‌ها، آن‌ها را به‌صورت ساختار کوارک–دی‌کوارک در نظر می‌گیریم و از معادله بثه–سالپیتر در حضور پتانسیل یوکاوا استفاده می‌کنیم. نتایج به دست آمده را با مراجع معتبر دیگر مقایسه خواهیم کرد.

نتایج تحلیلی

کانال واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های باتم به چارم، به عنوان منبع مهمی از اطلاعات در مورد ساختار داخلی هادرون‌های حاوی یک کوارک سنگین شناخته می‌شود. برای محاسبه نرخ واپاشی نیمه لپتونی باریون باتم به چارم (مثلا گذار $m_{\Xi_b} \to m_{\Xi_c}$) از رابطه زیراستفاده می‌شود [٦]:

$$\Gamma = \frac{2}{3} m^4_{\Xi_c} m_{\Xi_b} \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 Br(\Xi_c^+ \to ab)$$
$$\times \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \xi^2(\omega)\sqrt{\omega^2-1}\left(3\omega\left(\frac{m_{\Xi_b}}{m_{\Xi_c}}+\frac{m_{\Xi_c}}{m_{\Xi_b}}\right)-2-4\omega^2\right)d\omega \qquad (1)$$

که $\omega = v.v'$ سرعت انتقالی و v و v' چار–بردار سرعت حالت اولیه و نهایی باریون‌ها می‌باشند. سایر کمیت‌ها عبارتند از: $\omega_{min} = 1$، $|V_{cb}| = 0.041$، $G_F = 1.16639\times 10^{-5}\, GeV^{-2}$ و $\omega_{max} = \left(m^2_{\Xi_b} + m^2_{\Xi_c} - m^2_e\right)/2m_{\Xi_b}m_{\Xi_c}$. همچنین کمیت $Br(\Xi_c^+ \to ab)$ معرف کسر انشعاب برای واپاشی Ξ_c^+ است. در رابطه (١) کمیت $\xi(\omega)$ عامل شکل یا تابع Isgur-Wise است که به صورت زیر بیان می‌باشد [٤]:

$$\xi(\omega) = 1 - \rho^2(\omega - 1) + c(\omega - 1)^2 + \cdots \qquad (2)$$

در اینجا ρ^2 میزان انحراف از تابع Isgur-Wise است که ρ^2 و c به صورت زیر تعریف می‌شوند [٦]:

$$\rho^2 = 4\pi\mu^2 \int_0^\infty r^4 |\psi(r)|^2 dr, \qquad (3a)$$

$$c = \frac{2}{3}\pi\mu^4 \int_0^\infty r^6 |\psi(r)|^2 dr \qquad (3b)$$

در رابطه فوق، μ جرم کاهش یافته سیستم است.

برای محاسبه نرخ واپاشی نیمه لپتونی نیاز داریم که تابع موج باریون‌ها را داشته باشیم. برای اینکار از معادله دیفرانسیلی نیمه نسبیتی بثه–سالپیتر استفاده می‌کنیم. این معادله موج، در مختصات کروی به صورت زیر بیان می‌شود [٧]:

$$\psi''(r) + \frac{2}{r}\psi'(r) + \{-\frac{\ell(1+\ell)}{r^2} - 2\mu V(r) + 2\mu E_{n,\ell}$$
$$+\frac{\mu[E_{n,\ell} - V(r)]^2 (m_1 m_2 - 3\mu^2)(m_1 + m_2)}{m_1^2 m_2^2}\}\psi(r) = 0. \qquad (4)$$

که در آن $E_{n,\ell}$ ویژه مقدار انرژی، $\psi(r)$ تابع موج و m_1 و m_2 جرم کوارک و دی کوارک موجود در باریون می‌باشند (دی کوراک، سیستم دو کوارکی رنگی است). همچنین $V(r)$ پتانسیل برهم‌کنشی بین کوارک و دی کوارک است که آن را به صورت پتانسیل یوکاوا در نظر می‌گیریم [٨]:

$$V(r) = -\zeta \frac{e^{-wr}}{r} \qquad (5)$$

که در آن: $\zeta = 0.7 MeV.fm$ و $w = 10^{-3}\, fm^{-1}$.

برای حل معادله دیفرانسیل (٤)، تابع موج را به صورت $\psi(r) = \chi_{n\ell}(r)/r$ بازتعریف می‌کنیم و از تقریب خوب $1/r^2 \approx 4w^2e^{-2wr}(1-e^{-2wr})^{-2}$ استفاده می‌کنیم. با صرفنظر از جزئیات، داریم:

$$\chi_{nl}''(r) + [-\frac{4l(l+1)w^2e^{-2wr}}{(1-e^{-2wr})^2} + \left(\frac{E}{\alpha}+\mu\right)\frac{4\zeta w\eta e^{-2wr}}{1-e^{-2wr}}$$
$$+\frac{\zeta^2}{\alpha}\frac{4w^2e^{-4wr}}{(1-e^{-2wr})^2} + 2\mu E + \frac{E^2}{\alpha}]\chi_{nl}(r) = 0 \qquad (6)$$

برای حل معادله فوق، از تغییر متغیر $y = \left(1-e^{-2wr}\right)^{-1}$ استفاده می‌کنیم. اکنون داریم:

$$\chi_{nl}''(y) + \frac{(1-2y)}{(1-y)y}\chi_{nl}'(y) + \frac{1}{(1-y)^2 y^2}$$
$$\times\left[-\left(l(l+1) - \frac{\zeta^2}{\alpha}\right)y^2 + \left(l(l+1) - \frac{2\zeta^2}{\alpha} + (\frac{E}{\alpha}+\mu)\frac{\zeta}{\eta}\right)y\right.$$
$$\left.-\left((\frac{E}{\alpha}+\mu)\frac{\zeta}{\eta} - \frac{\zeta^2}{\alpha} - \frac{1}{4\eta^2}(2\mu E + \frac{E^2}{\alpha})\right)\right]\chi_{nl}(y) = 0 \qquad (7)$$

شکل معادله بالا به گونه‌ای است که می‌توان از روش تحلیلی NU برای حل آن استفاده کرد. روش NU به تفصیل در مرجع [٩]

توضیح داده شده است. با صرفنظر از جزییات، اکنون تابع موج به صورت زیر به دست می آید:

$$\chi_{n\ell}(y) = y^{\upsilon_3}(1-y)^{-\nu_3-\nu_4}P_n^{(\nu_1-1,\nu_2-\nu_1-1)}(1-2y) \qquad (8)$$

که در آن P چند جمله‌ای ژاکوبی بوده و اندیس‌های $\nu_i(i=1,2)$ عبارتند از:

$$\nu_1 = 1+2\sqrt{(\frac{E}{\alpha}+\mu)\frac{\xi}{w}-\frac{\xi^2}{\alpha}-\frac{1}{4w^2}(2\mu E+\frac{E^2}{\alpha})} \qquad (9)$$

$$\nu_2 = 2\sqrt{2\ell(\ell+1)-\frac{4\xi^2}{\alpha}+2(\frac{E}{\alpha}+\mu)\frac{\xi}{w}-\frac{1}{4w^2}(2\mu E+\frac{E^2}{\alpha})}+\nu_1-1 \qquad (10)$$

و $\nu_i(i=3,4)$ برابر است با:

$$\nu_3 = \frac{\nu_1-1}{2}, \quad \nu_4 = -\frac{\nu_2}{2}. \qquad (11)$$

ویژه مقدار موجود در رابطه‌های (۹) و (۱۰) با استفاده از معادله انرژی که از روش NU به دست می‌آید، محاسبه می‌شود. پس از حل تحلیلی، معادله انرژی بصورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned}&n^2+\ell(\ell+1)-\frac{4\xi^2}{\alpha}+(\frac{E_{n,\ell}}{\alpha}+\mu)\frac{3\xi}{w}-\frac{1}{2w^2}(2\mu E+\frac{E_{n,l}^2}{\alpha})\\&+(2n+1)\sqrt{2\ell(\ell+1)+\omega}+2\sqrt{(\frac{E_{n,\ell}}{\alpha}+\mu)\frac{\xi}{w}-\frac{\xi^2}{\alpha}-\frac{1}{4w^2}(2\mu E_{n,\ell}+\frac{E_{n,l}^2}{\alpha})}\\&\times\sqrt{2\ell(\ell+1)+\omega}=0 \qquad (12)\end{aligned}$$

که در آن n عدد کوانتومی تراز انرژی و ℓ شمارنده اوربیتال‌ها بوده و

$$\omega = -\frac{4\xi^2}{\alpha}+2(\frac{E}{\alpha}+\mu)\frac{\xi}{w}-\frac{1}{4w^2}(2\mu E+\frac{E^2}{\alpha}) \qquad (13)$$

اکنون با استفاده از معادله (۱۲) می‌توانیم ویژه مقدار انرژی باریون-ها را تعیین کنیم. جهت محاسبات عددی، برای باریون‌های حالت پایه مقادیر $n=1$ و $\ell=0$ را در نظر می‌گیریم. همچنین پیرو مرجع [۱۰] جرم موثر کوارک‌های سبک و سنگین را به صورت $m_u = 0.220\text{GeV}, m_d = 0.250\text{GeV}, m_s = 0.454\text{GeV}$ و $m_c = 1.733\text{GeV}$ و $m_b = 5.139\text{GeV}$ در نظر می‌گیریم. با این مقادیر، جرم دی کوارک‌ها عبارتند از: $M_{[bu]} = 5.4217\text{GeV}$ ، $M_{[bd]} = 5.4879\text{GeV}$ ، $M_{[bs]} = 5.6270\text{GeV}$ ، $M_{[cu]} = 2.1631\text{GeV}$، $M_{[cs]} = 2528\text{GeV}$، $M_{[cd]} = 2.1989\text{GeV}$. با توجه به جرم دی‌کوارک‌ها و معادله (۱۲) اکنون می‌توان انرژی باریون‌های سنگین باتم و چارم را در حالت پایه محاسبه کرد. نتایج در جدول ۱ گزارش شده است. با در نظر گرفتن جرم آزمایشگاهی باریونها [۱۰] مقدار خطای انرژی را در جدول ۱ گزارش کرده‌ایم.

جدول۱: انرژی باریون‌ها در حالت پایه (برحسب GeV)

Bottom Baryon	$E_{\ell=0}$	Bottom Baryon	$E_{\ell=0}$
$\Lambda_b^0([bu]d)$	1.00375± 0.028	$\Lambda_c^+([cu]d)$	1.0178± 0.032
$\Sigma_b^+([bd]d)$	1.00370± 0.027	$\Xi_c^+([cu]s)$	1.1472± 0.0602
$\Xi_b^0([bs]u)$	1.05299± 0.048	$\Sigma_c^{++}([cd]d)$	0.3131± 0.0167
$\Omega_b^-([bs]s)$	1.0520± 0.047	$\Omega_c^0([cs]s)$	1.1389± 0.0780

با داشتن تابع موج (۸) و به کمک روابط (3a) و (3b) می‌توان کمیات ρ^2 و c را محاسبه کرد. نتایج تحلیلی در پیوست داده شده است. همچنین نتایج عددی این کمیات در جدول ۲ گزارش شده-اند و با نتایج مراجع [۱۱–۱۳] مقایسه شده‌اند.

جدول۲: ضرایب ρ و C در تابع IWF (برحسب GeV)

Baryon	ρ^2	ρ^2 [Others]	C
$\Lambda_b^0(bud)$	1.56	1.6 [11]	0.49
$\Lambda_c^+(cud)$	1.39	….	0.31
$\Xi_b^0(bsu)$	1.67	1.5^{+7}_{-9}[12]	0.72
$\Xi_c^+(cus)$	1.62	…	0.65
$\Sigma_b^+(bdd)$	2.43	….	1.37
$\Sigma_c^{++}(cdd)$	2.20	….	0.91
$\Omega_b^-(bss)$	2.51	2.56 [13]	1.21
$\Omega_c^0(css)$	2.26	….	1.12

اکنون با داشتن ویژه مقادیر انرژی و تابع موج به دست آمده (معادله ۸)، نرخ واپاشی نیمه لپتونی باریون‌ها را با توجه به رابطه (۱) محاسبه می‌کنیم. در جدول ۳ نتایج مربوط به واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین ارائه شده است. نتایج تئوری با نتایج

ارائه شده در مراجع [۱٤] و [۱۵] مقایسه شده‌اند. همچنین با داشتن خطای انرژی قیدی میران خطای نرح واپاشی نیز در جدول ۳ گزارش شده است. لازم به ذکر است که در مراجع [۱٤] و [۱۵] ساختار باریون‌ها به صورت سه جسمی در نظر گرفته شده و سپس با استفاده از پتانسیل تانسوری و روش عددی محاسبات انجام شده است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد رهیافت کوارک–دی کوارک مورد استفاده ما تا چه حد به نتایج خوبی منجر می‌شود.

جدول۳: نتایج نظری نرخ واپاشی نیمه‌لپتونی باریون‌های سنگین(10^{10} s^{-1})

Process	Γ Ours	Γ Others
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ e^- \overline{\nu}_e$	5.21± 0.31	5.39 [14]
$\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ e^- \overline{\nu}_e$	7.53± 0.39	7.2 [15]
$\Sigma_b^+ \rightarrow \Sigma_c^{++} e^- \overline{\nu}_e$	4.17± 0.30	4.3 [15]
$\Omega_b^- \rightarrow \Omega_c^0 e^- \overline{\nu}_e$	1.75± 0.12	1.87 [14]

پیوست

با قرار دادن تابع موج (۸) در روابط (3a) و (3b) پارامترهای عامل شکل بندی عبارتند از:

$$\rho^2 = ((-1)^{-2(v_3+v_4)}(-2v_1v_2((10^{8-2v_3-2v_4+2\upsilon_3}$$
$$2F1[2v_3+2v_4,-8+2v_3+2v_4-2\upsilon_3,-7+2v_3+2v_4-2\upsilon_3,\frac{1}{10}])/$$
$$((8-2v_3-2v_4+2\upsilon_3)\Gamma[1-2v_3-2v_4])$$
$$+\frac{\Gamma[2(-4+v_3+v_4-\upsilon_3)]}{\Gamma[-7-2\upsilon_3]})+\ldots \tag{14}$$

همچنین داریم:

$$c = v_2^2(-(10^{9-2v_3-2v_4+2\upsilon_3}$$
$$2F1[2(v_3+v_4),-9+2v_3+2v_4-2\upsilon_3,2(-4+v_3+v_4-\upsilon_3),\frac{1}{10}])$$
$$/((-9+2v_3+2v_4-2\upsilon_3)\Gamma[1-2v_3-2v_4])+\frac{\Gamma[-9+2v_3+2v_4-2\upsilon_3]}{\Gamma[-2(4+\upsilon_3)]}))$$
$$+\frac{v_1^2\Gamma[7+2\upsilon_3]}{\Gamma[-2(-4+v_3+v_4-\upsilon_3)]}+\frac{v_2^2\Gamma[9+2\upsilon_3]}{\Gamma[-2(-5+v_3+v_4-\upsilon_3)]})+\ldots \tag{15}$$

نتیجه گیری

پهنای واپاشی نیمه لپتونی باریون‌ها از موضوعات مورد توجه در فیزیک ذرات بنیادی است چرا که اطلاعات خوبی در مورد ساختار کوارکی باریون‌های سنگین به ما می‌دهد. در این کار ما به بررسی واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین در مدل کوارک–دی کوارک پرداختیم که برای محاسبه نرخ واپاشی از رابطه (۱) استفاده کردیم. برای محاسبه‌ی تابع موج باریون‌ها از معادله دیفرانسیلی بثه–سالپیتر در حضور پتانسیل یوکاوا استفاده کردیم و ویژه مقادیر و توابع موج سیستم باریونی را محاسبه کردیم. نتایج عددی انرژی باریونها در جدول ۱ لیست شده و نتایج مربوط به نرخ واپاشی نیمه لپتونی باریون‌های سنگین در جدول ۳ آورده شده است. این نتایج با نتایج مراجع دیگر مقایسه شده است که توافق خوبی بین نتایج دیده می‌شود. در همه موارد خطای محاسبات نیز گزارش شده است.

مرجع‌ها

[۱] E. Klempt and J. M. Richard,*"Baryon spectroscopy"* Rev. Mod. Phys. 82 (2010) 1095-1153.

[۲] D. Ebert, R.N. Faustova, V.O. Galkin. *"Masses of heavy tetraquarks in the relativistic quark model"*Phys. Lett. B659 (2008) 612.

[۳] K. Thakkar, B. Patel, A. Majethiya and P. C. Vinodkumari, Pramana,*" Magnetic Moments of Baryons containing all heavy quarks in Quark-Diquark Model ", EPJ C.*77 (2011) 1053.

[۴] N. Isgur, M.B. Wise,*"Weak transition form factors between heavy mesons"* Phys. Lett. B237 (1990) 527.

[۵] D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin*,"New analysis of semileptonic B decays in the relativistic quark model"* Phys. Rev. D75 (2007) 074008.

[۶] X.-H. Guo, T. Muta," *Isgur-Wise function for Lb˜Lc in the BS approach*" Phys. Rev. D54 7 (1996) 4629- 4634.

[۷] Y. Chargui, Eur. Phys."*On an approximation of the two-body spinless Salpeter equation*" E.P.J. Plus 133 (2018) 543.

[۸] H. Yukawa, "*On the Interaction of Elementary Particles*"Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 17 (1935) 48.

[۹] S. M. Moosavi Nejad and A. Armat," *Relativistic excited state binding energies and RMS radii of Λ-hypernuclei*" Mod. Phys. Lett. A33 (2018) 1850022.

[۱۰] M. Tanabashi, et al.,*"Review of Particle Physics " (Particle Data Group),* Phys. Rev. D98 (2018) 030001.

[۱۱] X.-H. Guo, T. Muta.*" Isgur-Wise Function for Λ_b to Λ_c in BS Approach"*Phys. Rev. D54 (1996) 4629.

[۱۲] K. C. Bowler, et al.*"Masses and magnetic moments of heavy flavour baryons"*Phys. Rev. D57 (1998) 6948.

[۱۳] K.Thakkar, Z. Shah, A. KumarRai, P.C. Vinodkumar*"Excited state mass spectra and Regge trajectories of bottom"*Nuclear Physics A 965 (2017) 57-73.

[۱۴] A. Faessler, T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Körner, V.E. Lyubovitskij,"*Semileptonic decays of double heavy baryons,* " Phys. Lett. B 518, 55–62 (2001).

[۱۵] F.S. Yu, H.Y. Jiang, R.H. Li, C.D. Lü, W. Wang, Z.X. Zhao"*Discovery potentials of doubly charmed baryons* ", Chin. Phys. C 42, 051001 (2018).

واپاشی ذره هیگز به سه ذره بوزون

حقیقت ، منصور[1] ؛ آذری، فرشته[2]
[1]دانشکده فیزیک دانشگاه شیراز ، شیراز
[2]دانشکده فیزیک دانشگاه شیراز، شیراز

چکیده
در این مقاله ما یک مدل ورای استاندارد را مطالعه می کنیم که در آن یک ذره اسکالر و یکتایی تحت تقارن $SU(2)$ به مدل استاندارد اضافه می شود. از آنجایی که می خواهیم واپاشی ذره هیگز به سه ذره اسکالر جدید را مطالعه کنیم پس در نظر می گیریم جرم این ذره کمتر از 40 GeV باشد. از طریق مطالعه واپاشی $h \longrightarrow 3\varphi$ حد مناسبی را روی پارامتر جرم ذره جدید m_φ به دست می آوریم.

واژه های کلیدی: *مدل ورای استاندارد، ذره هیگز، ذره اسکالر*

Higgs Decay to Three Real Scalar Bosons

Haghighat, Mansour[1]; Azari, Fereshteh[2]

[1] Department of Physics, Shiraz University, Shiraz
[2] Department of Physics, Shiraz University, Shiraz

Abstract

In this paper we study the standard model of particle physics with an extra siglet scalar particle. We assume that the mass of this new particle is less than 40 GeV in order to examine the decay of the Higgs to three real scalar bosons. Consequently, we find some bounds on the mass of the scalar particle.

Keywords: *Beyond standard model, Higgs Particle, Scalar Particle*

مقدمه

مدل استاندارد به عنوان یکی از موفق ترین نظریه های فیزیک، قادر به توضیح برخی پدیده های فیزیکی مثل ماده تاریک نمی باشد. از این رو پژوهشگران علاقه مند به بررسی مدل های ورای استاندارد هستند. یکی از ساده ترین مدل هایی که اخیرا مورد توجه قرار گرفته افزودن یک ذره اسکالر یکتا به مدل استاندارد ذرات بنیادی است [1,2,3] . در این مقاله با در نظر گرفتن این مدل برای جرم های نسبتا سبک به واپاشی سه ذره ای هیگز می پردازیم.برای این منظور با توجه به اینکه ذره اسکالر جدید دارای مقدار انتظاری خلا غیرصفر می باشد می توان آن را از طریق کانال هیگز با جمله $H^2\phi^2$ وارد مدل استاندارد کرد و برهمکنش های آن را با ذرات مدل استاندارد مورد مطالعه قرار داد.

چهارچوب نظری

در این بخش ما مدل استاندارد را با یک ذره اسکالر یکتایی جدید ϕ در نظر می گیریم. پتانسیل بخش اسکالر این مدل به شکل معادله (1) نوشته می شود:

$$V_{h\phi} = \lambda_3 H^\dagger H \phi^2 \quad (1)$$

در نتیجه لاگرانژی بخش اسکالرها به صورت زیر می باشد:

$$V(\phi,H) = -\frac{1}{2}\mu_h^2 H^2 + \frac{1}{4}\lambda_h H^4 - \frac{1}{2}\mu_\varphi^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda_\varphi\phi^4 + \frac{1}{4}\lambda_3 H^2\phi^2 \quad (2)$$

که در آن μ_h و μ_φ پارامترهای با بعد جرم، λ_h، λ_φ و λ_3 پارامترهای بدون بعد می باشند، همچنین H و ϕ دارای مقادیر انتظاری خلا زیر می باشند:

$$v_h^2 = \frac{4\lambda_\varphi\mu_h^2 - 2\lambda_3\mu_\varphi^2}{\lambda_3^2 - 4\lambda_h\lambda_\varphi} \quad (3)$$

$$v_\varphi^2 = \frac{4\lambda_h\mu_\varphi^2 - 2\lambda_3\mu_h^2}{\lambda_3^2 - 4\lambda_h\lambda_\varphi} \quad (4)$$

که به ماتریس جرم غیر قطبی زیر منجر می شود:

$$M_{h,\varphi}^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V(H,\phi)}{\partial H^2} & \frac{\partial^2 V(H,\phi)}{\partial H \partial \phi} \\ \frac{\partial^2 V(H,\phi)}{\partial \phi \partial H} & \frac{\partial^2 V(H,\phi)}{\partial \phi^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\lambda_h v_h^2 & \lambda_3 v_h v_\varphi \\ \lambda_3 v_h v_\varphi & 2\lambda_\varphi v_\varphi^2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

که برای قطری کردن آن می توانیم از ماتریس زیر استفاده کنیم:

$$\begin{pmatrix} H \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ \varphi \end{pmatrix} \quad (6)$$

که در آن θ همان زاویه اختلاط است، همچنین h را همان ذره هیگز مدل استاندارد با جرم 125 GeV و φ را ذره اسکالر یکتایی جدید با جرم m_φ در نظر می گیریم. مقادیر ویژه و حالت های ویژه ماتریس قطری شده به صورت زیر به دست می آید:

$$m_{h,\varphi}^2 = \lambda_h v_h^2 + \lambda_\varphi v_\varphi^2 \mp \frac{\lambda_\varphi v_\varphi^2 - \lambda_h v_h^2}{\cos 2\theta} \quad (7)$$

$$H = h\cos\theta - \varphi\sin\theta \quad (8)$$

$$\phi = h\sin\theta + \varphi\cos\theta \quad (9)$$

واپاشی سه ذره ای

در این قسمت فرض می کنیم ذره هیگز مدل استاندارد به سه ذره اسکالر جدید واپاشی می کند. با توجه به راس hϕϕϕ به صورت زیر

$$\begin{gathered} -6i\lambda_h sin^3\theta\cos\theta + 6i\lambda_\varphi cos^3\theta\sin\theta + \\ 3i\lambda_3 sin^3\theta\cos\theta - 3i\lambda_3 cos^3\theta\sin\theta \end{gathered} \quad (10)$$

می توان پهنای واپاشی به صورت زیر به دست آورد

$$\Gamma_{h\to 3\varphi} = \frac{9m_h}{64\pi^3}[\frac{9(\lambda_3 - 2\lambda_\varphi)^2}{12}(\sin\theta)^2 I^2(m_\varphi)] \quad (11)$$

که در آن :

$$I(m_\varphi) = \int ds[\frac{2}{3}(s^4 + \left(\frac{-6m_\varphi^2}{m_h^2} - 2\right)s^3 + \left(\frac{9m_\varphi^4}{m_h^4} + \frac{6m_\varphi^2}{m_h^2} + 1\right)s^2 + \left(\frac{-4m_\varphi^6}{m_h^6} + \frac{m_\varphi^4}{m_h^4} - \frac{2m_\varphi^2}{m_h^2}\right)s)^{\frac{1}{2}}] \quad (12)$$

اکنون با توجه به اینکه مقدار پهنای واپاشی هیگز به سه ذره اسکالر جدید باید از مقدار خطای واپاشی کل ذره هیگز کمتر باشد[4] داریم:

$$\frac{9m_h}{64\pi^3}[\frac{9(\lambda_3 - 2\lambda_\varphi)^2}{12}(\sin\theta)^2 I^2(m_\varphi)] \ll 3.2\ MeV \quad (13)$$

که برای $\sin\theta = 0.07$ بدست می آید:

$$(\lambda_3 - 2\lambda_\varphi) \ll 1.23\,[I(m_\varphi)]^{\frac{-1}{2}} = C(m_\varphi) \quad (14)$$

با توجه به نمودار شکل 1 مشخص است که مقدار $C(m_\varphi)$ همواره در بازه جرم مورد نظر مثبت است. در ادامه از روابط زیر که از مباحث نظری قابل استخراج اند استفاده می کنیم:

$$\lambda_h = \frac{m_h^2}{2v_h^2}cos^2\theta - \frac{m_\varphi^2}{2v_h^2}sin^2\theta \quad (15)$$

$$\lambda_\varphi = \frac{m_h^2}{2v_\varphi^2}sin^2\theta - \frac{m_\varphi^2}{2v_\varphi^2}cos^2\theta \quad (16)$$

$$\lambda_3 = \frac{m_\varphi^2 - m_h^2}{2v_h v_\varphi}\sin 2\theta \quad (17)$$

که منجر به نامعادله درجه 2 زیر می شود:

$$A(m_\varphi)\,{\lambda_3}^2 + \lambda_3 - C(m_\varphi) \ll 0 \quad (18)$$

که در آن داریم:

$$A(m_\varphi) = -\frac{(m_h^2 sin^2\theta - m_\varphi^2)v_h^2}{(m_\varphi^2 - m_h^2)^2 sin^2\theta} \quad (19)$$

و ریشه های نامعادله بالا به صورت زیر به دست می آیند:

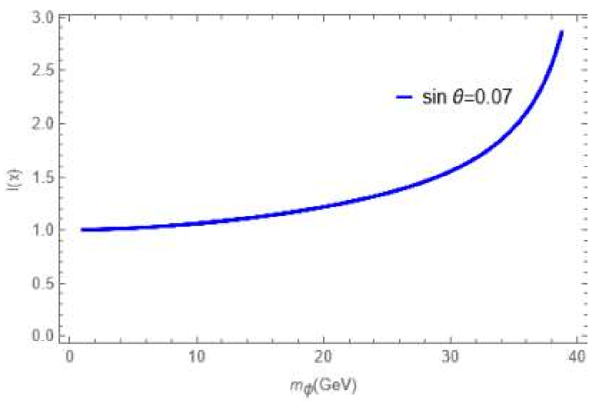
$$\lambda_3 = \frac{-1 \pm \left(1 + 4AC(m_\varphi)\right)}{2A} \quad (20)$$

در ادامه سه حالت مختلف برای حل نامعادله داریم که به ترتیب به آن می پردازیم. حالت اول این است که $A = 0$ باشد که در این صورت به دلیل منفی بودن λ_3 و مثبت بودن $C(m_\varphi)$ معادله (18) همواره صحیح است. در حالت دوم $A > 0$ جایی که $m_\varphi = m_h\sin\theta > 8.75\ GeV$ ما دو ریشه متفاوت حقیقی داریم که یکی از آنها مثبت λ_3^+ و دیگری منفی λ_3^- می باشد. برای اینکه نامعادله (18) صحیح باشد λ_3 باید مقداری بین دو ریشه داشته باشد و از آنجا که λ_3 منفی است پس $\lambda_3^- < \lambda_3 < 0$. در حالت سوم $A < 0$ جایی که $m_\varphi = m_h\sin\theta < 8.75\ GeV$ دو ناحیه باید در نظر گرفته شود. ناحیه اول $1 + 4AC(m_\varphi) > 0$ یا

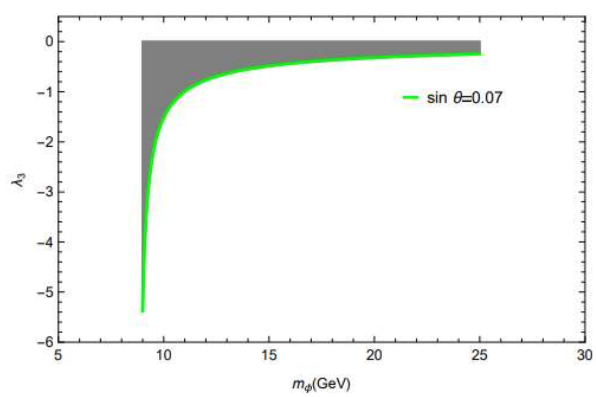
$8.5\ GeV < m_\varphi < 8.75\ GeV$ می باشد که در این ناحیه دو ریشه مثبت دارد و در تضاد با منفی بودن λ_3 می باشد. ناحیه دوم $1 + 4AC(m_\varphi) < 0$ یا $m_\varphi < 8.5\ GeV$ که به این معناست نامعادله (18) نمی تواند برای $m_\varphi < 8.5\ GeV$ صحیح باشد. بنابراین نامعادله (18) به ازای $8.75\ GeV < m_\varphi < 40\ GeV$ صحیح می باشد. همچنین λ_φ را بر حسب λ_3 می توان به شکل زیر نوشت و نمودار آن را مطابق شکل 3 رسم کرد:

$$\lambda_\varphi = -\frac{1}{2} A\lambda_3^2 + O(sin^4\theta) \qquad (21)$$

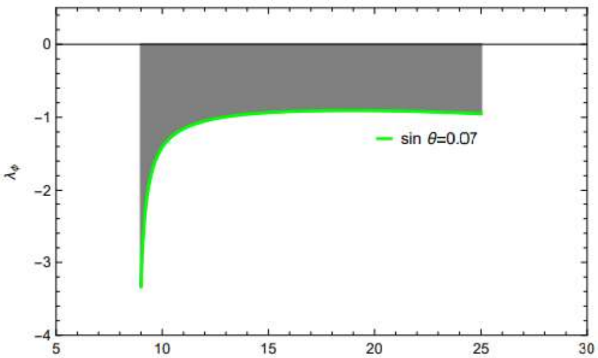
نمودارها



شکل 1: نمودار I بر حسب جرم



شکل2: نمودار λ_3 برحسب جرم



شکل 3: نمودار λ_φ برحسب جرم

نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی حد مناسب روی پارامتر جرم ذره اسکالر جدید پرداختیم. با مطالعه واپاشی ذره هیگز به سه ذره اسکالر جدید و رسم نمودارهای 3 و 4 به دست آوردیم که جرم ذره جدید باید در بازه $8.75\ GeV < m_\varphi < 40\ GeV$ قرار داشته باشد.

مرجع‌ها

[1] G. Arcadi, A. Djouadi, M. Raidal,; "*Dark matter through the Higgs portal*"; arXive: 1903.03616

[2] J. de Blas, et al; "The CLIC potential for new Physics"; *CERN Yellow reports, Vol.3;* arXive: 1812.02093; (2018)

[3] R. Franceschini; "*Beyond the standard model physics at CLIC*"; InternationalJournal of Modern Physics; A35; arXive:1902.10125; (2020)

[4] A. J. Helmboldt, M. Linder; "*Prospects for three-body Higgs boson decays into extra light scalars,"*; Phys. Rev. D95(5):055008; arXive: 1609.08127

مطالعه نسبت انشعابی واپاشی‌های $B^0_s \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$

محمدی، بهنام[۱] ؛ امیرخانلو، الناز[۲]

[۱،۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

چکیده

تجزیه هادرون های زیبایی، آزمایشگاه منحصر به فردی برای مدل استاندارد (SM) و فراتر از آن است. در این آزمایشگاه‌ها به مطالعه خواص مزون‌های افسون، حالت‌های نهایی افسون و شبه‌افسون می‌پردازند. بسیاری از اندازه‌گیری‌های جالب در فیزیک طعم‌های سنگین و هم در چارچوب SM، شامل تجزیه هادرون‌های طعم‌دار سنگین به حالت‌های نهایی با ذرات خنثی است که تولیدشان با آشکارسازهای برخورددهنده دشوار یا غیرممکن است. برای توصیف نظری بسیاری از این واپاشی‌ها، درک برهم‌کنش‌های حالت نهایی قوی از نظر تکنیک‌های تحلیل دامنه، با کنترل دقیق بر بزرگی‌ها و حرکات فاز امواج جزئی مختلف درگیر، الزامی است. ما دراین مقاله به بررسی واپاشی‌های سه‌جسمی $B^0_s \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$ با استفاده ازروش فاکتوری گیری و رزونانس میانی در سه مقیاس m_b پرداخته‌ایم. ما نسبت انشعابی این دو واپاشی را به ترتیب ۳.۴۷±۲.۹۳ و ۷.۷۵±۳.۷۳ در مقیاس m_b بدست آوردیم که با مقادیر تجربی سازگار می باشد.

واژه های کلیدی: *مزون افسون، فاکتوری گیری، مزون B، نسبت انشعابی، سه‌جسمی.*

Study the branching fractions of the $B^0_s \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ and $B^0_s \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$ decays

Mohammadi, Behnam[1] ; Amirkhanlou, Elnaz[2]

[1, 2] *Department of Physies, Urima University, Urima*

Abstract

Beauty hadron decay is a unique laboratory for the standard model (SM) and beyond. In these laboratories, they study the properties of charmonia mesons, charmonia final states and charmonium-like states. Many interesting measurements in heavy-flavour physics, both in the SM framework, involve the decay of heavy-flavoured hadrons into final states with neutral particles that are difficult or impossible to reconstruct with collider detectors. For the theoretical description of many of these decays, an understanding of the strong final state interactions in terms of amplitude analysis techniques, with tight control over the magnitudes and phase motions of the various partial waves involved is required. In this article, we have investigated three-body decays $B^0_s \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ and $B^0_s \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$ using the method of factorization and intermediate resonance in three mb scales. We obtained the branching fractions of these two decays, respectively, 3.47±2.93 and 7.75±3.73 at $\mu=m_b$, which is consistent with the experimental values.

***Keywords**: Charmonia mesons, Factorization, B mesons, Branching fraction, Three-body*

PACS No. 13

مقدمه

واپاشی‌های سه جسمی هادرونیک بخش بزرگی از کسر انشعاب برای واپاشی‌های غیر لپتونیک B را تشکیل می‌دهد. با توجه به سینماتیک غیر پیش پا افتاده، آنها حاوی اطلاعات زیادی در مورد فازهای قوی نسبت به واپاشی دو بدنه هستند و توصیف نظری این واپاشی‌ها بسیار چالش برانگیز است [۱]. اندازه‌گیری‌ها در فیزیک طعم‌های سنگین، هم در چارچوب مدل استاندارد[۱]

[1]Standard Model

(SM) و هم فراتر از آن، شامل تجزیه هادرون‌های طعم‌دار سنگین به حالت‌های نهایی با ذرات خنثی است [۲].
کارخانه‌های B، جایی است که جفت‌های مزون B در آستانه بدون ذرات اضافی تولید می‌شوند. درچنین جایی تولید کامل یکی از مزون‌های B محدودیت‌های سینماتیکی کافی برای تولید ذرات کشف‌نشده دیگر در واپاشی مزون B را فراهم می‌کند [۳].
پیش‌بینی‌های کرومودینامیک کوانتومی[2] (QCD) در مورد تجزیه ذرات سنگین بر یک پایه نظری محکم، استوار است [٤]. در سال‌های اخیر بررسی نظری واپاشی‌های ضعیف شامل هادرون های سنگین، پیشرفت قابل توجهی داشته است. در حد بی‌نهایت کوارک‌های سنگین، نرخ واپاشی با واپاشی کوارک آزاد مربوطه منطبق است. این نوع اصلاحات منشأ غیراغتشاشی دارند و با حداقل دو توان در جرم کوارک سنگین سرکوب می‌شوند [٥].
اخیرا، هادرون‌های عجیب و غریب فراتر از مدل کوارک معمولی در آزمایش‌ها مشاهده شدند. در این میان هادرون $\chi_{c1}(3872)$ هست که به عنوان حالت‌های تتراکوارک، حالت های پنتا کوارک، حالت‌های مولکولی هادرون، هیبریدهای کوارک–گلوئون، گلوله‌های چسبنده و بسیاری دیگر تفسیر می‌شود [٦].
انجام عملیاتی مبنی بر فاکتوری کردن QCD با توجه به آنکه جرم کوارک c بیشتر از مقیاس هادرونی است، ارزشمند می باشد. در فاکتوری کردن واپاشی‌های مزون ψ شامل سه مقیاس اساسی است: مقیاس اندرکنش قوی Λ_{QCD} ، مقیاس اندرکنش ضعیف M_W و مقیاس جرم کوارک c (m_c). با به روز شدن اطلاعات و روش های مختلف تجزیه و تحلیل پدیدارشناختی این امکان ایجاد می شود که با دقت بیشتری خواص این نوع مزون‌ها را در واپاشی های مختلف مزون B بررسی کنیم [۷].
در این مقاله ما قصد داریم با استفاده از روش فاکتوری کردن و دامنه پراکندگی مجدد به بررسی واپاشی‌های سه‌جسمی $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$ در سه مقیاس m_b بپردازیم. ما همچنین نسبت انشعابی این دو واپاشی را از طریق رزونانس میانی به ترتیب ۲.۹۳±۳.٤۷ و ۳.۷۳±۷.۷۵ در مقیاس m_b بدست آورده ایم که با گروه داده ذرات[3] (PDG) سازگاری دارد [۸].
.

محاسبه نسبت انشعابی واپاشی‌های $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$

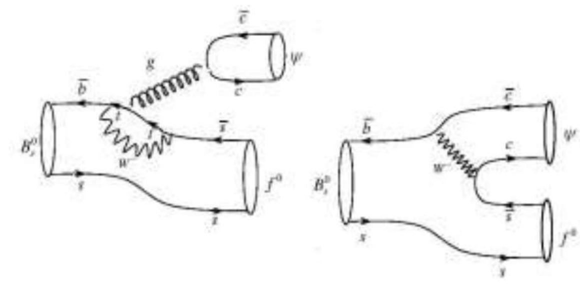
در دهه گذشته، بررسی بخش مزون سنگین، به‌ویژه برای آزمایش‌های دقیق مدل SM و کاوش در فیزیک فراتراهمیت زیادی پیدا کرده است. برهم کنش سبک‌ترین هادرون‌ها، پایون‌ها، با خود و همچنین با کائون‌ها با دقت بسیار بالایی شناخته شده‌اند. دانش ما در مورد امواج جزئی پیشرو پایون–پایون (امواج S) با ترکیب روابط پراکندگی در قالب معادلات روی یا روی–استاینر[4]، که توسط نظریه اغتشاش کایرال در کمترین انرژی ها و استفاده از داده‌های تجربی به عنوان ورودی محدود شده بود را افزایش داده است [۹]. حال ما در اینجا واپاشی‌های سه‌جسمی $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$ را داریم. در واپاشی $B^0_s\to\psi\pi^+\pi$ ($\psi=\psi(2S),\ \chi_{c1}(3872)$) که در آن B^0_s به ψ و یک جفت هادرون شبه مقیاس نور $\pi^+\pi^-$ واپاشیده است.
در این واکنش ها (B^0_s)، فرآیند پراکندگی پایون–پایون در ناحیه رزونانس $f_0(980)$ غالب است [۱۰]. درچنین حالتی که یک جفت پایون موج S از یک جفت کوارک–آنتی کوارک ($\bar{q}q$) تولید می‌شود، برهمکنش‌های حالت نهایی توسط ضریب شکل اسکالر توصیف می‌شود (ایده مدل منبع اسکالر). برخلاف مدل‌های تولید تشدید دینامیکی، رزونانس‌های اسکالر به عنوان حالت‌های $\bar{q}q$ یا تتراکوارک در نظر گرفته می‌شوند [۱۱].
اگر B^0_s بالاتر از آستانه $\psi f_0(980)$ باشد، عرض واپاشی $B^0_s\to\psi\pi^+\pi^-$ از طریق دامنه پراکندگی مجدد در تقریب عرض باریک[5] (NWA) را می توان نوشت [۱۲]:

$$\Gamma(B_s^0 \to \psi\pi^+\pi^-) = \Gamma(B_s^0 \to \psi f_0) Br(f_0 \to \pi^+\pi^-), \qquad (1)$$

[2]Quantum Chromodynamics

[3]Particle Data Group
[4]Roy or Roy-Steiner
[5]Narrow Width Approximation

جایی که مقدار $\Gamma(f_0 \to \pi^+\pi^-) = 34.2^{+13.90}_{-11.80}(stat)^{+8.80}_{-2.50}(syst)$ است [۱۳] و عرض $B^0_s\to\psi f_0$ به راحتی با استفاده از روش فاکتورگیری ساده بدست می آید. ما نمودارهای فاینمن واپاشی $B^0_s\to\psi f_0$ را بر اساس مدل استاندارد ترسیم کردیم (شکل ۱).



شکل ۱ : نمودارهای فاینمن واپاشی $B^0_s\to\psi f_0$ (($\psi=\psi(2S), \chi_{c1}(3872)$).

برطبق شکل ۱ دامنه واپاشی‌ها به صورت زیر بدست می آید:

$$\mathcal{M}(B_s^0 \to \psi f_0) = iG_F m_\psi f_\psi \epsilon_\psi \cdot p_{B_s} F_1^{B_s\to f_0}(m_\psi^2)\Big(V_{cb}V_{cs}^* a_2 - V_{tb}V_{ts}^*(a_3+a_9+r_\chi^\psi(a_5+a_7))\Big), \tag{۲}$$

جایی که [۱۲]

$$\epsilon_\psi \cdot p_{B_s} = |p_c| m_\psi / m_{B_s}, \quad p_c = \sqrt{(m_{B_s}^2-(m_\psi+m_{f_0})^2)(m_{B_s}^2-(m_\psi-m_{f_0})^2)}\,/\,2m_{B_s}. \tag{۳}$$

عامل افزایشی کایرال را می توان نوشت [۱۴]

$$r_\chi^\psi = (2m_\psi / m_b)(f_\psi^\perp / f_\psi). \tag{۴}$$

مزون f_0 برابراست با $(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}+s\bar{s}$ [۸] و در آن G_f ثابت فرمی است. همچنین $V_{pb}V_{ps}^*(p=c,t)$ عناصر ماتریس CKM که برابر است با [۱۵]:

$$V_{cb} = (40.8\pm1.4)\times10^{-3}, V_{tb} = 1.014\pm0.029 \quad V_{cs} = 0.975\pm0.006, V_{ts} = (41.5\pm0.9)\times10^{-3}. \tag{۵}$$

ضرایب $a_{2i-1} = c_{2i-1} + \frac{1}{N}c_{2i}, a_{2i} = c_{2i} + \frac{1}{N}c_{2i-1}, (i=1,2,3,4,5)$ ویلسون در سه مقیاس m_b تعریف شده در [۱۶] و N =۳ عدد رنگ می باشد. $F_1^{B_s\to f_0}(m_\psi^2)$ عامل شکل مزونی است که از رابطه زیر بدست می آید [۱۴]:

$$F_1(q^2) = \frac{m_{f_0}+m_{B_s}}{2\sqrt{m_{f_0}m_{B_s}}}\xi(\omega), \tag{۶}$$

که در آن $\xi(\omega) = 1-\rho^2(\omega-1), \rho^2 = 1.2^{+7}_{-3}$ و $\omega = (m_{B_s}^2 - m_\psi^2 + m_{f_0}^2)/(2m_{B_s}m_\psi)$ است[۱۷]. $\xi(\omega)$ تابع ایگر–وایز و ρ پارامتر شیب است [۱۸].

با جاگذاری موارد گفته شده مقدار دامنه‌ها را محاسبه کردیم و با قرار دادن در رابطه $\Gamma(B_s^0 \to \psi f_0) = (|\mathcal{M}|)^2 P_c / 8\pi m_{B_s^0}^2$، آهنگ واپاشی‌ها $B^0_s\to\psi(2S)f_0$ و $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)f_0$ را تخمین زدیم. سپس با استفاده از رابطه ۱ آهنگ واپاشی سه‌جسمی $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ را بدست آوردیم. نسبت انشعابی واپاشی‌های مورد نظر تحت روش فاکتورگیری محاسبه می شود از:

$$\mathcal{B}r(B_s^0 \to \psi\pi^+\pi^-) = \frac{\Gamma(B_s^0 \to \psi\pi^+\pi^-)}{\Gamma_{tot}}, \tag{۷}$$

مقدار Γ_{tot} برای B^0_s برابر با $(4.33\pm0.01)\times10^{-13}$ GeV است [۸].

نتیجه گیری

حالت‌نهایی $\psi\pi^+\pi^-$ تفکیک جرمی خوبی را از طریق تناسب محدود امکان‌پذیر می‌کند و روشی ساده برای مقایسه ویژگی‌های تولید مزون‌های $\psi(2S)$ و $\chi_{c1}(3872)$ که از نظر جرمی تقریباً نزدیک هستند، ارائه می‌کند [۱۹].

در این مقاله با استفاده از دامنه پراکندگی مجدد در NWA و رزونانس میانی واپاشی سه‌جسمی به محاسبه نسبت انشعابی پرداختیم. مزیت چارچوب پراکنده این است که تمام محدودیت های تحمیل شده توسط تحلیل (به عنوان مثال، علیت) و یکپارچگی (حفظ احتمال) توسط ساخت انجام می شود. علاوه بر این، این یک رویکرد مستقل از مدل است، بنابراین ما مجبور نیستیم هیچ تشدید کمک کننده یا پس زمینه غیر رزونانسی قابل تصوری را مشخص کنیم. به طور خاص، نیازی به پارامتری کردن رزونانس نیست، زیرا ورودی مورد نیاز برای توصیف برهمکنش‌های حالت نهایی از جابجایی‌های فاز پراکندگی شناخته شده گرفته می‌شود [۱۱].

مقادیر مورد استفاده جرم مزون‌ها و کوارک‌ها در محاسبات در جدول ۱ آورده شده است. نتایج عددی را در سه مقیاس متفاوت در جدول ۲ آمده است که با اندازه‌گیری‌های PDG [۸] برای واپاشی $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$ در مقیاس m_b مطابقت دارند. مقدار تجربی نسبت انشعابی واپاشی $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ هنوز اندازه‌گیری نشده اما بر اساس تجزیه و تحلیل داده‌های ترکیبی اخیر [۷]، واپاشی‌های $B^0_s\to\chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ و $B^0_s\to\psi(2S)\pi^+\pi^-$ تقریباً

کسرهای انشعاب مشابه ای دارند و می توان گفت با محاسبات ما تطابق دارد. عدم‌قطعیت‌های محاسبه شده در نسبت انشعاب‌ها ناشی از ماتریس‌های CKM، جرم مزون‌ها وثابت‌های واپاشی است.

جدول۱ : جرم ها و ثابت های واپاشی(برحسب MeV) [۸]

m_{Bs}=5366.92±0.1	$m_{\pi\pm}$=139.57039±0.00018	$m_{\psi(2S)}$=3686.10±0.06
m_b= 4180^{+30}_{-20}	$m_{\chi c1(3872)}$=3871.65±0.06	m_{f0}=990±20
$f^{\perp}_{\psi(2S)}$= 255±14	$f_{\psi(2S)}$=282±14	$f_{\chi c1(3872)}$=234±52

جدول ۲ : نتایج عددی حاصل از محاسبات پارامترهای مورد نظر

پارامترها	$\mathcal{B}r(B_s^0 \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$	$\mathcal{B}r(B_s^0 \to \psi(2S)\pi^+\pi^-$
$\mu = m_b / 2$	1.28 ± 0.72	2.66 ± 1.38
$\mu = m_b$	3.47 ± 2.93	7.75 ± 3.73
$\mu = 2m_b$	6.01 ± 2.30	13.67 ± 6.46
مقدار تجربی	–	6.90 ± 1.20 [۷]

مرجع‌ها

[۱] S. Krankl, T. Mannel and J. Virto; "Three-body non-leptonic B decays and QCD factorization"; *Nucl. Phys. B* **899**, (2015) 247.

[۲] A. Poluektov and A. Morris; "Oscillations of B^0_s mesons as a probe of decays with unreconstructed particles"; *JHEP* **02**, (2020) 163.

[۳] C. L. Hsu et al., Belle collaboration; "Search for B^0 decays to invisible final states at Belle"; *Phys. Rev. D* **86**, (2012) 032002.

[٤] E. Bagan, P. Ball, V.M. Braun and P. Gosdzinsky; "Theoretical update of the semileptonic branching ratio of B mesons"; *Phys. Lett. B* **342**, (1995) 362.

[٥] I. I. Bigi, N. Uraltsev and A. Vainshtein; "Non-perturbative corrections to inclusive beauty and charm decays : QCD versus phenomenological models"; *Phys. Lett. B* **293**, (1995) 430.

[٦] G. Ganbold, T. Gutsche, M. A. Ivanov and V.E. Lyubovitskij; "On the meson mass spectrum in the covariant confined quark model"; *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* **42**, (2015) 075002.

[۷] R. Aaij et al., LHCb collaboration; "Observation of the $B^0_s \to \chi_{c1}(3872)\pi^+\pi^-$ decay"; *JHEP* **07**, (2023) 084.

[۸] R. L. Workman et al., Particle Data Group; "Review of particle physics (2022)"; *Prog. Theor. Exp. Phys* **2022**, (2022) 083C01.

[۹] M. Albaladejo, J. T. Daub, C. Hanhart, B. Kubis and B. Moussallam; "How to employ $\overline{B}^0_d \to J/\psi(\pi\eta, K\overline{K})$ decays to extract information on πη scattering"; *JHEP* **04**, (2017) 010.

[۱۰] J. T. Daub, C. Hanhart and B. Kubis; "A model-independent analysis of final-state interactions in"; *JHEP* **02**, (2016) 009.

[۱۱] W. H. Liang and E. Oset; "B^0 and B^0_s decays into $J/\psi f_0(980)$ and $J/\psi f_0(500)$ and the nature of the scalar resonances"; *Phys. Lett. B* **737**, (2014) 70.

[۱۲] C. Meng and K. T. Chao; "Decays of the X(3872) and χ_{c1}(2P) charmonium"; *Phys. Rev. D* **75**, (2007) 114002.

[۱۳] T. Mori et al., Belle collaboration; "High statistics study of the f_0 (980) resonance in $\gamma\gamma \to \pi^+\pi^-$ production"; *Phys. Rev. D* **75**, (2007) 051101.

[۱٤] Y. Amhis et al., Heavy Flavor Averaging Group; "Averages of b-hadron, c-hadron, and τ-lepton properties as of summer 2016"; *Eur. Phys. J. C* **77**, (2017) 895.

[۱٥] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C.T. Sachrajda; "QCD factorization in B→πK, ππ decays and extraction of Wolfenstein parameters"; *Nucl. Phys. B* **606**, (2001) 245.

[۱۷] R.D Kenway; "The Isgur-Wise function"; *Nucl. Phys. Proc. Suppl* **34**, (1994) 153.

[۱۸] M. Neubert and V. Rieckert; "The Isgur-Wise function from the lattice"; *Nucl. Phys. B* **97**, (1992) 382.

[۱۹] M. Aghasyan et al., COMPASS Collaboration; "Search for muoproduction of X(3872) at COMPASS and indication of a new state $\tilde{X}$ (3872)"; *Phys. Lett. B* **783**, (2018) 334.

بررسی نظریه میدان های مؤثر در تولید یک فوتون به همراه دو جت از طریق برهمکنش الکتروضعیف در برخورد دو پروتون در انرژی مرکز جرم ۱۳ تراالکترون ولت

بخشیان‌سهی، حامد[۱] ؛ حاجی مقصود، محمد مهدی[۱]
[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان،ایران

چکیده

در این مطالعه میزان حساسیت مورد انتظار حاصل از تولید یک فوتون به همراه دو جت از طریق همجوشی بوزونی در برخوردهای پروتون-پروتون را برای محدود کردن پارامترهای نظریه ی میدان های موثر بررسی کرده ایم. از شبکه های عصبی عمیق برای افزایش حساسیت بهره برده ایم.همچنین این مطالعه در انرژی مرکز جرم ۱۳ تراالکترون ولت انجام می‌شود که با داده های آزمایشگاه CMS در CERN در Run-II قابل مقایسه و بررسی باشد.

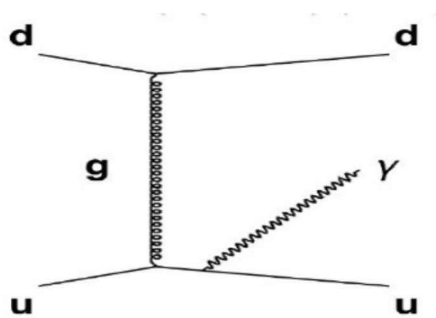
Abstract

In this study, we have investigated the expected sensitivity of the production of one photon plus two jets through vector boson fusion in proton-proton collisions to the parameters of effective field theory. We have used deep neural networks to increase the sensitivity. this study is performed at the center of mass the energy at $\sqrt{s} = 13\ TeV$, which can be compared and analyzed with the data of CMS in CERN in Run- II.

PACS No. 12

مقدمه

فرایندی که قصد بررسی آن را داریم تولید یک فوتون به همراه دو جت از طریق برهمکنش الکتروضعیف است. این فرایند تا کنون در آزمایش‌های شتاب دهنده‌ی بزرگ هادرونی (LHC) مشاهده نشده است. پس‌زمینه‌ی اصلی این رویدادها را تولید یک فوتون از طریق برهم‌کنش‌های هسته‌ای قوی تشکیل می‌دهد. در شکل۱ می‌توانید نمودار فاینمن پس زمینه را مشاهده کنید. این فوتون‌ها عمدتا از کوارک های نهایی تابش شده‌اند. بررسی و شبیه سازی این پس زمینه در آزمایش های ATLAS در CERN انجام شده و مطالعات دقیقی بر روی این برهمکنش انجام شده است[]. با این وجود سخت بودن شبیه سازی پس‌زمینه همیشه مشکل ساز بوده و چالش های زیادی بر سر راه تشخص دقیق پس‌زمینه گذاشته است. چالش اصلی تفاوت بین سطح مقطع سیگنال با پس زمینه است. سطح مقطع پس‌زمینه بسیار بیشتر از سطح مقطع سیگنال میباشد همین موضوع باعث می‌شود تشخیص سیگنال از پس زمینه کار دشواری باشد و تا پیش از این در برخورد دهنده بزرگ هادرونی دیده نشده است. انتظار میرود در آینده نزدیک و با حل مشکلات مربوط به شناختن پس‌زمینه، این سیگنال به خوبی اندازه‌گیری گردد و بتوان از آن برای جستوجو به دنبال فیزیک جدید بهره برد. برای جدا سازی این رأس مطالعه‌ی جداگانه‌ای صورت گرفته که در آن مطالعه قسمتی که فقط داری برهمکنش الکتروضعیف باشد از قسمتی که دارای برهمکنش قوی هسته‌ای می‌باشد جدا شده است.



شکل۱: نمودار فاینمن تولید یک فوتون به همراه دو جت در برهمکنش قوی هسته‌ای که پس زمینه اصلی تولید یک فوتون به همراه دو جت از طریق برهمکنش الکترو ضعیف است.

لاگرانژی مربوط به برهم‌کنش $WW\gamma$ که می‌توان با در نظر گرفتن برهمکنش‌های غیرعادی این سه ذره نوشت را در معادله زیر میتوانید ببنید[2].

(۱)

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{WW\gamma} = ig_{ww\gamma}\big[&g_1^{\gamma}\left(W_{\mu\nu}^{+}W_{\mu}^{-}A_{\nu} - W_{\mu\nu}^{-}W_{mu}^{+}A_{nu}\right)\\ &+\kappa_{\gamma}W_{\mu}^{+}W_{\nu}^{-}A_{\mu\nu} + \frac{\lambda_{\gamma}}{M_W^2}W_{\mu\nu}^{+}W_{\nu\rho}^{-}A_{\rho\nu}\\ &+ig_4^{\gamma}W_{\mu}^{+}W^{-}\left(\partial_{\mu}A_{\nu} + \partial_{\nu}A_{\mu}\right)\\ &-ig_5^{\gamma}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\left(W_{\mu}^{+}\,\partial_{\rho}W_{\nu}^{-} - \partial_{\rho}W_{\mu}^{+}W_{\nu}^{-}\right)A_{\sigma}\\ &+\bar{\kappa}_{\gamma}W_{\mu}^{+}W_{\nu}^{-}A_{\mu\nu}^{-} + \frac{\lambda_{\gamma}}{M_W^2}W_{\mu\nu}^{+}W_{\nu\rho}^{-}A_{\rho\nu}^{-}\big]\end{aligned}$$

قصد داريم به بررسي قسمت هاي غير از استاندارد مدل اين لاگرانژي بپردازيم. ضرايب $g_4{}^{\gamma}$ و $g_5{}^{\gamma}$ تقارن بار و

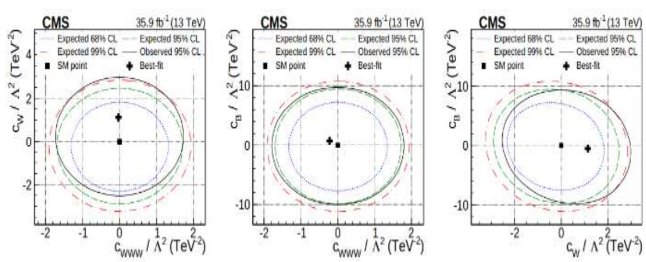
پاریته را نقض میکنند و با حذف آن ها لاگرانژی معادله ی زیر به دست میاید[2].

$$\mathcal{L}_{WW\gamma} = ig_{ww\gamma}\big[g_1^{\gamma}\big(W_{\mu\nu}^{+}W_{\mu}^{-}A_{\nu} - W_{\mu\nu}^{-}W_{mu}^{+}A_{nu}\big) + \kappa_{\gamma}W_{\mu}^{+}W_{\nu}^{-}A_{\mu\nu} + \frac{\lambda_{\gamma}}{M_W^2}W_{\mu\nu}^{+}W_{\nu\rho}^{-}A_{\rho\nu}\big] \quad (۲)$$

قسمت اول این معادله مربوط به استاندارد مدل می‌شود و ضرایب که در دو جمله‌ی اخر ظاهر شده است به نظریه میدان های مؤثر مربوط می‌شود. در این معادله‌ی جدید با بسط دادن ضرایب $\lambda\gamma$ و $\kappa\gamma$ طبق روابط (۳)، لاگرانژی را میتوان بر حسب پارامترهای نظریه ی میدانهای موثر نوشت. در معادله زیر آن را دیده می‌شود، متوجه میشویم که این لاگرانژي به پارامتر هاي Cw، Cwww و CB از مدل نظریه ی میدان های موثر بستگي دارد.

$$\kappa_{\gamma} = 1 + (C_W + C_B)\frac{m_W^2}{2\Lambda^2}, \quad (۳)$$
$$\lambda_{\gamma} = C_{WWW}\frac{3g^2m_W^2}{2\Lambda^2}.$$

حدی که در مورد این پارامتر ها وجود دارد در تحلیل های مختلفی بررسی شده است. بهترین حدی که تا کنون روی این پارمترها به دست آمده در آزمایشگاه CMS آن را در مطالعه‌ی تولید WW و WZ در کانال واپاشی دو لپتون + دو جت به دست آمده است(جدول ۱ و شکل ۲). ما در این مطالعه سعی داریم به کمك یادگیری ماشین میزان حساسیت تولید یک فوتون به همراه دو جت در برهمکنش الکتروضعیف را به پارامتر های نظریه میدان های مؤثر بسنجیم. در شکل۳ نموارد فاینمن این برهمکنش آمده است.[3]



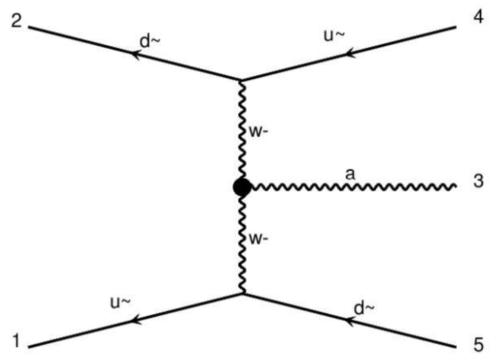
شکل۲: حد فعلی روی پارامتر های نظریه میدان های مؤثر[3]

جدول۱: حد روی پارامتر های نظریه میدان های مؤثر

Cwww	[−۱.۵۸, ۱.۵۹]
CB	[−۸.۷۸, ۸.۵۴]
Cw	[−۲.۰۰, ۲.۵۶]

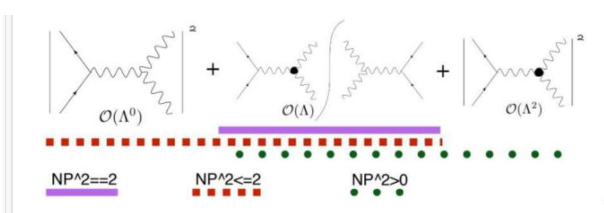
شبیه سازی

به منظور شبیه سازی برخوردهای پروتون پروتون با انرژی مرکز جرم ۱۳ ترا الکترون ولت از نرم افزار MADGRAPH5_aMC@NLO[4] استفاده شد و رویداد ها با این مرکز جرم شبیه سازی شدند. در مرحله‌ی بعد از نرم افزار PYTHIA برای فواره‌ای شدن ذرات و از نرم افزار Delphes[5] برای شبیه سازی آشکارساز CMS استفاده شده است. براي بررسي نظریه میدان هاي مؤثر از مدل EWdim6[6] در MadGraph استفاده شد. در این مدل از عملگرهای ۶ بعدی نظریه میدان های مؤثر پایده سازی شده است.



شکل۳: نمودار فاینمن تولید دو جت به همراه یک فوتون در برهمکنش الکتروضعیف

ابتدا با استفاده از مدل EWdim6 در نرم افزار مدگراف قسمت استاندارد مدل و قسمت نظریه میدان های مؤثر را شبیه سازی کردیم. قسمت حاصل از تداخل مدل استاندارد با نظریه میدان های مؤثر را نیز به عنوان بخشی از فرایند فراتر از مدل استاندارد شبیه سازی کرده ایم. پارامترهای NP و NP^2 در این مدل امکان تولید بخش های مختلف را به نحوی که در شکل ۴ نمایش داده شده در اختیار کاربر قرار میدهد.



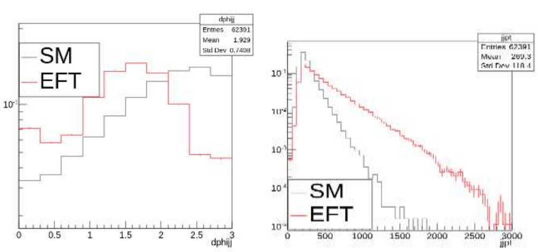
شکل۴: در این شکل نحوه‌ی تولید بخش‌های مختلف با کنترل کردن پارامترهای NP و NP^2 امده است.

جدا سازي استاندارد مدل از نظريه ي ميدان هاي مؤثر

روشي كه در اين مرحله از كار در نظر گرفته شد آموزش دادن ماشين به وسليه‌ي يك نقطه از فضاي پارامتر و تست كردن خروجي اين ماشين روي نقاط ديگر فضاي پارامتر است. براي ورودي هاي اين ماشين از ليست متغيير هاي كه درجدول۲ است استفاده شده است. همچينن مي‌شود مقايسه اين متغيير ها را براي استاندارد مدل و نظريه ميدان هاي مؤثر در شكل۵ ديد. نقطه‌ي كه به وسليه آن شبكه عصبي را آموزش داده شد $CW = 0$، $CWWW = 10$ و $CB = 100$ است، اين ها حدود ۱۰ برابر شده‌ي حد بالاي حد هاي فعلي روي اين پارمتر ها هستند.

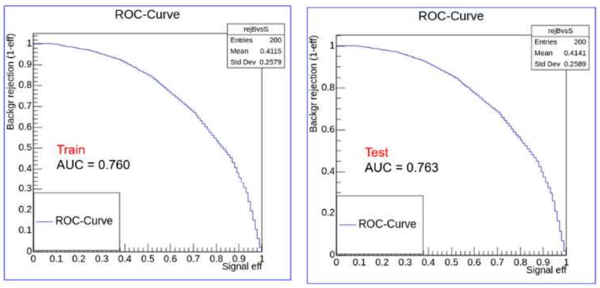
جدول۲: متغییر های که شبکه عصبی با آن ها آموزش داده شد

متغییر	تعریف
m_{jj}	جرم ناوردا دو جت
Y_*	زاويه فوتون منهاي زاويه دو جت
$\Delta\varphi_{jj}$	زاويه بين دو جت
$rel\ .\ p_t$	مجموعه تکانه‌ی دو جت تقسیم بر تکانه فوتون
$\Delta\phi\gamma jj$	زاوي ه بين فوتون با دو جت
$\Delta\varphi_{\gamma jj}$	زاويه بين فوتون با دو جت
crs	دايره اي بودن
$\Delta\phi_{\gamma j1}$	زاويه بين فوتون با جت دوم
$P_{t,jj}$	تكانه عرضي دو جت
$\Delta\varphi_{\gamma j0}$	زاويه بين فوتون با جت اول
D	)۲۷q_1*q_2*q_3(



شكل۵: مقايسه تكانه عرضي دو جت(راست) و مقايسه زاويه بين دو جت (چپ) در مدل استاندارد و نظريه ميدان هاى مؤثر در نقطه‌ى $C_W = 7.5$، $C_{WWW} = 10$ و $C_B = 42.5$.

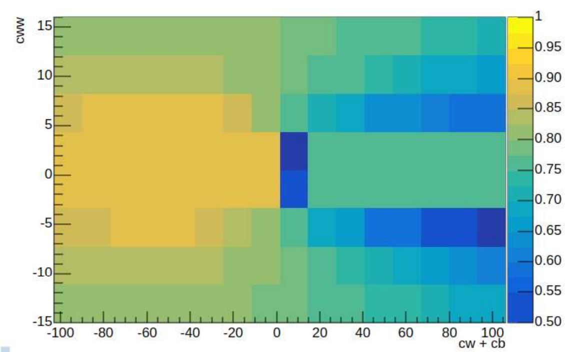
یک شبکه عصبی عمیق با ۵ لایه توسط کتابخانه keras آموزش داد شد که دقت این شبکه عصبی در تست ۷۰ درصد می‌باشد. تعداد لایه ها و تعداد نود در هر لایه توسط ابزار بهینه سازی که در کتابخانه keras وجود دارد انتخاب شدند. از SparseCategoricalCrossentropy به عنوان تابع loss استفاده شده و در شکل می‌شود ROC این ماشین برای تست و آموزش را دید که مساحت ناحیه زیر نمودار هر کدام به ترتیب ۰.۷۶۰ و ۰.۷۶۳ می باشند.



شکل۶: خروجی ROC برای تست(راست) و آموزش (چپ) ماشین

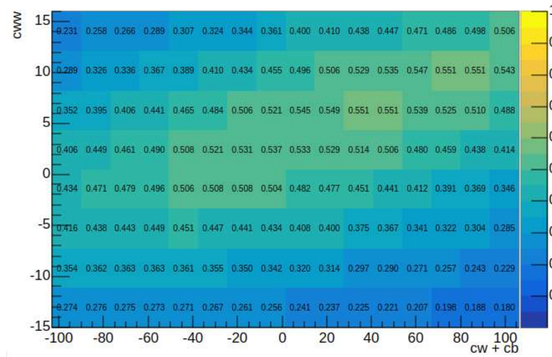
نتیجه گیري

بعد از آموزش شبکه‌ی عصبی قدرت تفکیک این ماشین را روی نقاط دیگر فضای پارامتر ها تست شد. به وسیله‌ی رسم کردن ROC برای هر کدام از این نقاط و به دست آوردن مساحت ناحیه زیر این نمودارها که نشان دهنده‌ی قدرت تفکیک استاندارد مدل از نظریه میدان های مؤثر در این ماشین است می‌توان قدرت تفکیک را برای هر نقطه از فضای پارمتر نظریه میدان های مؤثر به دست آورد. همانطور که از معادله‌ی ۳ انتظار می‌رفت قدرت تفکیک این شبکه عصبی تابع C_{WWW} و $(C_B + C_W)$ است. در شکل۷ می‌شود قدرت تفکیک این ماشین را روی نقاط مختلف فضای پارامتر نظریه میدان های مؤثر ملاحظه کرد. با توجه به شکل۷ بنظر می‌رسد ماشین آموزش داده شده می‌تواند با یک نقطه ورودی همه‌ی نقاط فضای پارمتر نظریه میدان های مؤثر را به خوبی از مدل استاندارد تشخیص دهد.

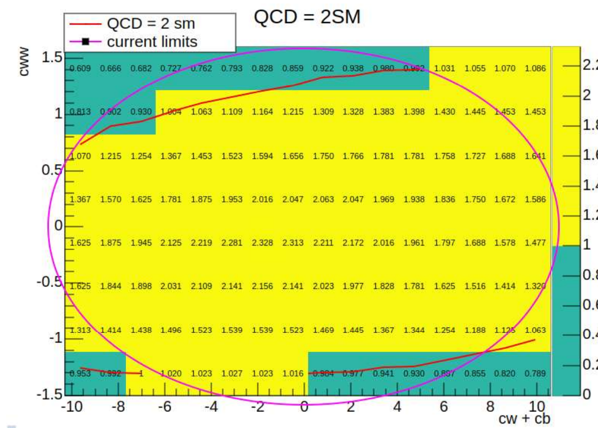


شکل۷: قدرت تفکیک ماشین در نقاط مختلف فضای پارامتر نظریه میدان های مؤثر

در نهایت با در نظر گرفتن دو دیدگاه مختلف برای قسمت برهمکنش قوی و فیت کردن لایکلی هود حد های مختلفی برای پارمتر های C_{WWW} و $(C_W + C_B)$ به دست آمدند که در ادامه نمودار این حد ها را آمده‌اند.



شکل۸: فیت لایکلی هود برای مقادیر مختلف فضای فاز نظریه میدان های مؤثر با فرض حذف کامل قسمت برهمکنش قوی هسته‌ای.



شکل۹: فیت لایکلی هود برای مقادیر مختلف فضای فاز نظریه میدان های مؤثر با فرض دو برابر بودن قسمت برهمکنش قوی هسته‌ای.

در هر دو دیدگاه می‌تواند حدهای بهتری نسبت به حد های موجود بر روی پارامتر های نظریه میدان های مؤثر گذاشت. نشان دهنده‌ای است که کانالی که مورد بررسی قرار گرفت حساسیت خوبی به پارامتر های نظریه میدان های مؤثر دارد.

مرجع‌ها

[1] ATLAS Collaboration, "Measurement of the electroweak production of dijets in association with a Z-boson and distributions sensitive to vector boson fusion in proton-proton collisions at s = 8 TeV using the ATLAS detector", JHEP **04** (2014)

[2] Search for the anomalous W W γ couplings through the proce e−e+ → veveγ at ILC with unpolarized and polarize beams arXiv:2009.05848v2 [hep-ph] 30 Jul 2021

[3] A. M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], JHEP 12, 062 (2019) [arXiv:1907.08354 [hep-ex]

[4] J. Alwall et al., "The automated computation of differential cross tree-level and next-to-leading order sections, and their matching parton shower simulations", JHEP 1407(2014) doi:10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv:1405.0301.

[5] DELPHES 3 Collaboration, "DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment", JHEP **02** (2014) 057, doi:10.1007/JHEP02(2014)057, arXiv:1307.6346.

[6] Monte Carlo tools for studies of non-standard electroweak gauge boson interactions in multi-boson processes: A Snowmass White Paper, arXiv:1309.7890v1 [hep-ph] 30 Sep 2013

تعیین تابع ساختار قطبیده نوکلئونی با استفاده از تبدیل لاپلاس

میرجلیلی، ابوالفضل [۱]؛ آتشبارتهرانی، شاهین [۲،۳]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، یزد

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

[۳] گروه فیزیک ، دانشکده علوم و فناوری نانو و زیست ، دانشگاه خلیج فارس ،۷۵۱۶۹، بوشهر، ایران

چکیده

با استفاده از تبدیل لاپلاس به بررسی توابع ساختار قطبیده پروتون و نوترون در تقریب مرتبه LO و NLO می‌پردازیم. برای این منظور در ابتدا لازم است با استفاده از این تبدیل معادلات تحول پارتونی را در فضای لاپلاس بدست آوریم. این تبدیل در حل تحلیلی و همچنین عددی معادلات تحول پارتونی مورد استفاده قرار می‌گیرد که روش کارآمدی برای دستیابی به توابع توزیع پارتونی در مقیاس انرژی‌های بالا می‌باشد. استفاده از تبدیل لاپلاس منتهی به ظهور ممان توابع ساختار نوکلئونی می‌شود. برای رسیدن به این توابع ساختار برحسب متغیر بیورکن از تکنیک چند جمله‌ائی‌های ژاکوبی بهرمند می‌شویم .در ادامه مقایسه‌ای با داده‌های آزمایشگاهی قابل دسترس و همچنین تعدادی از مدل‌های پدیده شناسی موجود برای تابع ساختار قطبیده نوکلئونی g_1 خواهیم داشت تا تاییدی بر صحت محاسبات انجام شده باشد. نتایج بدست آمده با داده‌ها و مدل‌های موجود در توافق خوبی می باشند.

واژه های کلیدی: تابع ساختارقطبیده ، تبدیل لاپلاس، تقریب LO و NLO .

Determining the polarized structure function using Laplace transformation

Mirjalili, Abolfazl[1]; Atashbar Tehrani, Shahin[2,3]

[1] *Department of Physics, Yazd University, Yazd*
[2] *School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM),Tehran*
[3] *Department of Physics, Faculty of Nano and Bio Science and Technology, Persian Gulf University, 75169 , Bushehr, Iran*

Abstract

Using the Laplace transformation we consider the polarized structure function of proton and neutron at LO and NLO approximations. For this purpose it is needed at first, using this transformation, to obtain the parton evolution equations in Laplace space. This transformation is used to obtain an analytical and also numerical solutions of parton evolution equations which are an efficient method to obtain parton densities at high energy scales. Using the Laplace transform lead us to moment of nucleon structure functions. To obtain the structure functions in terms of x-Bjorken variable, we employ the technique of Jacobi polynomials. In continuation we compare the g1 as polarized nucleon structure function with the available experimental data and also some phenomenological models to confirm the validation of computations. Our results are in good agreement with the data and models.

Keywords: *Polarized structure function, Laplace transform, LO and NLO approximation.*

PACS No. 13

مقدمه

آزمایش‌های پراکندگی پرتوهای قطبیده لپتونی در انرژی‌های بالا از اهداف قطبیده پروتونی و نوترونی می تواند اندازه‌گیری تابع ساختارهای قطبیده نوکلئونی را فراهم سازد. توابع ساختار اندازه گیری شده نوکلئونی اطلاعات خوبی از سهم کوارک های قطبیده در ایجاد اسپین نوکلئونی فراهم می‌کند. این خود نشان از اهمیت توابع ساختار قطبیده نوکلئونی دارد که دراینجا به بررسی آنها می‌پردازیم. دراین مقاله ابتدائا حل معادلات تحول پارتونی با کمک تبدیل لاپلاس در دو تقریب LO و NLO بعنوان یک روش کارآمد برای حل این معادلات مورد توجه قرار می‌گیرد [1,2].

بر این اساس توابع توزیع‌قطبیده پارتونی شامل توزیع‌های غیریکتا، گلئونی‌ودریا در فضای لاپلاس بدست خواهد آمد [3]. با استفاده از این توابع به ممان توابع ساختاردراین فضا دست خواهیم یافت. در ادامه، استفاده از چند جمله‌ائی های ژاکوبی این امکان را فراهم خواهد ساخت که توابع ساختار نوکلئونی در فضای متغیر بیورکن x را بدست آوریم [4] ودر نهایت امکان مقایسه با داده های آزمایشگاهی فراهم خواهد شد.

معادلادت تحول در تقریب LO

معادله تحول DGLAP برای توزیع فطبیده غیر یکتا بصورت زیر می‌باشد [1]:

$$\frac{4\pi}{\alpha_s(Q^2)}\frac{\partial \Delta F_{NS}}{\partial \ln Q^2}(x,Q^2) = \Delta F_{NS} \otimes \Delta P^{0}_{qq}(x,Q^2) \quad (1)$$

با استفاده از تبدیل لاپلاس این معادله بشکل زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial \Delta f_{NS}}{\partial \tau}(s,\tau) = \Delta\Phi^{LO}_{f}(s)\Delta f(s,\tau) \qquad (2)$$

تابع شکاف در تقریب LO برای حالت قطبیده درفضای لاپلاس به صورت زیر می باشد:

$$\Delta\Phi_f^{LO} = 4-\frac{8}{3}\left(\frac{1}{s+1}+\frac{1}{s+2}+2(\psi^{(0)}(s+1)+\gamma_E)\right)$$

حل معادله تحول توزیع غیر یکتا، معادله (2)، در فضای لاپلاس منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$\Delta f_{NS}(s,\tau) = e^{\tau\,\Delta\Phi_{NS}(s)}\,\Delta f^{0}_{NS} \qquad (3)$$

جائیکه متغیر τ در رابطه بالا با عبارت زیر داده می شود

$$\tau \equiv \frac{1}{4\pi}\int_{Q_0^2}^{Q^2} \alpha_s(Q'^2)\,d\ln Q'^2$$

در رابطه (3) Δf^{0}_{NS} معرف توزیع قطبیده غیر یکتا در مقیاس انرژی اولیه Q_0 می باشد.

معادلادت تحول در تقریب NLO

در تقریب NLO علاوه بر دست‌یابی به تحول توزیع غیریکتا، نیاز به تحول توزیع های دریا و گلئونی نیز می‌باشیم. معادلات تحول این توزیع‌ها که بصورت معادلات جفت شده هستند در فضای لاپلاس بصورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial \Delta f_s}{\partial \tau}(s,\tau) = \Delta\Phi^{LO}_{f}(s)\Delta f_s(s,\tau) + \Delta\Theta^{LO}_{f}(s)\Delta g(s,\tau)\,,$$

$$\frac{\partial \Delta g}{\partial \tau}(s,\tau) = \Delta\Phi^{LO}_{g}(s)\Delta g(s,\tau) + \Delta\Theta^{LO}_{g}(s)\Delta f_s(s,\tau)\,. \quad (4)$$

حل این معادلات بصورت زیر خواهد بود:

$$\Delta f\ (s,\tau) = \Delta k_{ff}\ (s,\tau)\Delta f_0(s) + \Delta k_{fg}\ (s,\tau)\Delta g_0(s)\,,$$

$$\Delta g\ (s,\tau) = \Delta k_{gg}\ (s,\tau)\Delta g_0(s) + \Delta k_{gf}\ (s,\tau)\Delta f_0(s) \quad (5)$$

در رابطه های بالا $\Delta f_0(s)$ و $\Delta g_0(s)$ توزیع های قطبیده دریا و گلئون در مقیاس انرژی اولیه می‌باشد. کرنل های Δk_{ff} ، Δk_{fg}، Δk_{gk} و Δk_{gg} در مرجع [3] آمده است.

از طرفی جواب معادله‌تحول برای حالت غیریکتا درمرتبه NLO همانندرابطه(3) می‌باشد با این تفاوت که تابع شکاف $\Delta\Phi_{NS}(s)$ در این تقریب بصورت زیرخواهد بود

$$\Delta\Phi_{NS}(s) \equiv \Delta\Phi^{LO}_{NS}(s) + \frac{\tau_2}{\tau}\Delta\Phi^{NLO}_{NS}(s) \qquad (6)$$

در این رابطه متغیر τ_2 بصورت زیر می باشد [1]

$$\tau_2 \equiv \frac{1}{4\pi}\int_0^{\tau}\alpha_s(\tau')d\tau' = \frac{1}{(4\pi)^2}\int_{Q_0^2}^{Q^2}\alpha_s^2(Q'^2)\,d\ln Q'^2$$

پارامتر بندی توزیع های قطبیده اولیه

همانطور که مشخص است برای دست‌یابی به توزیع‌های پارتونی تحول یافته به این توزیع‌ها در مقیاس انرژی اولیه Q_0 نیاز داریم. این توزیع‌ها دارای شکل پارامتر بندی شده زیر می باشد:

$$x\,\Delta q(x,Q_0^2) = N_q \eta_q x^{a_q}(1-x)^{b_q}(1+c_q x) \qquad (7)$$

که در آن ثابت بهنجارش N_q از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\frac{1}{N_q} = \left(1 + c_q\frac{a_q}{a_q+b_q+1}\right)B\left(a_q, b_q+1\right)$$

در رابطه (7) اندیس q یک برچسب عمومی است که شامل کوارک‌های‌ظرفیت،دریاوگلئون‌می‌باشدبطوریکه $q=\{u_v, d_v, \bar{q}, g\}$.

این پارامترها با استفاده از قید های آزمایشگاهی‌که برای ممان مرتبه اول مربوط به ترکیب تورزیع‌های یکتا وجود دارد وهمچنین برازش روی داده‌های موجود آزمایشگاهی برای‌تابع ساختارهای قطبیده نوکلئونی بدست می‌آیند. قید های معرفی شده با روابط زیر داده می شوند:

$$a_3 = \int_0^1 dx\, \Delta q_3 = \eta_{u_v} - \eta_{d_v} = F + D, \quad (8)$$

$$a_8 = \int_0^1 dx\, \Delta q_8 = \eta_{u_v} + \eta_{d_v} = 3F - D$$

بطوریکه

$$q_3 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) - (\Delta d + \Delta\bar{d}),$$

$$q_8 = (\Delta u + \Delta\bar{u}) + (\Delta d + \Delta\bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta\bar{s})$$

با استفاده ازثابت‌های به روزشده وایاشی ذره β که بصورت $F = 0.464 \pm 0.008$ و $D = 0.806 \pm 0.008$ گزارش شدند [5].

مقادیر عددی η_{u_v} و η_{d_v} درروابط (8) بدست خواهند آمد که در تحلیل عددی تعیین پارامتر های مجهول رابطه (7) مورد استفاده قرار خواهند گرفت.اکنون با در اختیار داشتن توزیع های پارتونی اولیه و بکارگیری جواب های مربوط به توابع توزیع تحول یافته قادر هستیم تابع ساختار قطبیده نوکلئونی را در فضای لاپلاس بدست آوریم. برای رفتن از فضای لاپلاسs به فضای متغیر بیورکنx نیار به استفاده از تکنیک چند جمله‌ائی‌های ژاکوبی است.

چند جمله‌ائی‌های ژاکوبی و تابع ساختار قطبیده نوکلئونی

تابع ساختار قطبیده پروتون و نوترون در فضای لاپلاس با روابط زیر داده می‌شوند:

$$L[g_1^p, s] = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \times \left[\left(1 + \frac{\tau}{4\pi}\Delta C_q(s)\right)[\Delta q(s,Q^2) + \Delta\bar{q}(s,Q^2)] + \frac{2}{3}\frac{\tau}{4\pi}\Delta C_g(s)\Delta g(s,Q^2)\right] \quad (9)$$

$$L[g_1^n, s] = L[g_1^p, s] - \frac{1}{6}(L[u_v, s] - L[d_v, s]) \times \left(1 + \frac{\tau}{4\pi}\Delta C_q(s)\right)$$

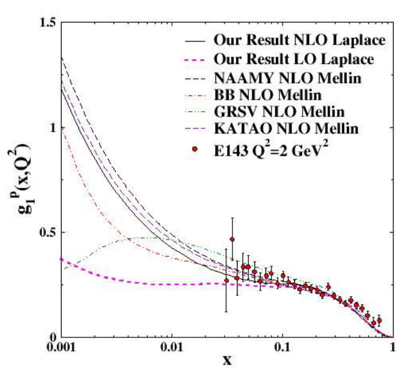
در این روابط $\Delta C_q(s)$ و $\Delta C_g(s)$ معرف تابع‌های ضریب ویلسون می‌باشند که از مرجع [3] قابل حصول است و بقیه کمیت‌ها این رابطه در فضای لاپلاس شناخته شده می‌باشند.

تابع ساختارهای پروتون و نوترون در فضای لاپلاس عملا از یک تبدیل بدست می‌آیند بطوریکه تابع ساختار مورد نظر را از فضای بیورکن x به فضای لاپلاسs می‌برند. نتیجه حاصل‌شده در رابطه(9) معرف ممان توابع ساختار در فضای لاپلاس هستند. برای رفتن از فضای ممان s به فضای بیورکن x می توان از چند جمله‌ائی‌های ژاکوبی بصورت زیر استفاده نمود [4]:

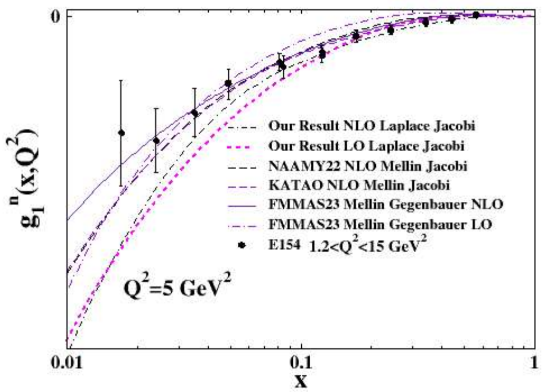
$$xg_1(x,Q^2) = x^{\beta}(1-x)^{\alpha}\sum_{n=0}^{N_{max}}\Theta_n^{\alpha,\beta}(x)\sum_{j=0}^{n} c_j^{(n)}(\alpha,\beta)\, L[xg_1, s = j+1] \quad (10)$$

تابع ساختار در فضای بیورکن

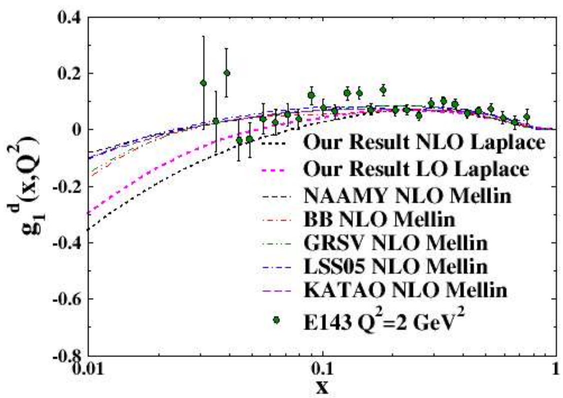
از آنجائیکه پارامتربندی توزیع های پارتونی در مقیاس انرژی Q_0 را بر حسب رابطه (7) در اختیار داریم می توانیم تابع ساختار های نوکلئونی در فضای x را در هر مقیاس انرژی دیگر به کمک رابطه (10) بدست آوریم. توجه شود که توزیع‌های کوارکی و گلئونی تحول‌یافته در فضای لاپلاس با کمک روابط (5) و (6) در اختیارمان می‌باشند. با انجام یک برازش‌عمومی‌با کمک بسته نرم افزار MIMUIT [6] بر روی داده های آزمایشگاهی موجود از گروه های HERMES, JLAB, COMPASS, EMC وSMC که شامل داده های مربوط به تابع های ساختار پروتون، نوترون ودوتریم می باشد می توانیم پارامترهای مجهول در توزیع های پارتونی را بدست آوریم. باجایگذاری مقادیر عددی این پارامترها دررابطه (10) توابع ساختار پروتون و نوترون در فضای بیورکن x بدست می‌آید. ازطرفی تابع ساختاردوتریم برحسب تابع ساختارهای پروتون و نوترون با رابطه زیر داده می شود:



شکل1-تابع ساختار قطبیده پروتون با استفاده از تبدیل لاپلاس در دو تقریب LO و NLO و مقایسه آن با مدل‌های NAAMY[7] و BB[8] و GRSV[9] و . KATAO[11].



شکل2–تابع ساختار قطبیده نوترون با استفاده از تبدیل لاپلاس در دو تقریب LOو NLO و مقایسه آن با مدل های NAAMY[7] و BB[8] و GRSV[9] و LSS05[10] و KATAO[11] .



شکل3–تابع ساختار قطبیده دوترون با استفاده از تبدیل اپلاس در دو تقریب LOو NLO و مقایسه آن با مدل‌های NAAMY[7] و BB[8] و GRSV[9] و LSS05[10] و KATAO[11].

$$g_1^{\mathrm{d}}(x,Q^2)=\frac{1}{2}\{g_1^{\mathrm{p}}(x,Q^2)+g_1^{\mathrm{n}}(x,Q^2)\}\times(1-1.5w_D)$$

جائیکه $w_D=0.05\pm0.01$ معرف احتمال پیدا کردن نوترون در تراز کوانتمی D می باشد [12]. بدیهی است تابع ساختار دوتریم برحسب تابع ساختار های پروتون و نوترون قابل مجاسبه می‌باشد. در شکل های 1، 2و 3 نتایج حاصل از محاسبات‌مان مربوط به تابع ساختار های قطبیده g_1 برای پروتون، نوترون و دوتریم و مقایسه آنها با داده های آزمایشگاهی و همچنین مدل های پدیده شناسی گوناگون رسم شده است [7-11]. در این مقاله سعی شده جزئیات محاسبات با توجه محدودیت صفحات تا حد ممکن آورده شود. با این وجود برای اطلاعات بیشتر خواننده را به [3] و [7] ارجاع می‌دهیم .

نتیجه گیری

آزمایش های مربوط به پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده یکی از کارآمدترین روش‌ها برای بررسی ساختار اسپینی پروتون و نوترون می‌باشد. با کمک این آزمایش‌ها بررسی ماهیت کوارکی نوکلئون‌ها بر پایه داده‌های آزمایشگاهی مبتنی بر عدم تقارن اسپینی امکان پذیر می‌باشد. نظر به اهمیت این موضوع، در این مقاله داده‌های اخیر برای ساختار های قطبیده نوکلئونی بکار گرفته شدند تا تحلیلی از نظریه QCD مبتنی بر مدل کوارکی بتواند انجام شود. نتایج نشان داده شده از محاسبات‌مان در شکل های 1، 2و 3 تاییدی براین مدعا است. تعمیم محاسبات بطوریکه شامل تابع ساختار g2 که به قطبش عرضی نوکلئونی مربوط می‌باشد و همچنین بررسی تعدادی از قاعدهای جمع نظیر قاعده جمع بیورکن و قاعده جمع هلیسیتی پروتون می‌تواند در راستای تایید بیشتر برای پیش‌بینی های نظریه QCD مورد توجه قرار گیرد.

مرجع‌ها

[1] M. M. Block, Eur. Phys. J. C 68, 683 (2010).
[2] M. M. Block, Eur. Phys. J. C 65, 1 (2010).
[3] S. Atashbar Tehrani, F. Taghavi-Shahri, A. Mirjalili, and M. M. Yazdanpanah, Phys. Rev. D 87, 114012 (2013); 88,039902(E) (2013).
[4] A. L. Kataev, G. Parente, and A. V. Sidorov, Nucl. Phys. B573, 405 (2000).
[5] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 667, 1(2008).
[6] F. James and M. Roos, Comput. Phys. Commun. 10, 343 (1975).
[7] H. Nematollahi, P. Abolhadi, S. Atashbar, A. Mirjalili, and M. M. Yazdanpanah, Eur. Phys. J. C 81, 18 (2021).
[8] J. Blumlein and H. Bottcher, Nucl. Phys. B841, 205 (2010).
[9] M. Gluck, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys.Rev. D 63, 094005 (2001).
[10] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D73, 034023 (2006).
[11] A. N. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, S. Taheri Monfared,F. Arbabifar, and F. I. Olness, Phys. Rev. D 83, 054017(2011).
[12] M.Lacombe, B.Loiseau, R.Vinh Mau, J.Cote, P.Pires and R.de Tourreil, Phys.Lett. B 101, 139 (1981).

مطالعه نظام مند ساختار لایه ای ایزوتوپ های زوج زوج اکسیژن توسط کد اکسبش

Commented [I1]: عنوان اصلاح شد

یوسفی تازیک،مرضیه ؛ محمدی،سعید؛کوهستانی،محسن

Commented [I2]: نام نویسدگان اصلاح شده
بنا به صلاحدید نویسنده مسئول و همچنین درخواست خانم رحمانی
مبنی بر حذف از مقاله نام ایشان ازنویسنگان حذف شده است

گروه فیزیک ،دانشگاه پیام نور، صندوق پستی ۳۶۹۷-۱۹۳۹۵ تهران- ایران

چکیده

در این مقاله با استفاده کد اکسبش و انتخاب پتانسیل مناسب ،ترازهای انرژی را محاسبه و درستی مدل لایه‌ای را برای ایزوتوپ‌های زوج-زوج عنصر اکسیژن ($^{18}_{8}O$، $^{20}_{8}O$،$^{22}_{8}O$،$^{24}_{8}O$، $^{26}_{8}O$) مورد بررسی قرار دادیم این کد ،انرژی برانگیختگی حالت پایه هر ایزوتوپ را محاسبه می کند.هم چنین احتمال قرارگیری نوکلئون ها در ترازها را نیز مشخص می کند. بعد از اجرای کد مقادیر انرژی های بدست آمده را با مقادیر تجربی مقایسه می کنیم و پتانسیلی که نتایج آن با مقادیر تجربی مطابقت داشته باشد انتخاب می شود. در این مقاله علاوه بر مقایسه ترازهای انرژی ، مقدار نسبت انرژی برانگیختگی دوم به اول ،پارامتر تغییر شکل و نیمه عمر گذار ایزوتوپ‌های مذکور محاسبه و مقایسه شد.

کلیدواژه ها: *مدل لایه‌ای ، فضای sd ، کد اکسبش،ایزوتوپ‌های اکسیژن*

Systematic study of the shell model for even-even isotopes by Oxbash code

Yousefi Tazik ،Marzieh ؛ Mohammadi، Saeed ؛ Kouhestani، Mohsen

Physics Department, Pyamenoor University, 19395-3697 Tehran, I. R. of Iran

Abstract

In this paper, by using the oxbash code and choosing the appropriate potential, the energy levels are calculated and the correctness of the shell model for the even-even isotopes of Oxygen element ($^{18}_{8}O$ ،$^{20}_{8}O$ ،$^{22}_{8}O$ ،$^{24}_{8}O$ ، $^{26}_{8}O$). We examined this code determines the excitation energy of the ground state of each isotope. It also determines the probability of placing nucleons in levels. After running the energy code, we compare the obtained energy with the experimental results and the potential whose results match the experimental results is selected. In this paper, in addition to comparing the energy levels, the value of the second to first excitation energy ratio, the deformation parameter and the transition half-life of the mentioned isotopes were calculated and compared.

Keyword: Shell Model ، sd Space ، OXBASH Code، Oxygen Isotops.

PACS No. 20

مقدمه:

یکی از مدل‌های مهم در فیزیک هسته‌ای مدل لایه‌ای است. در این مدل می‌توان ویژگی‌های تعداد بسیاری از هسته‌های سبک و متوسط مانند اسپین و انرژی را پیش‌بینی کرد.یکی از موفق‌ترین کدهای کامپیوتری برای محاسبه ترازهای انرژی ،کد اکسبش است. اکسیژن یکی از عناصر شیمیایی در گروه شانزده جدول تناوبی است . این عنصر نافلزی بسیار واکنش‌پذیر است و به آسانی موجب اکسید شدن عناصر و ترکیبات شیمیایی می‌شود .عنصر اکسیژن ١٤ ایزوتوپ دارد که فقط سه تا از آنها پایدار هستند و بقیه ناپایدارند[١].در این مقاله قصد داریم ترازهای انرژی هسته های زوج– زوج اکسیژن($^{18}_{8}O$، $^{20}_{8}O$،$^{22}_{8}O$، $^{24}_{8}O$، $^{26}_{8}O$) را با

استفاده از کد اکسبش[۲] بدست آورده و با مقایسه با داده‌های تجربی و محاسبات براون [۳]، بهترین پتانسیل را معرفی می‌کنیم. با استفاده از این کد فضاهای مختلف مورد مطالعه قرار گرفته از جمله لایه HASP در سال ۲۰۰۱ توسط براوون[۳] و همچنین بررسی ایزوتوپ های گوگرد با هامیلتونی USD در سال ۲۰۱۵ [٤] انجام شد و نیز محاسبات مربوط به آنالیز ترازهای انرژی طیف فسفر۳۲ که در سال ۲۰۱۷ انجام شده است[۵]. در این مقاله محاسبات با پتانسیل برهمکنشی وود–ساکسون (W) انجام شده است[٦].

روش کار:

ابتدا اطلاعات حالت پایه هسته‌های مذکور را که برای اجرای این کد مورد نیاز است مانند عدد اتمی، ایزواسپین، پاریته، تعداد نوکلئونهای ظرفیت، عدد نوترونی را با استفاده از کتاب‌های فیزیک هسته‌ای پیدا می‌کنیم[۱]. در مدل لایه ای این نوکلئون‌های ظرفیت هستند که خواص هسته‌ای را شکل می‌دهند. برای بدست آوردن این نوکلئون‌ها ابتدا باید مقدار پروتون‌ها و نوترون‌ها عنصر را از لایه‌ی بسته قبلی یعنی اعداد سحرآمیز کم کنیم. از آنجا که فضای مدل بیانگر اربیتال‌های در نظر گرفته شده برای محاسبات است وبا بهره‌گیری از لایه‌های اصلی در مدل لایه‌ای و افزودن پتانسیل اسپین –مدار حاصل می‌شود.با در نظر گرفتن تعداد نوکلئون‌های ظرفیت$^{18}_{8}O_{10}$ فضای مدل مناسب محاسبات فضای sd است. فضای مدل sd شامل اربیتال‌های ظرفیت $2s_{1/2}$، $1d_{5/2}$ و $1d_{3/2}$ است[۳]. با توجه به قرارگرفتن نوکلئون ظرفیت در اربیتال d پاریته مثبت است با توجه به پتانسیل های موجود در پوشه SPS کد اکسبش[۲]، پتانسیل متناسب با فضای sd برای ایزوتوپ‌های زوج–زوج اکسیژن پتانسیل W است. بعد از اجرای کد انرژی‌هایی برای ایزوتوپ مورد نظر بدست می‌آید که این انرژی‌ها را با مقادیر تجربی مقایسه می‌کنیم و نمودار آن را رسم می‌کنیم.

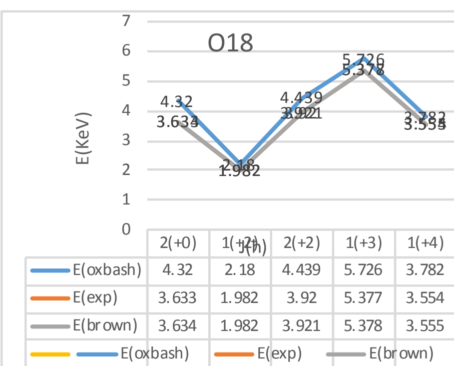
در این مقاله علاوه بر مقایسه ترازهای انرژی ، مقدار نسبت انرژی برانگیختگی دوم به اول $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ ، β (پارامتر تغییر شکل) و T_γ (نیمه عمر گذار) محاسبه شده است.

نتایج:

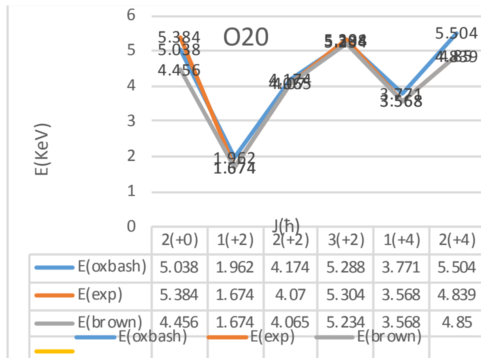
جدول ۱: انرژی های محاسبه شده از طریق کدOXBASH برای O18 و مقایسه آن ها با مقادیر تئوری براون [۳] و تجربی[۷]

J	E(Oxbash)	E(exp)	E(brown)
1(+0)	0	0	۰
2(+0)	4.32	3.633	3.634
3(+0)	14.135		
1(+1)	10.823	8.817	
2(+1)	11.341		
1(+2)	2.18	1.982	1.982
2(+2)	4.439	3.92	3.921
3(+2)	9.465	8.213	
4(+2)	10.928	11.39	
5(+2)	15.693		
1(+3)	5.726	5.377	5.378
2(+3)	10.555		
1(+4)	3.782	3.554	3.555
2(+4)	8.75	7.116	

طبق جدول فقط ٦ مورد از انرژی های بدست آمده به نتایج تجربی تقریبا نزدیک است.

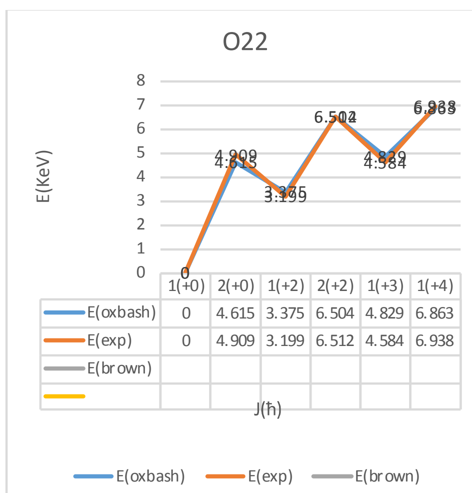


شکل ۱: نمودار تراز انرژی $^{18}_{8}O$ به صورت تجربی و محاسبات کداکسبش



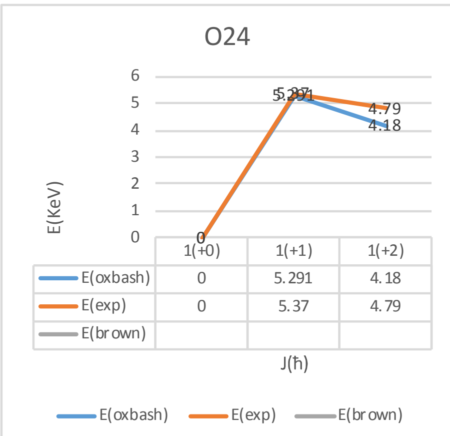
شکل ۲:نمودار تراز انرژی $^{20}_{8}O$ به صورت تجربی

و محاسبات کد اکسبش



شکل ۳:نمودار تراز انرژی $^{22}_{8}O$ به صورت تجربی

و محاسبات کد اکسبش



شکل ٤:نمودار تراز انرژی $^{24}_{8}O$ به صورت تجربی

شکل ۵:نمودارتراز انرژی $^{26}_{8}O$ به صورت تجربی و محاسبات کد اکسبش

جدول ۲:نسبت انرژی برانگیختگی دوم به اول و β (پارامتر تغییر شکل) و نیمه عمر گذار() T_γ

T_γ	β	$\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$	$E(2^+)$	نام ایزوتوپ
8.6×10^{11} 1.23×10^{12}	9.35 11.154	1.79	1982.0 70	O18
1.183×10^{12} 2.621×10^{12}	7.437 8.872	2.13	1674.0 00	O20
1.388×10^{11} 1.981×10^{11}	4.723 5.635	1.43	3199.0 00	O22
2.94×10^{10} 4.20×10^{10}	2.648 3.159	1.12	4790.0 00	O24
6.47×10^{12} 9.24×10^{12}	12.031 14.353	1.56	1277.0 00	O26

با توجه به مقادیر محاسبه شده در مورد انرژی برانگیختگی دوم به اول $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$و β (پارامتر تغییر شکل) این ایزوتوپ های اکسیژن، حالت پایه کروی دارند و براساس مدل لایه‌ای ذره مستقل مطالعه می شوند. منظور از T_γ(نیمه عمر گذار) مدت زمانی است که یک هسته در اثر واپاشی به نصف تقلیل می یابد.

نتیجه گیری:

همان طور که از نمودارها مشخص است تغییرات صعودی و نزولی انرژی های بدست آمده با نتایج تجربی نتایج براون در همه‌ی این ایزوتوپ‌ها به یک شکل می‌باشد، در مورد ایزوتوپ $^{18}_{8}O$، $^{20}_{8}O$ و $^{22}_{8}O$ چون تعداد انرژی‌های بدست آمده با کد اکسبش به مقادیر تجربی نزدیکتر است و تعداد بیشتری دارد بنابراین نمودار بهتری رسم شده است و تقریبا انرژی‌ها بر هم منطبق هستند.

منابع

[۱] کنت.ک، آشنایی با فیزیک هسته‌ای ،جلد اول (چاپ چهارم)ترجمه ابوکاظمی.ا، رهبر.م ،(۱۳۷۱)تهران: مرکز نشر دانشگاهی

[2] Oxbash for Windows, B. A. Brown, A. Etchegoyen, N. S. Godwin, W. D. M. Rae, W. A. Richter, W. E. Ormand, E.K. Warburton, J. S. Winfield, L. Zhao and C. H. Zimmerman, MSU-NSCL report number,1289(2004).

[3] The Nuclear Shell Model Towards the Drip Lines, B. A. Brown, Progress in Particle and Nuclear Physics 47,517 (2001).

[4] Mohammadi, S., & Sirjani, S. American Journal of Modern Physics (2015).

[5] Shafeghat, H.,et al, Modern Chemistry, 5,(2017), 82-85.

[6] A.E. Stuchnery et al Phys Rev C 74,054307, (2006).

[7] http://www.radware.phy.ornl.gov.

با سلام و احترام

با توجه به سوال داوران محترم، پاسخ ذیل برای این پرسش ارائه میشود امید است که مورد قبول داوران محترم قرار گیرد

کد اکبسش یک کد محاسباتی مدل لایه ای است که فضاهای مختلف را می توان با آن مورد مطالعه قرار داد همانطور که آقای براون در سال ۲۰۰۱ فضایHASP را بررسی کردند. در مقاله ما فضای sd مورد مطالعه قرار گرفته و از آنجا که هر فضایی شامل پتانسیل های برهم کنشی مختلفی است و باید بهترین آنها را برگزید، در فضای sd با ۱۳ پتانسیل روبرو هستیم.

از آنجا که ورودی های آقای براون مشخص نیست و تنها نتایج و خروجی را در سایت ارائه نمودند لذا به نظر می آید علت تفاوت نتایج مقاله ما با نتایج براون در متفاوت بودن ورودی ها می باشد به عبارتی پتانسیل مورد استفاده اقای براون مشخص نمی باشد و احتمالا متفاوت با پتانسل ما میباشد.

نکته دوم که جائز اهمیت می باشد این است که آقای براون و تیم ایشان در واقع فقط کد اکبش را در سال ۲۰۰٤ تحت ویندوز درآورده و ارائه نمودند.

لازم به ذکر است بنا به درخواست خانم رحمانی مبنی بر حذف نام ایشان از مقاله و بنا به صلاحدید نویسنده مسئول نام ایشان ازنویسنگان حذف شده است

با تشکر

ساختار ستاره کوارکی در گرانش نرده ای تانسوری

مهرآیین نزدیک، مینا؛ رضایی، زینب

بخش فیزیک دانشگاه شیراز ، شیراز

رصدخانه بیرونی دانشگاه شیراز ، شیراز

چکیده

در این مقاله، به بررسی ساختار ستاره کوارکی در گرانش نرده ای تانسوری می پردازیم. برای توصیف شاره ستاره ای از مدل کیسه ای MIT بهره می بریم. با حل معادلات ساختار در گرانش نرده ای تانسوری، ویژگیهای ستاره کوارکی را محاسبه می نماییم. نشان می دهیم معادله حالت ماده کوارکی، نرده ای شدن ستاره کوارکی را تحت تاثیر قرار می دهد.

واژه های کلیدی: *ماده کوارکی، گرانش نرده ای تانسوری، معادله حالت.*

Quark star structure in scalar tensor gravity

Mehraeen Nazdik, Mina; Rezaei, Zeinab

Department of Physics, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Biruni Observatory, Shiraz University, Shiraz 71454, Iran

Abstract

In this paper, we investigate the structure of quark star in scalar tensor gravity. In order to present the star fluid, we apply the MIT bag model. Solving the structure equations in scalar tensor gravity, we calculate the properties of quark star. We show that the quark matter equation of state affects the quark star scalarization.

***Keywords**:* *quark matter, scalar tensor gravity, equation of state.*

PACS No. *14, 26, 97.*

مقدمه

آخرین مرحله تحولی برخی از ستارگان پر جرم، ستاره کوارکی می باشد[1]. یکی از عوامل اصلی در تعادل ستاره کوارکی پدیده ای کوانتومی موسوم به فشارتبهگنی کوارک ها است. در حقیقت در نتیجه اصل طرد پائولی، بیش از دو فرمیون نمی تواند یک تراز انرژی را اشغال نماید. با پر شدن تراز های مجاز انرژی، فرمیون ها شروع به فراهم نمودن یک فشار می کنند – فشارتبهگنی– که نهایتا انقباض را متوقف می کند. این فشار تنها به چگالی، و نه دما، بستگی دارد.

برای ستاره کوارکی جرمی حدی وجود دارد که نمی توان از آن تجاوز نمود. شعاع ستاره کوارکی در حدود چند ده کیلومتر و جرم آن از مرتبه جرم خورشید است [1]. بنابراین واضح است که باید چگالی بالایی داشته باشد. با توجه به فشردگی بالای ستاره کوارکی، نقش نسبیت عام در استخراج رابطه جرم – شعاع این ستاره ها بسیار مهم خواهد بود. از سوی دیگر، گرانشهای تعمیم یافته از جمله گرانش نرده ای تانسوری، پدیده های متفاوتی از گرانش اینشتین را

در ستاره های فشرده پیش بینی می نمایند. در این تحقیق، به بررسی ستاره کوارکی در گرانش نرده ای تانسوری می پردازیم.

معادله حالت ماده کوارکی

در ستاره کوارکی که چگالی بسیار بالاست کوارکها درون نوکلئون ها آزاد شده و یک مایع کوارکی شکل می گیرد. در حقیقت حالت پایه ماده، ماده کوارکی شگفت (متشکل از کوارکهای u و d و s) است. این ماده شباهت زیادی به گاز الکترونی در یک فلز دارد. این پدیده منجر به حالت های ابر رسانا می شود که برای کوارک ها آن را ابررسانایی رنگی می نامیم. در چگالی های بالا یعنی چگالیهای بسیار بیشتر از چگالی هسته ای، فاز ماده کوارکی غیرمحبوس قابل دستیابی است. ماده کوارکی، متشکل از کوارکهای uوdوs و نیز الکترون می باشد که این ذرات با هم در تعادل هستند. در فاز کوارکی خالص، خنثی بار فاز کوارکی نیز برقرار است. یکی از چالش های مطرح در اخترفیزیک مشاهده ستاره های کوارکی است [2و3] .

فشار تبهگنی کوارکها در ستاره های کوارکی منجر به تعادل آنها می گردد. برای محاسبه معادله حالت ماده کوارکی، مدل کیسه ای جرم موثر که براساس مدل کیسه ای MIT هادرون ها پایه ریزی شده است به کار می رود [4]. در این تئوری، برای توصیف فاز کوارکی کمیتی به نام ثابت کیسه B معرفی می شود. در مدل کیسه ای مذکور، فشار ماده کوارکی P_Q و چگالی انرژی ϵ_Q از رابطه زیر تبعیت می کند

$$P_Q = \frac{1}{3}\left(\epsilon_Q - 4B\right). \qquad (1)$$

برای توصیف ماده کوارکی در ستاره کوارکی از معادله فوق بهره می بریم. شکل1 معادله حالت ماده کوارکی را برای مقادیر مختلف ثابت کیسه نشان می دهد. همانگونه که این شکل نشان می دهد با افزایش ثابت کیسه معادله حالت نرم تر می شود.

گرانش نرده ای تانسوری

یکی از نظریه های گرانشی تعمیم یافته، نظریه های گرانش نرده ای تانسوری است. این نظریه ها کاربردهای زیادی در کیهان شناسی، مدل های تورمی و در بخش ماده تاریک دارند. دسته وسیعی از این نظریه ها، با این که در محدوده میدان ضعیف قابل تشخیص از نسبیت عام نیستند، اما پدیدارشناختی کاملا متفاوتی را برای ستارگان فشرده پیش بینی می کنند. دلیل این پدیده، اثر یک میدان قوی غیر اختلالی است که به آن نردش خودبخودی می گوییم [5]. نردش خود به خودی یک پدیده مهم در گرانش های نرده ای تانسوری است. این پدیده اولین بار در سال 1993 توسط دامور اسپوزیتو – فارس در ستاره نوترونی کشف شد [6]. در نظریه گرانش نرده ای تانسوری کنش به صورت زیر است [7]،

$$S = \left[g_{\mu\nu}; \phi; \boldsymbol{\psi}_m\right] = \frac{1}{16\pi}\int d^4x\sqrt{-g}\left(R - 2\nabla_\mu\phi\nabla^\mu\phi\right) + S_m\left[\psi_m; a(\phi)^2 g_{\mu\nu}\right] \qquad (2)$$

که متریک با $g_{\mu\nu}$ و میدان نرده ای با ϕ نشان داده شده است. در رابطه فوق، $g = \det\left(g_{\mu\nu}\right)$ (g دترمینان ماتریس متریک $g_{\mu\nu}$) و R اسکالر ریچی است. $a(\phi)$ تابع جفت شدگی است که به میدان نرده ای وابسته است. S_m معرف کنش ماده و $\boldsymbol{\psi}_m$ بیانگر میدان های ماده است. در تحقیقات از دو نوع تابع جفت شدگی استفاده می شود که به صورت زیر می باشد[11–7]

مدل1 (M1): $a(\phi) = \left[\cosh\left(\sqrt{3}\beta(\phi-\phi_0)\right)\right]^{\frac{1}{3\beta}}.$ (3)

مدل2 (M2): $a(\phi) = e^{\frac{1}{2}\beta(\phi-\phi_0)^2}$. (4)

مدل یک، یک تقریب تحلیلی برای تابع جفت شدگی می باشد که منشا آن یک نظریه اساسی شامل میدان نرده ای بدون جرم جفت شده با گرانش است [7]. مدل دو رایج ترین مدل در نظریه نرده ای تانسوری است که ساده ترین تابع جفت شدگی با اثر نردش خودبخودی را ارائه می دهد [7و8]. در این مقاله از مدل1 استفاده می نماییم. با استفاده از معادلات میدان و قانون بقاء تانسور انرژی تکانه، معادلات TOV به صورت زیر می باشد ($G = c = 1$) [7]،

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 a^4\tilde{\epsilon} + \frac{r}{2}(r-2M)\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 \qquad (5)$$

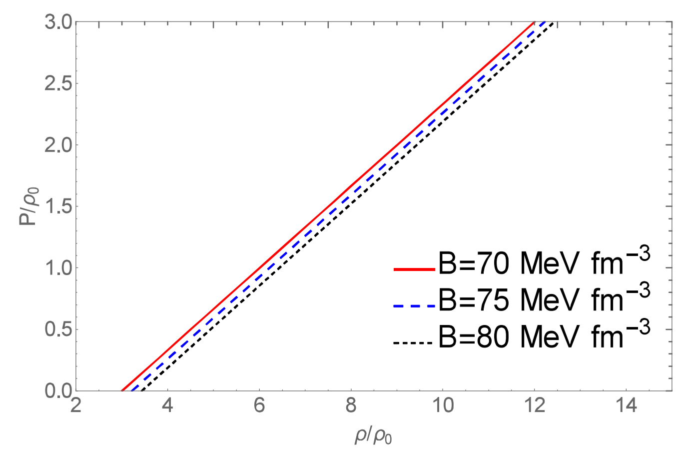
$$\frac{d^2\phi}{dr^2} = \frac{4\pi r a^4}{r-2m}\left[\alpha(\tilde{\epsilon}-3\tilde{p}) + r(\tilde{\epsilon}-\tilde{p})\frac{d\phi}{dr}\right] - \frac{2(r-m)}{r(r-2m)}\frac{d\phi}{dr}$$

(6)

$$\frac{d\tilde{p}}{dr} = -(\tilde{\epsilon}+\tilde{p})\left[\frac{4\pi r^2 a^4 \tilde{p}}{r-2m} + \frac{r}{2}\left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 + \frac{m}{r(r-2m)} + \alpha\frac{d\phi}{dr}\right] \quad (7)$$

$$\frac{dm_b}{dr} = \frac{4\pi r^2 a(\phi)^3 \tilde{p}}{\sqrt{1-\frac{2m}{r}}} \quad (8)$$

در روابط فوق m ، $\tilde{\epsilon} = \frac{\varepsilon}{\rho_0}$ ، $\tilde{p} = \frac{P}{\rho_0}$ ، ϕ ، m_b پنج تابع مجهول هستند که به ترتیب بیانگر جرم فیزیکی، چگای انرژی، فشار، میدان نرده ای و جرم باریونی می‌باشند. همچنین $\rho_0 = 1.66 \times 10^{14} \frac{gr}{cm^3}$ و $\tilde{g}_{\mu\nu} \equiv a(\phi)^2 g_{\mu\nu}$ و $a(\phi) = \frac{d\, ln a(\phi)}{d\phi}$. معادلات فوق به معادلات تولمن – اوپنهایمر – ولکف تعمیم یافته معروف هستند. با افزودن یک معادله حالت به معادلات فوق، دستگاه پنج معادله پنج مجهول قابل حل می باشد. در این مقاله، جرم باریونی ستاره کوارکی را گزارش می نماییم.



شکل1: معادله حالت ماده کوارکی در مدل کیسه ای MIT برای مقادیر مختلف ثابت کیسه B

با حل معادلات تعادل هیدروستاتیکی به صورت عددی، می توان ساختار ستاره را بررسی کرد. شرایط مرزی استفاده شده بصورت $m_b(0) = 0$ ، $m(0) = 0$ ، $\frac{d\phi}{dr}(0) = 0$ ، $\tilde{P}(R_s) = 0$ می باشد.

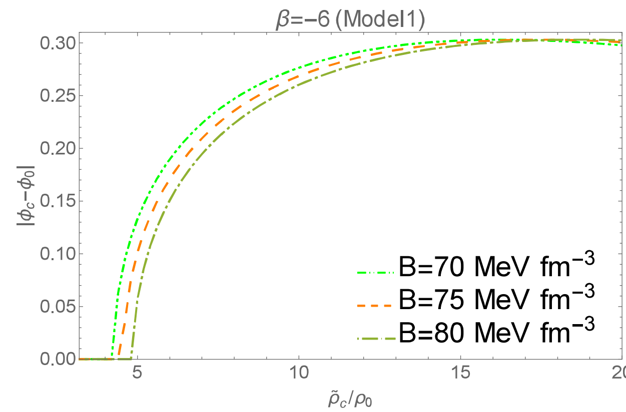
در این مقاله، معادلات ساختار ذکر شده را به همراه معادله حالت ماده کوارکی حل می نماییم.

بحث و نتایج

شکل2 بیانگر میدان نرده ای مرکزی برحسب چگالی مرکزی برای مقادیر مختلف ثابت کیسه می باشد. این شکل تایید می کند که برای هر سه معادله حالت در چگالی های پایین، میدان نرده ای صفر است. در چگالی هایی که میدان نرده ای صفر می باشد، جواب های گرانش نرده ای تانسوری با نسبیت عام برابر می باشد. برای هر سه معادله حالت، از یک چگالی به بعد میدان نرده ای افزایش پیدا می کند و به این ترتیب پدیده نردش خودبخودی آغاز می شود. چگالی که در آن نردش خودبخودی آغاز می شود، با افزایش ثابت کیسه افزایش می یابد. در چگالی هایی که میدان نرده ای غیر صفر است، جواب های گرانش نرده ای تانسوری با نسبیت عام متفاوت است و ستاره کوارکی نرده ای است. در بیشتر چگالیهای مرکزی، با افزایش ثابت کیسه مقدار میدان نرده ای مرکزی کاهش می یابد. اما در چگالیهای بالا، تاثیر ثابت کیسه بر میدان نرده ای مرکزی ناچیز است. شکل2 تایید می نماید که تا چگالیهای مرکزی بالا، ستاره کوارکی نرده ای است. این پدیده به آن معناست که حتی ستاره های کوارکی با جرم بالا نیز نرده ای هستند.

شکل3 جرم ستاره کوارکی برحسب چگالی مرکزی را برای مقادیر مختلف ثابت کیسه نشان می دهد. در چگالیهای کمتر، نتایج گرانش نرده ای تانسوری و نسبیت عام مطابق است. اما با افزایش چگالی این دو نتیجه از هم انحراف پیدا می کنند. در حقیقت، در ستاره های نرده ای شده نتیجه گرانش نرده ای تانسوری و نسبیت عام متفاوت هستند. در ستاره های نرده ای کم جرمتر، جرم ستاره های نرده ای از ستاره های معمولی کمتر است. این در حالی است که در ستاره های نرده ای پرجرمتر، جرم آنها از ستاره های معمولی بیشتر است. در ستاره های نرده ای شده همانند ستاره های معمولی، با افزایش ثابت کیسه جرم کاهش می یابد. اما تاثیر ثابت کیسه بر جرم، در ستاره های نرده ای بیشتر است.

شکل4 رابطه جرم-شعاع برای هر سه معادله حالت در گرانش نرده ای تانسوری و نسبیت عام را ارائه می دهد. در ستاره های کم جرم تر، رابطه جرم-شعاع در دو گرانش بر هم منطبق هستند. در واقع،



شکل 2: میدان نرده ای مرکزی ستاره کوارکی بر حسب چگالی مرکزی در مدل کیسه ای MIT برای مقادیر مختلف ثابت کیسه B

رابطه جرم–شعاع مربوط به گرانش نرده ای تانسوری و نسبیت عام در بازه هایی که ستاره نرده ای نیست با یکدیگر برابر هستند. اما در ستاره های پرجرم تر، گرانش نرده ای تانسوری بر رابطه جرم شعاع اثر می گذارد است. در ستاره های نرده ای شده شعاع ستاره بزرگتر و جرم آنها نیز بیشتر است.

نتیجه گیری

در این تحقیق، با بهره گیری از معادله حالت ماده کوارکی در مدل کیسه ای MIT، ساختار ستاره کوارکی را در گرانش نرده ای تانسوری محاسبه نمودیم. نتایج تایید می کند که معادله حالت ماده کوارکی نردش ستاره و رابطه جرم شعاع ستاره های نرده ای را تحت تاثیر قرار می دهد.

سپاسگزاری

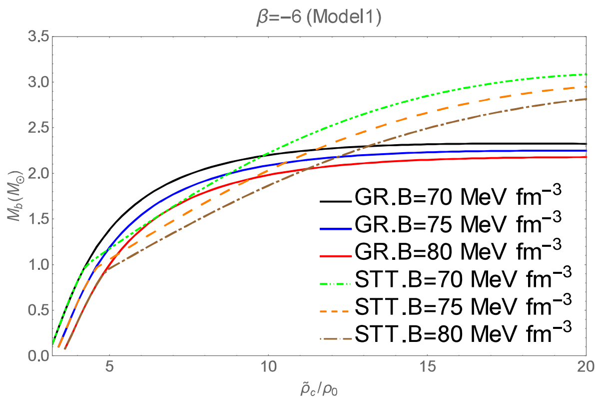
اینکار با پشتیبانی معنوی انجمن فیزیک انجام شد.

مراجع

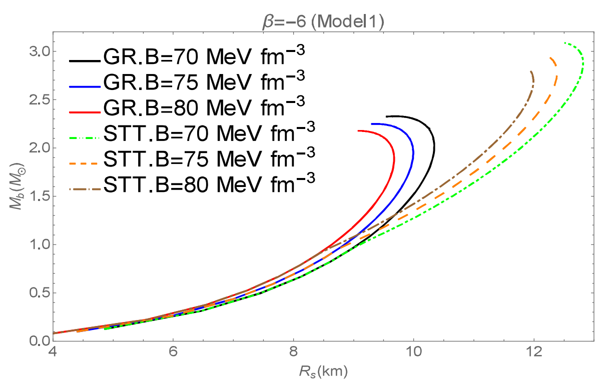
[1] M. Camenzind, "*Compact Object in Astrophysics*", Springer (2006).

[2] R. Xu, "Strange quark star: observation and speculations", *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **36**, (2009) 064010.

[3] S.-H. Yang, C.-M. Pi, X.-P. Zheng, F. Weber, "Non-Newtonian Gravity in Strange Quark Star and Constraints from the Observations of PSR J0740+6620 and GW170817", *The Astrophysics Journal* **902**, (2020) 32.



شکل 3: جرم ستاره کوارکی نرده ای (STT) و نسبیت عامی (GR) برحسب چگالی مرکزی در مدل کیسه ای MIT برای مقادیر مختلف ثابت کیسه B



شکل4: رابطه جرم برحسب شعاع ستاره کوارکی نرده ای (STT) و نسبیت عامی (GR) در مدل کیسه ای MIT برای مقادیر مختلف ثابت کیسه B

[4] K. Schertler, P.K. Sahu, C. Greiner, M.H. Thoma, "The influence of medium effects on the gross structure of hybrid stars", *Nuclear Physics A* **637**, (1998) 451.

[5] R. F. P. Mendes, N. Ortiz, "Highly compact neutron stars in scalar-tensor theories of gravity: Spontaneous scalarization versus gravitational collapse," *Physical Review D* **93**, (2016) 1.

[6] T. Damour, G. Esposito-Farèse," Tensor-multi-scalar theories of gravitation", *Classical and Quantum Gravity* **9**, (1992) 2093.

[7] R. F. P. Mendes and N. Ortiz, "Highly compact neutron stars in scalar-tensor theories of gravity: Spontaneous scalarization versus gravitational collapse", *Physical Review D* **93**, (2016) 124035.

[8] T. Damour and G. Esposito-Farese," Nonperturbative strong-field effects in tensor-scalar theories of gravitation", *Physical Review Letters* **70**, (1993) 2220.

[9] T. Harada, "Neutron stars in scalar-tensor theories of gravity and catastrophe theory", *Physical Review D* **57**, (1998) 4802.

[10] J. Novak, "Neutron star transition to strong-scalar-field state in tensor scalar gravity", *Physical Review D* **58**, (1998) 064019.

[11] Z. Altaha Motahar, J. L. Blazquez-Salcedo, B. Kleihaus, and J. Kunz," Scalarization of neutron stars with realistic equation of state", *Physical Review D* **96**, (2017) 064046.

اثر نوترینوهای کیهانی، ابرنواختری و استریل بر معمای کایرال حیات

جنت، امیرمسعود[۱] ؛ شاکری، سروش[۱]

[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

یکی از معماهای موجود در طبیعت، هموکایرالیتی زیست‌مولکول‌هاست. مولکول‌های کایرال بصورت یک برهم‌نهی از دو دستیدگی مختلف هستند. در موجودات زنده تنها یکی از دستیدگی‌های ممکن از زیست‌مولکول‌های کایرال مانند آمینواسیدها و قندها مشاهده شده است. با در نظر گرفتن برهم‌کنش‌های ذرات بنیادی و نقض‌پاریته در برخی از آن‌ها مانند برهم‌کنش‌های نوترینو-الکترون، می‌توان هموکایرالیتی مولکول‌ها را مورد بررسی قرار داد. در این پژوهش با استفاده از اختلال ناشی از برهم‌کنش نقض‌پاریته به بررسی اختلاف انرژی ناشی از این برهم‌کنش پرداخته شده است. برهم‌کنش‌های نوترینوهای کیهانی، ابرنواختری و استریل با الکترون‌های مولکول‌های کایرال بررسی شده و اختلاف انرژی ناشی از این برهم‌کنش با این ذرات بین دو حالت دستیده مولکول‌های کایرال محاسبه شده است. نتایج بدست آمده از این پژوهش نشان می‌دهد نوترینوهای ابرنواختری و استریل نامزد مناسبی برای ایجاد این پدیده هستند.

واژه‌های کلیدی: *هموکایرالیتی، نقض‌پاریته، ماده‌تاریک، انانتیومر، نوترینو، هلیسیته*

مقدمه

یکی از ویژگی‌هایی که می‌توان به برخی از مولکول‌ها نسبت داد، دستیدگی یا کایرالیتی است. یک مولکول کایرال، مولکولی است که روی تصویر آینه‌ای خود منطبق نمی‌شود. نتایج آزمایشگاهی حاکی از آن است که تولید مولکول‌های کایرال منجر به تشکیل هر دو دستیدگی به میزان یکسان خواهد شد. این مشاهده را می‌توان به برهم‌نهی حالت‌های دستیده ممکن نسبت داد[۱].

در موجودات زنده، اغلب مولکول‌ها به ویژه آمینواسیدها و قندها کایرال هستند و تنها دستیدگی خاصی از آن‌ها مشاهده شده است. اغلب آمینواسیدها دستیدگی چپ (L[۱]) و اغلب قندها دستیدگی راست (D[۲]) دارند. این پدیده، هموکایرالیتی زیست‌مولکولی نامیده می‌شود و منشأ آن نامشخص است[۲].

یکی از فرضیه‌های موجود برای توجیه این پدیده، برهم‌کنش نقض‌پاریته ذرات مختلف با الکترون‌های زیست‌مولکول‌هاست که می‌تواند با ایجاد اختلال، بین دو حالت کایرال، اختلاف انرژی ایجاد کند.

در این مقاله به محاسبه اختلاف انرژی برهم‌کنش نقض‌پاریته نوترینوهای کیهانی، ابرنواختری و استریل با الکترون‌های مولکول‌های کایرال پرداخته شده است.

برهم‌کنش الکترون-نوترینوهای کیهانی

یکی از برهم‌کنش‌هایی پیشنهادی به عنوان دلیل هموکایرالیتی زیست‌مولکولی، برهم‌کنش الکترون با نوترینوهای کیهانی است. امکان حضور نوترینوهای کیهانی در همه محیط‌های اخترفیزیکی و از جمله محیط‌های پیش‌حیات ممکن بین‌ستاره‌ای وجود دارد.

برای بدست آوردن اختلاف انرژی حاصل از برهم‌کنش الکترون با نوترینوهای کیهانی بین دو انانتیومر[۳]، برهم‌کنش زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$H(V,A)=\frac{G_F}{\sqrt{۲}}\bar{\psi}_e\gamma^{\mu}(g_V-g_A\gamma_۵)\psi_e\bar{\psi}_\nu(۱-\gamma_۵)\psi_\nu \qquad (۱)$$

در رابطه بالا ψ_ν اسپینور نوترینو، ψ_e اسپینور الکترون، $\bar{\psi}_{e(\nu)}=\psi^{\dagger}_{e(\nu)}\gamma^۰$ مزدوج این اسپینورها، g_V و g_A ثابت‌های

---

[۱] Levorotatory

[۲] Dectrorotatory

[۳] Enantiomer

جفت‌شدگی است؛ هم‌چنین از دستگاه یکاهای طبیعی استفاده شده است[۳].

در حد غیرنسبیتی می‌توان اختلاف انرژی مرتبه اول اختلالی را بصورت زیر نوشت:

$$\Delta E \sim G_F n |\langle \sigma . v \rangle| \qquad (2)$$

که در آن G_F ثابت فرمی، n چگالی تعداد نوترینوها و $|\langle \sigma . v \rangle|$ مقدار چشم‌داشتی هلیسیته است.

با استفاده از ویژه‌حالات مشترک تکانه و تکانه زاویه‌ای می‌توان نوشت:

$$\langle \phi_L | L_z P_z | \phi_L \rangle = -\frac{4C\pi}{a} = -\langle \phi_R | L_z P_z | \phi_R \rangle \qquad (3)$$

که در آن $\phi_L = c_0|0,0\rangle + c_1|1,-1\rangle + c_2|-1,1\rangle$، $\phi_R = c_0|0,0\rangle + c_1|1,1\rangle + c_2|-1,-1\rangle$ و $C = |c_1|^2 = |c_2|^2 \le \frac{1}{2}$ و $a = 1A^\circ$ دوره تناوب پتانسیل حالت‌های مولکولی است. می‌توان هلیسیته را در حد غیرنسبیتی بصورت زیر تقریب زد:

$$|\langle \sigma . v \rangle| \sim \frac{4C\pi}{a m_e} \qquad (4)$$

در کار انجام شده توسط بارجنو و همکاران [۴] اختلاف تعداد نوترینوها و پادنوترینوهای کیهانی از مرتبه $n = 1000\ cm^{-3}$ در نظر گرفته شده است و نتیجه محاسبه اختلاف انرژی حاصل از این اختلال بصورت زیر خواهد بود:

$$\Delta E \sim 10^{-36} eV \qquad (5)$$

این نتیجه بدست آمده با نتیجه بدست آمده در [۴] ($\Delta E \sim 10^{-21} eV$) متفاوت است.

برای محاسبه هلیسیته در حد نوترینوهای بدون جرم می‌توان از عبارت زیر استفاده کرد:

$$|\langle \sigma . v \rangle| \sim \langle \gamma^5 \rangle \qquad (6)$$

طبق کارهای انجام شده توسط گال و همکاران [۵] در تقریب Hartree-Fock بهترین تخمین برای $\langle \gamma^5 \rangle$ را برای برهم‌کنش با مولکول کایرال CHFClBr که یکی از مولکول‌های مناسب برای آزمایش است، بصورت زیر است:

$$\langle \gamma^5 \rangle \sim 10^{-10} \qquad (7)$$

این تخمین با فرض تابع چگالی متغیر B3LYP برای این مولکول بدست آمده است[۶]. با استفاده از این تخمین اختلاف انرژی بدست آمده برای مولکول‌های کایرال در برهم‌کنش با نوترینوها بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Delta E \sim G_F n \langle \gamma^5 \rangle \sim 10^{-44} eV \qquad (8)$$

این اختلاف انرژی بسیار کوچک است و می‌توان نتیجه گرفت که نوترینوهای کیهانی نمی‌توانند نامزد مناسبی برای تولید هموکایرالیتی زیست‌مولکولی باشند.

برهم‌کنش الکترون–نوترینوهای ابرنواختری

نوترینوهای ابرنواختری از انفجار یک ستاره پرجرم بوجود می‌آیند. در صورتی که این نوترینوها عامل هموکایرالیتی زیست‌مولکولی باشند، محیط پیش‌حیات باید در فاصله محدودی از یک انفجار ابرنواختری قرار گرفته باشد.

برهم‌کنش نوترینوهای ابرنواختری با الکترون را می‌توان مانند رابطه (۱) نوشت. تفاوت اختلاف انرژی ناشی از نوترینوهای ابرنواختری با نوترینوهای کیهانی در این است که چگالی نوترینوهای ابرنواختری بسیار بیشتر از چگالی نوترینوهای کیهانی است.

طبق کارهای انجام شده توسط بارجنو [۷] این چگالی تعداد از طریق محاسبه زیر بدست می‌آید:

$$n(T_\nu) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{\exp\left(\frac{p}{T_\nu}\right) + 1} = \frac{3\xi(3)}{4\pi^2} T_\nu^3 \qquad (9)$$

که در آن $\xi(3) = 1.2025$ تابع زتای ریمان، p تکانه و T_ν دمای فرمی–دیراک است که بین ۴.۸ تا ۶.۶ مگاالکترون‌ولت است. با در نظر گرفتن $T_\nu = 5MeV$، برای چگالی تعداد نوترینوهای ابرنواختری می‌توان نوشت:

$$n(T_\nu) = \frac{3\xi(3)}{4\pi^2} T_\nu^3 \sim 10^{-8} GeV^3 \qquad (10)$$

با استفاده از این رابطه و روابط (۲) و (۴)، اختلاف انرژی حاصل از این برهم‌کنش بین دو انانتیومر بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Delta E \sim 10^{-5} eV \qquad (11)$$

این مقدار با محاسبه انجام شده در [۷] یکسان است اما با توجه به حد دقت آزمایشگاهی کنونی (در حدود $10^{-12} eV$~) است[۵]، اما تا کنون چنین اثری آشکارسازی نشده است. با توجه به اینکه

نوترینوهای ابرنواختری از حد فرانسبیتی پیروی می‌کنند محاسبه دقیق‌تر اختلاف انرژی با استفاده از رابطه (۶) بصورت زیر است:

$$\Delta E \sim G_F n \langle \gamma^۵ \rangle \sim ۱۰^{-۱۳} eV \qquad (۱۲)$$

که این مقدار کوچک‌تر از حساسیت آزمایشگاهی کنونی است و می‌تواند به عنوان توجیهی برای آشکار نشدن این اختلاف انرژی بکار رود.

برهم‌کنش الکترون-نوترینوهای استریل

نوترینوهای استریل یکی از نامزدهای ماده تاریک هستند. این نوع از نوترینوها در ابتدا برای توجیه جرم کم نوترینوها با استفاده از مکانیسم الاکلنگی مطرح شدند. نوترینوهای استریل برعکس نوترینوهای معمولی راست‌دست هستند. برهم‌کنش نوترینوهای استریل می‌تواند به عنوان راه حلی برای مسئله هموکایرالیتی زیست‌مولکول‌ها در نظر گرفته شود. هم‌چنین در صورت مؤثر بودن آن‌ها در این پدیده، انگیزه خوبی برای استفاده از مولکول‌های کایرال در جهت آشکارسازی این نوع از ماده‌تاریک بوجود خواهد آمد.

به دنبال مدل ارائه شده در [۸] برهم‌کنش جریان خنثی الکترون–نوترینوی استریل با لاگرانژی زیر نمایش داده می‌شود:

$$\mathcal{L}_{eff}^{SNC} = -\sqrt{۲} G_F \left(\bar{\psi}_e \gamma_\mu (g_L P_L + g_R P_R) \bar{\psi}_e\right) [\mathcal{F}_R \bar{\psi}_N \gamma^\mu P_R \psi_N] \qquad (۱۳)$$

که در آن $P_{R,L} = \frac{۱}{۲}(۱ \pm \gamma^۵)$، $g_R = ۲\sin^۲\theta_W + ۱, g_L =$ $۲\sin^۲\theta_W$، $\mathcal{F}_R$ پارامتر جفت‌شدگی برهم‌کنش است[۸]. با استفاده از این لاگرانژی، در نظر گرفتن جمله زمانی و اعمال تخمین‌ها، هامیلتونی زیر بدست می‌آید:

$$\hat{H} = \sqrt{۲} G_F [g_L P_L + g_R P_R] \mathcal{F}_R n_{DM} \qquad (۱۴)$$

که در آن $n_{DM} \sim \bar{\psi} \nu \gamma_\mu \gamma_۵ \psi_\nu$ چگالی تعداد ذرات ماده‌تاریک است. این کمیت بصورت زیر با چگالی جرمی ماده‌تاریک در ارتباط است:

$$n_{DM} = \frac{\rho_{DM}}{m_{strile\ \nu}} \qquad (۱۵)$$

چگالی جرمی ماده‌تاریک در محیط‌های اخترفیزیکی مختلف متفاوت است. از آنجایی که بیش‌ترین اختلاف انرژی حاصل از این برهم‌کنش در پیش‌بینی منشأ هموکایرالیتی زیست‌مولکولی دارای اهمیت است، در اینجا بیش‌ترین چگالی جرمی ماده تاریک برای تخمین این اختلاف انرژی در نظر گرفته شده است. در نزدیکی مرکز کهکشانی چگالی جرمی ماده تاریک بصورت زیر تخمین زده شده است[۹]:

$$\rho_{DM} \sim \frac{۱۰^{۱۲} GeV}{cm^{-۳}} \qquad (۱۶)$$

که در حدود ۱۳ مرتبه بزرگی از چگالی جرمی ماده تاریک در هاله کهکشان است.

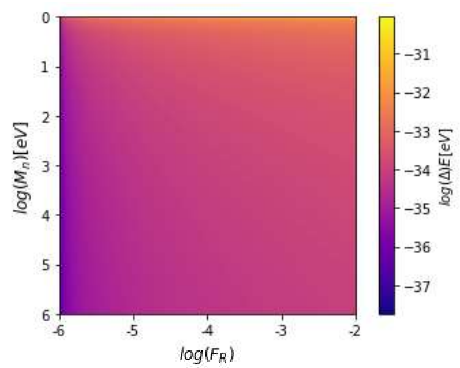
جرم نوترینوهای استریل نامشخص است ولی با توجه به اینکه در بازه جرمی $۱eV \le m_{strile\ \nu} \le ۱۰^۶ eV$ نوترینویی آشکارسازی نشده است، انگیزه خوبی برای در نظر گرفتن جرم نوترینوی استریل در این بازه جرمی وجود دارد[۱۰]. با توجه به رابطه (۱۴) برای اختلاف انرژی حاصل از برهم‌کنش این نوع از نوترینوها با الکترون مولکول کایرال می‌توان نوشت[۱۱]:

$$\Delta E_{strile\ \nu} \sim |G_F \mathcal{F}_R n_{DM} (g_R - g_L) \langle \gamma^۵ \rangle| \sim |G_F \mathcal{F}_R n_{DM} \langle \gamma^۵ \rangle| \qquad (۱۷)$$

به منظور سازگاری این مدل با آزمون‌های دقیق مدل استاندارد $\mathcal{F}_R$ می‌بایست کوچک‌تر $۱۰^{-۲}$ باشد[۸]. بیش‌ترین اختلاف انرژی مد نظر است، با قرار دادن $\mathcal{F}_R \sim ۱۰^{-۲}$ و $n_{Dm} \sim ۱۰^{۲۱} cm^{-۳}$ که برای جرم $۱eV$ نوترینوهای استریل بدست می‌آید بصورت زیر است:

$$\Delta E_{strile\ \nu} \sim ۱۰^{-۲۸} eV \qquad (۱۸)$$

این اختلاف انرژی با در نظر گرفتن یک محدوده جرمی برای نوترینوهای استریل و پارامتر جفت‌شدگی $\mathcal{F}_R$ در شکل ۱ نمایش داده شده است.



شکل۱ : اختلاف انرژی حاصل از برهم‌کنش استرایل نوترینو با الکترون مولکول کایرال بین دو انانتیومر به ازای جرم‌های مختلف استرایل نوترینو و مقادیر ممکن برای $\mathcal{F}_R$

نتایج

در این مقاله تخمین‌هایی برای اختلاف انرژی حاصل از برهم‌کنش انواع مختلف نوترینو با الکترون‌های مولکول کایرال بدست آمد. نتایج نهایی این تخمین‌ها بصورت زیر است:

$$\Delta E_{Cosmic\ \nu} \sim ۱۰^{-۴۴} eV \quad (۱۹)$$

$$\Delta E_{supernova\ \nu} \sim ۱۰^{-۱۳} eV \quad (۲۰)$$

$$\Delta E_{strile\ \nu} \sim ۱۰^{-۲۸} eV \quad (۲۱)$$

همان‌طور که مشاهده می‌شود:

$$\Delta E_{Cosmic\ \nu} < \Delta E_{strile\ \nu} < \Delta E_{supernova\ \nu} \quad (۲۲)$$

در مورد نوترینوهای ابرنواختری تخمین برآورد شده در [۷] با توجه به بزرگ‌تر بودن از حد آزمایشگاهی در محدوده آشکارسازی قرار می‌گرفت اما با توجه به تخمین جدید که در این کار بدست آمده، این اختلاف انرژی هم‌چنان کوچک‌تر از حد آزمایشگاهی است و آشکار نشدن آن در آزمایشگاه نیز بدین وسیله توجیه می‌شود.

با تکرار محاسبات برای نوترینوهای کیهانی، نتیجه بدست آمده متفاوت از نتیجه اعلام شده در [۴] است. هم‌چنین با اعمال تخمین جدید این مقدار بسیار کوچکتر از مقدار پیش‌بینی شده قبلی است.

با استفاده از این مدل، اختلاف انرژی ناشی از برهم‌کنش نوترینوهای استریل با مولکول‌های کایرال نیز محاسبه شد. با توجه به جرم نوترینوهای استریل و پارامتر جفت‌شدگی برهم‌کنش $\mathcal{F}_R$ در صورت کوچک‌تر بودن جرم نوترینوهای استریل و بزرگتر بودن $\mathcal{F}_R$ این اختلاف انرژی افزایش خواهد یافت(شکل ۱).

نتیجه مربوط به نوترینوهای کیهانی نشان می‌دهد که احتمال اینکه این نوع از نوترینوها عامل پدیده هموکایرالیتی زیست‌مولکولی باشند بسیار اندک است.

براساس نتایج بدست آمده، یکی از بهترین نامزدها برای ایجاد هموکایرالیتی زیست‌مولکولی می‌تواند نوترینوهای ابرنواختری باشند که با ایجاد اختلاف انرژی $۱۰^{-۱۳}eV$ نزدیک‌ترین نمونه به حساسیت آزمایشگاهی هستند. هر چند این مقدار اختلاف انرژی نیز برای تشکیل پدیده هموکایرالیتی بسیار کوچک است و نیاز به مکانیسم‌هایی برای تقویت این اثر دارد. نوترینوهای استریل نیز با توجه به ویژگی‌های خاصی که دارند و اطلاعات کمی که بدلیل آشکار نشدن آن‌ها در دسترس است، هم‌چنان می‌توانند در این پدیده مؤثر باشند.

بر اساس این مدل برای مولکول‌های کایرال و استفاده از حد آزمایشگاهی می‌توان برخی از پارامترهای نامشخص برهم‌کنش‌های نقض پاریته از جمله برهم‌کنش نوترینوهای استریل را تخمین زد. البته با توجه به حساسیت‌های آزمایشگاهی کنونی این امر کمی دور از دسترس است.

مرجع‌ها

[۱] Senami, M. and K. Ito, *Asymmetry of electron chirality between enantiomeric pair molecules and the origin of homochirality in nature.* Physical Review A, ۲۰۱۹. ۹۹(۱): p. ۰۱۲۵۰۹.

[۲] Quack, M., G. Seyfang, and G. Wichmann, *Perspectives on parity violation in chiral molecules: theory, spectroscopic experiment and biomolecular homochirality.* Chemical Science, ۲۰۲۲. ۱۳(۳۶): □. ۱۰۵۹۸–۱۰۶۴۳.

[۳] Bargueño, P. and I. Gonzalo, *Effect of cosmological neutrinos on discrimination between the two enantiomers of a chiral molecule.* Origins of Life and Evolution of Biospheres, ۲۰۰۶. ۳۶: □. ۱۷۱–۱۷۶.

[۴] Bargueno, P., A. Dobado, and I. Gonzalo, *Could dark matter or neutrinos discriminate between the enantiomers of a chiral molecule?* Europhysics Letters, ۲۰۰۸. ۸۲(۱): p. ۱۳۰۰۲.

[۵] Gaul, K., et al., *Chiral molecules as sensitive probes for direct detection of P-odd cosmic fields.* Physical review letters, ۲۰۲۰. ۱۲۵(۱۲): p. ۱۲۳۰۰۴.

[۶] Gaul, K., et al., *Parity-nonconserving interactions of electrons in chiral molecules with cosmic fields.* Physical Review A, ۲۰۲۰. ۱۰۲(۳): p. ۰۳۲۸۱۶.

[۷] Bargueño, P. and R. Pérez de Tudela, *The role of supernova neutrinos on molecular homochirality.* Origins of Life and Evolution of Biospheres, ۲۰۰۷. ۳۷: p. ۲۵۳-۲۵۷.

[۸] Shakeri, S., F. Hajkarim, and S-.S. Xue, *Shedding new light on sterile neutrinos from XENON1T experiment.* Journal of High Energy Physics, ۲۰۲۰. ۲۰۲۰(۱۲): p. ۱-۳۳.

[۹] Merritt, D., *Evolution of the dark matter distribution at the galactic center.* Physical Review Letters, ۲۰۰۴. ۹۲(۲۰)

[۱۰] Katz, U.F. and C. Spiering, *High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives.* Progress in Particle and Nuclear Physics, ۲۰۱۲. ٦٧(۳): p. ٦٥١-۷۰٤.

[۱۱] جنت، امیرمسعود؛ «*نقش ماده‌تاریک بر معمای کایرال حیات*»؛ گزارش پروژه کارشناسی، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان؛ ۱۴۰۲.

مطالعه پوسته ستاره‌های نوترونی با تمام نگاری

فرهبدنیا، میترا [۱]؛ بی‌تقصیر فدافن، کاظم[۱]؛ علوی، سید علی اصغر [۲]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، میدان هفت تیر، شاهرود

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

چکیده

تناظر AdS/CFT (تمام‌نگاری) ابزارمهمی برای مطالعه فیزیک ستاره های نوترونی است. در این مقاله، با استفاده از رهیافت «بالا به پایین» و مدل ویتن-ساکایی-سوگیموتو فاز آمیخته‌ای از ماده باریونی با گازی از لپتون می‌سازیم تا پوسته ستاره را مدل‌سازی کند. سپس پاستای هسته ای را در پوسته به شکل های مختلف یک، دو و سه بعدی در نظر می گیریم و تاثیر آن را در ضخامت پوسته مطالعه می کنیم.

واژه‌های کلیدی: *مدل ویتن-ساکایی-سوگیموتو، مدل‌سازی ستاره‌ی نوترونی، تمام‌نگاری.*

Study of neutron star crust with holography

Farahbodnia, Mitra[1] ; Bitaghsir Fadafan, Kazem[1]; Alavi, Seyed Ali Asghar[2]

[1] Department of Physics, Shahrood University Of Technology, Shahrood
[2] Department of Physics, Hakim Sabzevari University, Sabzevar

Abstract

The AdS/CFT correspondence is an important tool for studying the physics of neutron stars. In this paper, by using the "top-down" approach and the Witten-Sakai-Sugimoto model, we made a baryonic mixed phase with leptonic gas to model the star's crust. Then we consider the nuclear pasta in the crust in different dimensional shapes (one, two, and three) and study its effect on the thickness of the crust.

***Keywords**: Witten-Sakai-Sugimoto model, neutron star modeling, holography.*

مقدمه

تناظر AdS/CFT که گاهی با نام «پیشنهاد مالدسنا» نیز شناخته می‌شود بر اساس مطالعه‌ی گرانش از دید نظریه‌ی ریسمان انجام گرفت. بنابر این حدس نظریه‌ی گرانش در فضا-زمانی با هندسه‌ای ویژه، موسوم به AdS با نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی همدیس (CFT)در مرز آن فضا-زمان متناظر است. AdS/CFT بیان می کند که گرانش کوانتومی (نظریه ریسمان) در پس زمینه $AdS_{\mathrm{d+1}}$ توسط یک نظریه‌ی میدان کوانتومی QFT_{d} غیرگرانشی با d بعد توصیف می‌شود. بسته به d و جزئیات مسئله یا درجات آزادی نظریه گرانش کوانتومی در انرژی های کم، دوگان QFT مربوطه متفاوت خواهد بود. اصولا این دوگانی بین دو نظریه کوانتومی است که در سمت CFT یک نظریه میدان کوانتومی استاندارد است و ممکن است از طریق انتگرال مسیر فرموله شود اما، سمت AdS یا به عبارتی سمت گرانش کوانتومی، به شکل یک نظریه میدان کوانتومی معمولی نیست و نیاز به تعریف مستقلی دارد. حال چنانچه سیستم فیزیکی مورد مطالعه دارای ثابت جفت‌شدگی بزرگ باشد، یا رفتارهایی از خود نشان دهد که به سادگی با مدل‌های استاندارد پیشین قابل توصیف نباشد از ابـزارAdS/CFT برای تحلیل و بررسی مسـائل مربوط به آن استفاده می‌شود[۱].

[۱] top-down

مدل ویتن- ساکایی- سوگیموتو

مدل ویتن-ساکایی-سوگیموتو که به شکل مدل $D4/D8/\overline{D8}$ نیز شناخته می‌شود مفهومی از دوگان پیمانه-گرانش «بالا-پایین»[۱] است[۲]. در یک رویکرد « بالا-پایین»، ابتدا کل نظریه را درست در نظر می‌گیریم، سپس تلاش می‌کنیم تا زیرفضای مدل را با خواص دلخواه بسازیم. این مدل به طرز موفقیت‌آمیزی برای مزون، باریون و خواص گلوبال‌ها در خلاء کار می‌کند. نتایج نشان می‌دهد که این مدل می‌تواند مسائل غیراختلالی‌ای که حل آن‌ها سخت است را حل نماید. کاربرد این مدل در ستاره های نوترونی در مرجع [۳] آمده است.

روش محاسبات

با ساده‌ترین نسخه مدل ساکایی-سوگیموتو شروع می‌کنیم. در این نسخه، هندسه‌ی پس‌زمینه توسط N_c شامه‌ی D4 تعریف می‌شود. یکی از جهت‌های عرضی این شامه X_4 است که بر روی دایره‌ای با شعاع M_{KK}^{-1} فشرده شده است. افزودن جفت‌هایی از شامه‌های $D8\text{-}\overline{D8}$ بر روی این پس‌زمینه‌ی ثابت متناظر است با N_f کوارک چپ‌گرد و راست‌گرد. در این بخش ما هندسه حبس‌شده را درنظر می‌گیریم؛ جایی‌که زیر فضای آن توسط مختصه‌ی تمام‌نگاری U و X_4 پوشانده شده است و نوک فضای سیگارگونه‌ی آن در $u = u_{kk}$ قرار دارد که در آن مختصه‌ی u_{KK} معادل است با $u_{kk} = 2\,\lambda\, M_{KK}\ l_s/9$ و λ و l_s به ترتیب جفت‌شدگی توفت و طول ریسمان هستند. در هندسه‌ی حبس‌شده و در $u = \infty$ شامه‌های طعم به طور عمده باید در فضای حجم در جایی مثل $u = u_{kk}$ به یکدیگر بپیوندند که درک شکست خود به خودی تقارن دستیده[۲] در IR را محقق کنند[۳].

کنش شامه‌های طعم شامل یک بخش S_{DBI} و یک بخش S_{CS} است. آنچه پس از نوشتن مجموع این کنش‌ها یعنی $S = S_{DBI} + S_{CS}$ و ساده سازی باقی می‌ماند به صورت زیر خواهد بود:

$$S=N\, N_f \frac{V}{T} \int_{u_{kk}}^{\infty} \left[\frac{u^{5/2}}{2\sqrt{f}}\left(g_1 - f\hat{a}_0'^2 - f a_0'^2 + g_2 - g_3\right) - \frac{9}{4}\lambda_0\, \hat{a}_0\, h^2\, h'\right] du \qquad (۱)$$

که در آن:

$$N = \frac{N_c\, M_{KK}^2 \lambda_0^3}{6\pi^2}$$

و

$$g_1 \equiv \frac{3\, f\, h'^2}{4}, \qquad g_2 \equiv \frac{3\,\lambda^2 h^4}{4\, u^4}, \qquad g_3 \equiv \frac{2\,\lambda_0^2 h^2\, a_0^2}{u^3}$$

هستند. همچنین عامل متریک f به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f = 1 - \frac{u_{kk}^3}{u^3}, \qquad u^3 \equiv u_{kk}^3 + u_{kk}\, z^2$$

که در آن u_{KK} مکان نوک سیگارشکل است و برابر است با $u_{kk} = \frac{4}{9}$. کنش به مولفه‌ی گرمایی $\hat{a}_0$ میدان پیمانه‌ای آبلی U(1) و مولفه‌ی گرمایی a_0 میدان غیر آبلی SU(2) با شرایط مرزی $\bar{\mu}_I = a_0(\infty)$ و $\bar{\mu}_B = \hat{a}_0(\infty)$ وابسته است. که در آن $\bar{\mu}_B$ و $\bar{\mu}_I$ به ترتیب پتانسیل‌های شیمیایی باریونی و آیزواسپینی نامیده می‌شوند.

با استفاده از معادلات لاگرانژ- اویلر:

$$\frac{\partial L}{\partial p} - \partial_u \frac{\partial L}{\partial \dot{p}} = 0 \qquad (۲)$$

معادلات حرکت برای $\hat{a}_0'$ ، a_0' و h' را می‌توان به صورت زیر نوشت:

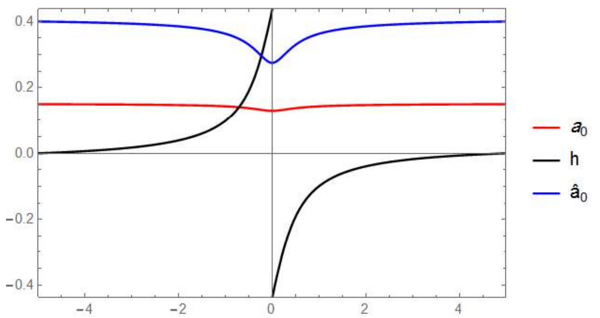
$$\hat{a}_0' = \frac{\bar{n}_B\, Q}{u^{5/2}\sqrt{f}} \qquad (۳)$$

$$\left(u^{5/2}\sqrt{f}\, a_0'\right)' = \frac{2\,\lambda_0^2\, h^2\, a_0}{u^{1/2}\sqrt{f}} \qquad (٤)$$

$$\frac{3}{2}\left(u^{5/2}\sqrt{f}\, h'\right)' - \frac{9\,\lambda_0\, h^2 \bar{n}_B\, Q}{2\, u^{5/2}\sqrt{f}} = \frac{\lambda_0^2\, h\,(3\,h^2 - 4\,a_0^2)}{u^{1/2}\sqrt{f}} \qquad (۵)$$

که در آن $Q(u) \equiv 1 - h^3(u)/h_c^3$ و مقدار مرزی h_c برابر با $h_c \equiv h(u_{kk}) = -[4\,\bar{n}_B/(3\lambda_0)]^{1/3}$ در نظر گرفته شده است. این معادلات به صورت عددی و با در نظر گرفتن شرایط مرزی $h(\infty) = 0\ , a_0'(u_{kk}) = 0$ و انتخاب مقادیر $\bar{\mu}_B = 0.4$ و $\bar{\mu}_I = 0.15$ در $\lambda = 10$ حل شده و در شکل۱ رسم گردیده است[٤].

---
[۲] chiral symmetry



شکل۱ : معادلات حرکت برای $\hat{a}_0{}'$ ، $a_0{}'$ و h' بر حسب z .

با استفاده از جواب‌های معادله می‌توان پتانسیل شیمیایی باریونی و چگالی عددی آیزواسپینی را به صورت زیر بدست آورد:

$$\bar{\mu}_B = \frac{u_{kk}{}^2\, h_{(1)}}{2\sqrt{3}\lambda_0 h_c{}^2} + \int_{u_{kk}}^{\infty} du \,\frac{\bar{n}_B\, Q}{u^{5/2}\sqrt{f}} \qquad (٦)$$

$$\bar{n}_I = 2\,\lambda_0{}^2 \int_{u_{kk}}^{\infty} du \,\frac{h^2\, a_0}{u^{1/2}\sqrt{f}} \qquad (٧)$$

که $h_{(1)}$ از رابطه‌ی بسط عددی $h(u) = h_c + h_{(1)}\sqrt{u - u_{KK}} + \cdots$ بدست می‌آید[٤].

با جایگذاری جواب‌ها در کنش، چگالی انرژی آزاد به صورت زیر خواهد بود:

$$\bar{\Omega}_B = \int_{u_{kk}}^{\infty} du \,\frac{u^{5/2}}{2\sqrt{f}}\Big[g_1 + g_2 + \frac{(\bar{n}_B\, Q)^2}{u^5} + \frac{2\,\lambda_0{}^2 \bar{\mu}_I\, h^2 a_0}{u^3}\Big] - \bar{\mu}_B \bar{n}_B - \bar{\mu}_I\, \bar{n}_I \qquad (٨)$$

با داشتن معادلات فوق می‌توان نمودارهای $n_B - \mu_B$ ، $n_I - \mu_B$ ، $n_B - \mu_I$ و $n_I - \mu_I$ و همچنین تغییرات مربوط به انرژی آزاد بر حسب μ_I را رسم نمود؛ که این نمودارها در مرجع[٤] رسم گردیده و توسط ما نیز بازتولید شده‌اند.

به منظور داشتن تصویری از ستاره‌ی نوترونی واقعی لازم است لپتون‌ها را به مسئله اضافه کرد. این کار سبب می‌شود سیستم مورد نظر در حالت خنثی الکتریکی باقی بماند. با اضافه کردن لپتون‌ها، انرژی آزاد کل به صورت زیر نوشته خواهد شد:

$$\bar{\Omega} = \bar{\Omega}_B + \bar{\Omega}_l \qquad (٩)$$

چگالی انرژی آزاد غیر برهمکنشی الکترون‌ها و میوئون‌ها در فشار صفر برای یک گاز فرمی به صورت زیر است:

$$\bar{\Omega}(m,\mu) \equiv -\frac{\Theta(\mu-m)}{24\,\pi^2 N_f\, N}\Big[(2\mu^2 - 5m^2)\sqrt{\mu^2 - m^2} + \ln\frac{\sqrt{\mu^2-m^2}+\mu}{m}\Big] \qquad (١٠)$$

با در نظر گرفتن تعادل در فرآیندهای الکتروضعیف واپاشی بتا و جذب الکترون، قیدی بر روی پتانسیل شیمیایی ایجاد می‌شود؛ که به آن شرط «تعادل بتا» گفته می‌شود:

$$\mu_e = \mu_\mu\,,\quad \mu_n = \mu_p + \mu_e \qquad (١١)$$

همچنین با در نظر گرفتن شرط خنثی بار الکتریکی ستاره و با استفاده از رابطه‌ی:

$$\frac{\bar{n}_B - \bar{n}_I}{2} - \bar{n}_l = 0 \qquad (١٢)$$

چگالی انرژی آزاد $\bar{\Omega} = \bar{\Omega}_B + \bar{\Omega}_l$ را با داشتن قیود فوق می‌توان رسم نمود.

اضافه کردن آثار سطحی و کولنی به پوسته

در گام بعد مدل را بهبود بخشیده و آثار سطحی و کولنی را به این مدل اضافه می‌کنیم. با در نظر گرفتن این آثار بخش جدیدی به چگالی انرژی آزاد اضافه خواهد شد:

$$\Delta\Omega = \frac{3}{2}(\rho_1 - \rho_2)^{2/3}\, \Sigma^{2/3}\, (1-\chi)\, [d^2\, f_d\, (1-\chi)]^{1/3} \qquad (١٣)$$

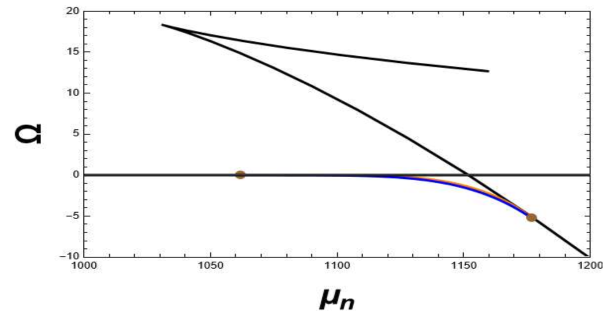
که در آن $\rho_1 = \frac{e\,\lambda_0{}^2\, M_{kk}{}^3}{3\pi^2}\left(\frac{\bar{n}_B - \bar{n}_I}{2} - \bar{n}_l\right)$ چگالی بار فاز باریونی و $\rho_2 = -\frac{e\,\lambda_0{}^2\, M_{kk}{}^3}{3\pi^2}\bar{n}_l$ چگالی بار فاز لپتونی است.

کسر حجم اشغال شده توسط فاز لپتونی را با χ نشان می‌دهیم و برای $f_d(\chi)$ داریم:

$$f_d(\chi) = \begin{cases} \frac{(\chi-1)^2}{3\chi} & \text{for } d = 1 \\ \frac{\chi - 1 - \ln\chi}{4} & \text{for } d = 2 \\ \frac{2 + \chi - 3\chi^{1/3}}{5} & \text{for } d = 3 \end{cases} \qquad (١٤)$$

که d در آن معرف ابعاد فضایی در ساختار پاستای هسته‌ای ستاره نوترونی است[٥]. این ساختار به ما می‌گوید با عبور از قسمت کم چگال‌تر پوسته به ناحیه‌ی پرچگال‌تر، می‌توان تغییر مداومی در ابعاد ماده داشت؛ یعنی از صفحات ۱ بعدی (لازانیا گونه)، به هسته‌های استوانه‌ای دوبعدی (اسپاگتی شکل) و سپس به هسته‌های سه‌بعدی(کوفته مانند). که این سری از انتقال به پاستای هسته‌ای معروف است[٦]. شایان ذکر است که بررسی آثار سطحی و کولنی برای ابعاد فضایی $d = 2$ و $d = 1$ در مرجع[٥] انجام نشده

است و ما به عنوان نمونه منحنی مربوط به چگالی‌های انرژی برای ابعاد فضایی $d = 1$ را در شکل۲ نمایش داده‌ایم.

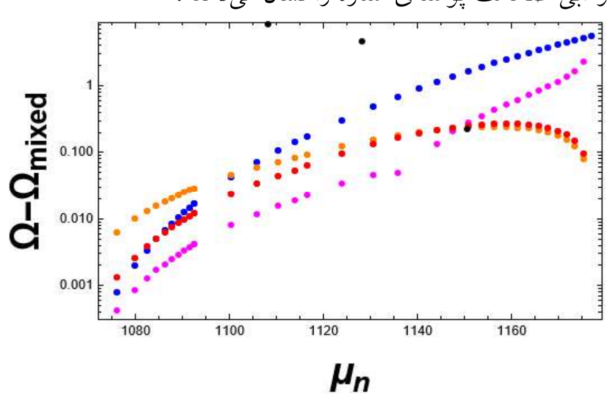


شکل۲: چگالی انرژی آزاد بدون بعد به عنوان تابعی از پتانسیل شیمیایی آیزواسپینی با در نظر گرفتن تعادل بتایی و افزودن آثار سطحی و کولنی برای $\lambda = 10$ در $d = 1$.

منحنی مشکی رنگ در شکل۲ فاز هسته‌ای خالص را نشان می‌دهد. منحنی آبی رنگ مربوط به چگالی انرژی آزاد بدون در نظر گرفتن آثار سطحی و کولنی است و منحنی نارنجی رنگ این چگالی را با در نظر گرفتن آثار سطحی و کولنی نشان می‌دهد.

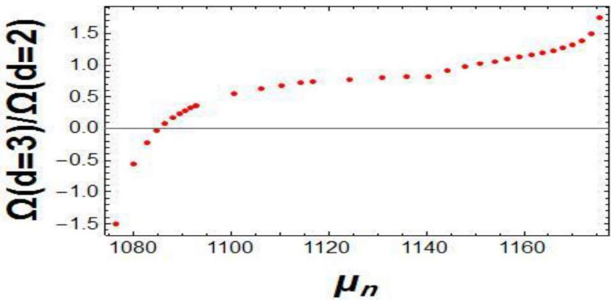
از آنجا که منحنی مربوط به نمودار چگالی انرژی، پس از اعمال آثار سطحی و کولنی(به طور مثال منحنی نارنجی برای$d = 1$) و منحنی مربوط به چگالی انرژی، پیش از اعمال قیدهای فوق(منحنی آبی رنگ)، به سختی قابل تفکیک هستند، اختلاف بین این چگالی‌های انرژی را برای d های مختلف در شکل۳ رسم کرده‌ایم. که در آن منحنی نارنجی چگالی انرژی پس از افزودن آثار سطحی و کولنی برای$d = 1$ ، منحنی صورتی برای $d = 2$ و قرمز رنگ برای $d = 3$ است.

در این شکل فاصله‌ی بین تلاقی هر یک از نمودارها با منحنی مشکی و آبی ضخامت پوسته‌ی ستاره را نشان می‌دهد .



شکل ٤: تفاوت ضخامت پوسته برای d های مختلف در $\lambda = 10$

همچنین نسبت چگالی انرژی آزاد $d = 3$ به $d = 2$ را در شکل۳ رسم نموده‌ایم که در آن نسبت چگالی‌های انرژی آزاد در بخشی از نمودار منفی و در بخشی مثبت است.



شکل۳: نسبت چگالی‌های انرژی آزاد $d = 3$ به $d = 2$ به عنوان تابعی از پتانسیل شیمیایی آیزواسپینی در $\lambda = 10$.

نتیجه گیری

با به کار گیری مدل تمام‌نگاری ویتن–ساکائی–سوگیموتو می‌توان فاز آمیخته‌ای از ماده باریونی تمام‌نگاری با گازی از لپتون ساخت که پوسته ستاره را مدل‌سازی کند. چنین رویکرد واحدی حتی فراتر از قلمرو تمام‌نگاری بسیار مطلوب است و ما را قادر می‌سازد تا مکان مرز پوسته–هسته را به طور کاملا دینامیکی تعیین کنیم.

در این مدل ما توانستیم با استفاده از شکل‌های مختلف قرار گیری هادرون‌ها در کنار هم که به ابعاد فضایی d در ساختار پاستای هسته‌ای مربوط می‌شد، ضخامتِ متفاوت پوسته‌ی ستاره نوترونی را مشاهده کنیم.

در ادامه مناسب است که داده های این مدل، با جرم و شعاع ستاره‌ی نوترونی در محدوده‌ی داده‌های رصدی مقایسه گردد.

مراجع

[۱] Matteo Baggioli, "Applied holography A practical mini-course", SpringerBriefs in Physics, (2019),1-5.

[۲] کاظمیان ف، (۱۳۹۹)، رساله‌ی دکتری، «معادله‌ی حالت ستاره‌های فشرده با استفاده از هولوگرافی»، دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.

[۳] L. Bartolini, S. B. Gudanson "Neutron Stars in the Witten-Saka-Sugimoto model", JHEP (2023) 209, arXiv: 2307.11886.

[۴] N.Kovensky,and A.Schmitt, (2021), "Isospin asymmetry in holographic baryonic matter", SciPost Phys. 11, 029 (2021).

[۵] N.Kovensky, A.Poole and A.Schmit), "Building a realistic neutron star from holography", Phys. Rev. D 105 , (2021).

[۶] J.M. Lattimer and M. Prakash ,(2004),"The Physics of Neutron Stars", astro-ph/0405262v1.

امواج گرانشی در یک مدل ماده تاریک دو مؤلفه ای

حسینی، مجتبی[۱] ؛ ایازی، سید یاسر[۱] ؛ محمد نژاد، احمد[۲]

[۱] *دانشکده فیزیک دانشگاه سمنان*

[۲] *دانشکده فیزیک دانشگاه لرستان*

چکیده

ما یک تعمیمی از مدل استاندارد(SM) را بررسی می کنیم که می تواند شامل دو کاندیدا برای ماده تاریک (DM)، یک فرمیون دیراک و یک ماده تاریک برداری(VDM) تحت گروه پیمانه ای U(1) جدید در بخش پنهان باشد. مدل ناوردا مقیاس کلاسیکی است و تقارن الکتروضعیف بدلیل اثرات حلقه(Loop) شکسته می شود. فضای پارامتر مجاز با توجه به قید های تجربی فعلی و حد های پدیده شناسی بررسی می شود. فضای پارامتر مدل در بازه جرمی ۱ < M_V < ۵۰۰۰ GeV و ۱ < M_ψ < ۵۰۰۰ GeV بررسی می شود. تعداد زیادی نقاط در این بازه جرمی وجود دارد که در توافق با همه قید های پدیده شناسی هستند. گذار فاز الکتروضعیف شرح داده شده و بعضی نقاط در فضای پارامتر وجود دارد که در توافق با قید های چگالی باقیمانده و کشف مستقیم است در حالیکه بطور همزمان می تواند منجر به گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول شود. امواج گرانشی تولید شده در طی این گذار فاز می تواند در تداخل سنج های فضایی آینده همانند LISA و BBO جستجو شوند.

واژه های کلیدی: *ماده تاریک دو مؤلفه ای، گذار فاز الکتروضعیف، امواج گرانشی*

Gravitational waves in a two-component dark matter model

Hosseini, Mojtaba[1] ; Ayazi, Seyed Yaser[1]; Mohamadnejad, Ahmad[2]

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

[2] *Department of Physics, University of Lorestan, Khorramabad*

Abstract

We study an extension of the Standard Model (SM) which could have two candidates for dark matter (DM) including a Dirac fermion and a Vector Dark Matter (VDM) under new U(1) gauge group in the hidden sector. The model is classically scale invariant and the electroweak symmetry breaks because of the loop effects. We investigate the parameter space allowed by current experimental constraints and phenomenological bounds. We probe the parameter space of the model in the mass range $1 < M_V < 5000$ GeV and $1 < M_\psi < 5000$ GeV. It has been shown that there are many points in this mass range that are in agreement with all phenomenological constraints. The electroweak phase transition have been discussed and shown that there is region in the parameter space of the model consistent with DM relic density and direct detection constraints, while at the same time can lead to first order electroweak phase transition. The gravitational waves produced during the phase transition may be probed by future space-based interferometers such as LISA and BBO.

Keywords: *two-component dark matter, electroweak phase transition, gravitational waves*

PACS No. ۱۳

مقدمه

مدل استاندارد ذرات بنیادی علی رغم موفقیت های چشمگیر در بخش نظری و تجربی، به عنوان نظریه نهایی توصیف طبیعت تلقی

نخواهد شد. مسائلی هم چون سلسله مراتب، عدم تقارن ماده– پاد ماده و ماده تاریک نیاز به یک نظریه ورای مدل استاندارد را ضروری می‌سازد. شواهد قانع کننده ای وجود دارد که بیان می کند حدود۲۷درصد محتوای انرژی عالم از ماده تاریک ساخته شده است[۱]. ذرات جرم دار برهم کنش کننده ضعیف(WIMP) با مکانیزم تولید گرمایی(Freeze-out) از محبوب ترین سناریوها برای ماده تاریک در عالم اولیه می باشند. به دلیل قید های قوی بر روی آزمایش‌های کشف مستقیم در مدل های ماده تاریک تک مؤلفه ای، مدل های ماده تاریک چند مؤلفه ای از اهمیت زیادی برخوردار شده اند.

در مدل استاندارد، گذار فاز الکتروضعیف از مرتبه دوم بوده و نمی تواند منجر به سیگنال موج گرانشی شود در حالیکه تعمیم‌های مدل استاندارد می تواند منجر به گذار فاز مرتبه اول شده و موج گرانشی حاصل از آن را تولید نماید[۲]. کشف چنین امواجی می تواند نشانه ای از فیزیک جدید باشد. دو آشکارساز LISA و BBO می‌توانند در سال های آینده وجود چنین امواجی را بررسی کنند. بر خلاف امواج گرانشی مشاهده شده توسط لایگو که از مرتبه ۱۰۰ هرتز می باشند[۳]، این امواج حاصل از گذار فاز مرتبه اول از مرتبه میلی هرتز الی دسی هرتز می باشند. از طرف دیگر یکی از شرایط ساخاروف[٤] که عدم تقارن ماده–پادماده را توضیح می دهد، خارج شدن از تعادل گرمایی می باشد که این امر در گذار فاز مرتبه اول اتفاق می افتد.

ما یک مدل ماده تاریک دو مؤلفه ای ناوردا مقیاس با تقارن U(۱) جدید در بخش تاریک را که یک تعمیمی به مدل استاندارد می باشد را در نظر می گیریم. مدل شامل سه میدان جدید، یک فرمیون، یک اسکالر تکتایی مختلط و یک میدان برداری تحت تقارن U(۱) در بخش تاریک می باشد. ما قید های پدیده شناسی مدل شامل چگالی باقیمانده و کشف مستقیم آن را بررسی کرده و سپس به مطالعه امواج گرانشی آن می پردازیم.

در بخش بعد مدل معرفی شده، سپس قید های پدیده شناسی آن بررسی شده و به دنبال آن امواج گرانشی حاصل از آن مطالعه می شود. در آخر نتیجه مطالعات ارائه شده است.

مدل

مدل ما شامل سه میدان جدید می باشد. یک فرمیون، یک میدان برداری و یک اسکالر تکتایی مختلط که همگی تحت گروه U(۱) جدید در بخش تاریک ناوردا هستند. بار میدان های جدید تحت گروه پیمانه ای U(۱) در جدول ۱ آمده است. همه میدان ها تحت گروههای پیمانه ای مدل استاندارد تکتایی هستند. لاگرانژی مدل به شکل زیر می باشد:

میدان	S	ψ_L	ψ_R
بار $U(1)_D$	۱	$\frac{1}{2}$	$\frac{-1}{2}$

جدول ۱: بار ذرات بخش تاریک تحت تقارن U(۱) جدید

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{\psi}_L\gamma^{\mu}D_{\mu}\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^{\mu}D_{\mu}\psi_R - g_s\bar{\psi}_L\psi_R S + h.c. - \frac{1}{4}V_{\mu\nu}V^{\mu\nu} + \left(D_{\mu}S\right)^{*}(D^{\mu}S) - V(H,S) \quad (۱)$$

که در آن $\mathcal{L}_{SM}$ لاگرانژی مدل استاندارد بدون جمله پتانسیل هیگز می باشد. مشتق هموردا به صورت زیر تعریف می شود:

$$D_{\mu} = \left(\partial_{\mu} + iQg_{v}V_{\mu}\right) \quad (۲)$$

$$V_{\mu\nu} = \partial_{\mu}V_{\nu} - \partial_{\nu}V_{\mu}$$

پتانسیل ناوردا مقیاس به شکل زیر تعریف می شود:

$$V(H,S) = \frac{1}{4}\lambda_H(H^{\dagger}H)^2 + \frac{1}{4}\lambda_S(S^*S)^2 + 2\lambda_{sH}(S^*S)(H^{\dagger}H) \quad (۳)$$

که جمله $2\lambda_{sH}(S^*S)(H^{\dagger}H)$ تنها ارتباط بین بخش تاریک و مدل استاندارد می باشد. در پیمانه یکانی روابط زیر را داریم :

$$\boldsymbol{H} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ h_1 \end{pmatrix} \quad \text{و} \quad \boldsymbol{S} = \frac{1}{\sqrt{2}}h_2 \quad (٤)$$

یک تقارن Z_2 برای ψ وجود دارد که باعث پایداری آن می شود. هم چنین اگر جرم V_{μ} کمتر از دو برابر جرم ψ باشد، هر دو این میدان ها کاندیداهای ماده تاریک محسوب می شوند. در مدل پتانسیل مرتبه درختی صفر بوده و شکست تقارن در مرتبه حلقه اتفاق می افتد که برای نمونه ای از جزئیات محاسبات آن می توان به [۵] مراجعه نمود. در واقع یک جهت مسطح(flat direction) تعریف می شود که در آنH_2(هیگز تاریک) بدون جرم بوده و M_{H1} برابر با ۱۲۵GeV خواهد بود که همان جرم ذره هیگز مشاهده شده می باشد. ویژه حالات جرمی H_1 و H_2 با رابطه زیر داده می شود:

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} \quad (۵)$$

در آن α زاویه اختلاط اسکالرها می باشد. بعد از شکست تقارن روابط زیر را داریم:

$$v_2 = \frac{M_V}{g_v} \quad \text{و} \quad \sin\alpha = \frac{v_1}{\sqrt{{v_1}^2 + {v_2}^2}} \quad \text{و} \quad M_\psi = \frac{g_s M_V}{\sqrt{2} g_v}$$

$$\lambda_H = \frac{3{M_{H1}}^2}{{v_1}^2} cos^2\alpha \quad \text{و} \quad \lambda_S = \frac{3{M_{H1}}^2}{{v_2}^2} sin^2\alpha$$

$$\lambda_{SH} = -\frac{{M_{H1}}^2}{2 v_1 v_2} \sin\alpha \cos\alpha \tag{٦}$$

با توجه به این روابط مدل ما تنها سه پارامتر مستقل M_ψ، M_V و g_v وجود دارد که پدیده شناسی مدل با این سه پارامتر صورت می گیرد. تصحیحات تک حلقه به پتانسیل از طریق مکانیزم Gildener-Weinberg صورت می گیرد[٦] که باعث ایجاد جرم برای هیگز تاریک می شود. در امتداد flat direction (جهت مسطح)پتانسیل مؤثر تک حلقه شکل عام زیر را دارد[٦] :

$$V_{eff}^{1-loop(T=0)} = aH_2^4 + bH_2^4 \ln\frac{H_2^2}{\Lambda^2} \tag{۷}$$

که در آن a و b به شکل زیر هستند:

$$a = \frac{1}{64\pi^2 v^4}\sum_{k=1}^{n} g_k {M_k}^4 \ln\frac{M_k^2}{v^2} \quad \text{و} \quad b = \frac{1}{64\pi^2 v^4}\sum_{k=1}^{n} g_k {M_k}^4 \tag{۸}$$

با مینیمم کردن رابطه (۷) و بازنویسی آن رابطه زیر را داریم:

$$V_{eff}^{1-loop(T=0)} = bH_2^4\left(\ln\frac{H_2^2}{v^2} - \frac{1}{2}\right) \tag{۹}$$

و در نهایت با استفاده از رابطه بالا جرم H_2 با رابطه زیر بدست می آید:

$$M_{H_2}^2 = \frac{1}{8\pi^2 v^2}\left(M_{H1}^4 + 6M_W^4 + 3M_Z^4 + 3M_V^4 - 12M_t^4 - 4M_\psi^4\right) \tag{۱۰}$$

که در آن $v^2 = v_1^2 + v_2^2$ و $v_1 = 246GeV$ می باشد. رابطه (۱۰) یک قید بر روی فضای پارامتر ما قرار می دهد که در آن $M_{H2} > 0$ می باشد. در ادامه پدیده شناسی مدل بررسی می شود.

پدیده شناسی

- **چگالی باقیمانده**

با توجه به $M_V < 2M_\psi$ هر دو میدان های V_μ و ψ بعنوان ماده تاریک در نظر گرفته می شوند. تحول چگالی تعداد ذرات ماده تاریک با زمان با معادله بولتزمان داده می شود. معادلات بولتزمان برای هر دو کاندیدای ماده تاریک به شکل زیر می باشد:

$$\frac{dn_V}{dt} + 3Hn_V = -\sum_j \langle\sigma_{VV\to jj}v\rangle(n_V^2 - n_{V,eq}^2) - \langle\sigma_{VV\to\psi\psi}v\rangle\left(n_V^2 - n_{V,eq}^2\frac{n_\psi^2}{n_{\psi,eq}^2}\right)$$

$$\frac{dn_\psi}{dt} + 3Hn_\psi = -\sum_j \langle\sigma_{\psi\psi\to jj}v\rangle(n_\psi^2 - n_{\psi,eq}^2) - \langle\sigma_{\psi\psi\to VV}v\rangle\left(n_\psi^2 - n_{\psi,eq}^2\frac{n_V^2}{n_{V,eq}^2}\right), \tag{۱۱}$$

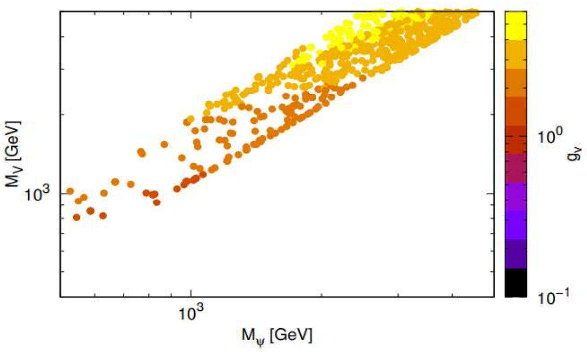
ما از بسته نرم افزاری micrOMEGAs برای حل عددی این معادلات استفاده می کنیم[۷]. با توجه به نتایج آزمایش پلانک، مقدار چگالی باقیمانده ماده تاریک با رابطه زیر داده می شود[۸]:

$$\Omega_{DM} h^2 = \Omega_V h^2 + \Omega_\psi h^2 = 0.120 \pm 0.001 \tag{۱۲}$$

ما هم چنین کسری از چگالی باقیمانده برای هر مؤلفه ای از ماده تاریک را به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$\xi_V = \frac{\Omega_V}{\Omega_{DM}} \quad \text{و} \quad \xi_\psi = \frac{\Omega_\psi}{\Omega_{DM}} \quad \text{و} \quad \xi_V + \xi_\psi = 1 \tag{۱۳}$$

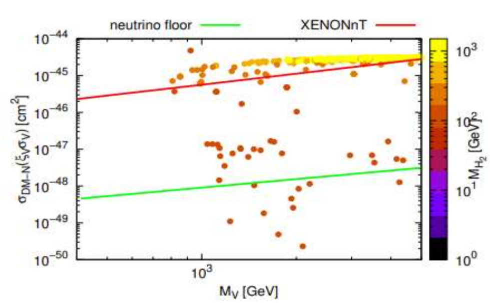
فضای پارامتر مجاز مدل در توافق با چگالی باقیمانده مشاهده در شکل ۱ رسم شده است.



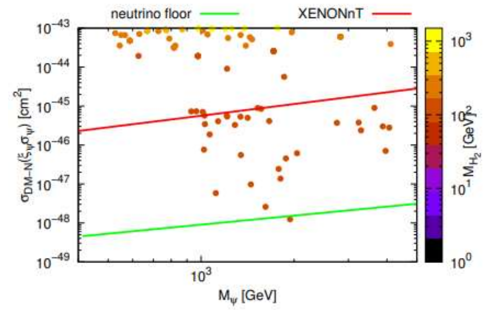
شکل ۱ : فضای پارامتر مجاز در توافق با چگالی باقیمانده ماده تاریک

- **کشف مستقیم**

در این بخش قید هایی بر روی فضای پارامتر مدل با توجه به پراکندگی ماده تاریک –هسته بررسی می‌شود. ما از نتایج آزمایش XENONnT استفاده می کنیم[۹]. شکل ۲(الف) سطح مقطع کاهش یافته $\xi_V \sigma_V$ در برابر M_V و شکل ۲ (ب) سطح مقطع کاهش یافته $\xi_\psi \sigma_\psi$ در برابر M_ψ را نشان می دهد. هم چنین حد کف نوترینو(neutrino-floor) نیز رسم شده است که محدودیتی را بر روی آزمایشات کشف مستقیم می گذارد.



(الف)



(ب)

شکل ۳: فضای پارامتر مجاز مدل در توافق با چگالی باقیمانده و کشف مستقیم

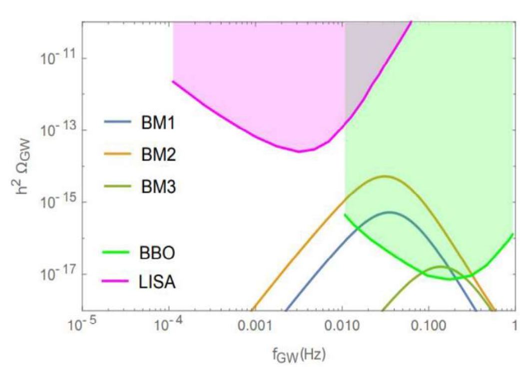
امواج گرانشی

همانطور که گفته شد گذار فاز الکتروضعیف مرتبه اول می تواند منجر به ایجاد امواج گرانشی شود. برای بررسی امواج گرانشی چهار پارامتر ورودی T_C (دمای بحرانی)، T_N (دمای هسته زایی)، $\boldsymbol{\alpha}$ (پارامتر قدرت) و $\frac{\boldsymbol{\beta}}{\boldsymbol{H_*}}$ (مدت زمان معکوس انتقال فاز) لازم است که همه این پارامتر ها از مدل مورد بررسی و انجام محاسبات مربوطه بدست می آید که جزئیات آن در [۵] آمده است. جدول ۲، سه نقطه معیار در فضای پارامتر مجاز مدل به همراه پارامترهای گذار فاز را نشان می دهد.

#	$M_V(GeV)$	$M_\psi(GeV)$	g_v	g_s	$M_{H2}(GeV)$
۱	۱۱۳۶	۱۰۲۱	۱,۶۹	۲,۱۵	۱۲۶,۳
۲	۲۲۰۷	۲۰۴۵	۲,۳	۳,۰۱	۱۲۶,۲
۳	۲۰۹۷	۱۹۴۱	۲,۲۶	۲,۹۶	۱۲۴,۷
#	$\Omega_V h^۲$	$\Omega_\psi h^۲$	$\Omega_{DM} h^۲$	$\xi_V\sigma_V(cm^۲)$	$\xi_\psi\sigma_\psi(cm^۲)$
۱	۱.۷×۱۰^{-۳}	۱.۱۱×۱۰^{-۱}	۱.۱۳×۱۰^{-۱}	۱.۴۳×۱۰^{-۴۸}	۷.۶۲×۱۰^{-۴۷}
۲	۱.۹×۱۰^{-۳}	۱.۱۹×۱۰^{-۱}	۱.۲۱×۱۰^{-۱}	۱.۱۴×۱۰^{-۴۸}	۶.۱۵×۱۰^{-۴۷}
۳	۱.۸۳×۱۰^{-۳}	۱.۱۴×۱۰^{-۱}	۱.۱۶×۱۰^{-۱}	۲.۳×۱۰^{-۵۰}	۱.۲۳×۱۰^{-۴۸}
#	$T_C(GeV)$	$T_N(GeV)$	α	β/H_*	$(\Omega_{GW}h^۲)_{max}$
۱	۱۷۹	۱۳۷,۱۵	۰,۰۲	۱۳۵۲,۶۳	۵.۰۹×۱۰^{-۱۶}
۲	۴۷۰	۲۵۴,۴	۰,۰۳	۶۴۵,۶	۵.۰۶×۱۰^{-۱۵}
۳	۴۰۴	۲۵۲,۸۵	۰,۰۱	۲۸۵۰,۴۵	۱.۶۶×۱۰^{-۱۷}

جدول۲: سه نقطه معیار به همراه پارامتر های ماده تاریک و گذار فاز

طیف موج گرانشی ایجاد شده توسط این نقاط در شکل ۳ رسم شده است(برای محاسبات مربوطه به [۵] رجوع شود).



شکل ۳: طیف موج گرانشی برای نقاط جدول ۲

در شکل ۳ محدودیت های آزمایش های LISA [۱۰] و [۱۱] BBO نشان داده شده است. همانطور که دیده می شود بیشینه طیف موج گرانشی برای نقاط جدول ۲ در محدوده آزمایش BBO قرار می گیرد. نکته مهمی که می توان به آن اشاره کرد این است که برای نقطه معیار ۳ در جدول ۲ که سطح مقطع پراکندگی آن با هسته پایین تر از حد کف نوترینو قرار می گیرد، آزمایشات امواج گرانشی می تواند به عنوان یک راه خاص برای کشف آن و بررسی مدل در آن نواحی از فضای پارامتر باشد.

نتیجه گیری

ما مدل استاندارد را با یک گروه U(۱) در بخش تاریک تعمیم دادیم که شامل سه میدان جدید برداری، فرمیونی و یک اسکالر تکتایی مختلط می باشد. در مدل با توجه به شرایط جرمی دو کاندیدای برداری و فرمیونی برای ماده تاریک بدست آوردیم. ما قید های پدیده شناسی شامل چگالی باقیمانده و کشف مستقیم را بررسی کردیم و تعداد زیادی نقاط در فضای پارامتر بدست آوردیم که در توافق با این قید ها می باشد. سپس امواج گرانشی حاصل از گذار فاز مرتبه اول را برای سه نقطه معیار بررسی کردیم.

مراجع

[۱] G. Bertone and D. Hooper, History of dark matter, Rev. Mod. Phys..۹۰(۲۰۱۸)۰۴۵۰۰۲.

[۲] D. J. Weir, Gravitational waves from a first order electroweak phase transition: a brief review, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A ۳۷۶ (۲۰۱۸) ۲۰۱۷۰۱۲۶.

[۳] Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, Phys. Rev. Lett. ۱۱۶ (۲۰۱۶) ۰۶۱۱۰۲.

[۴] M. E. Shaposhnikov, Baryon Asymmetry of the Universe in Standard Electroweak Theory, Nucl. Phys. B ۲۸۷ (۱۹۸۷) ۷۵۷.

[۵] Mojtaba Hosseini,S. Yaser Ayazi and A. Mohamadnejad, Gravitational wave effects and phenomenology of a two-component dark matter model[۲۳۰۸,۰۰۳۹۵].

[۶] E. Gildener and S. Weinberg, Symmetry Breaking and Scalar Bosons, Phys. Rev. D ۱۳ (۱۹۷۶) ۳۳۳۳.

[۷] D. Barducci, G. Belanger, J. Bernon, F. Boudjema, J. Da Silva, S. Kraml et al., Collider limits on new physics within micrOMEGAs ۴,۳,Comput. Phys. Commun. ۲۲۲ (۲۰۱۸) ۳۲۷ [۱۶۰۶,۰۳۸۳۴].

[۸] Planck collaboration, Planck ۲۰۱۸ results. VI. Cosmological parameters, Astron. Astrophys. ۶۴۱ (۲۰۲۰) A۶ [۱۸۰۷,۰۶۲۰۹].

[۹] XENON collaboration, First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment, ۲۳۰۳,۱۴۷۲۹.

[۱۰] LISA collaboration, Laser Interferometer Space Antenna, ۱۷۰۲,۰۰۷۸۶.

[۱۱] J. Crowder and N. J. Cornish, Beyond LISA: Exploring future gravitational wave missions, Phys. Rev. D ۷۲ (۲۰۰۵) ۰۸۳۰۰۵ [gr-qc/۰۵۰۶۰۱۵].

درجه آزادی پیمانه‌ای برای دستگاه دو ذره‌ی کارول

دهقانی، مهدی

گروه فیزیک، دانشکده‌ی علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

چکیده

دستگاهی مرکب از دو ذره‌ی کارول که توسط یک پتانسیل داخلی به همدیگر مقید هستند را در نظر می‌گیریم. سه درجه‌ی آزادی این دستگاه به بهای یافتن دینامیک برای این دستگاه، توسط سه قید نوع اول و تثبیت آنها محو می‌شوند. در این صورت دستگاه به یک مدل با قیدهای نوع دوم تبدیل می‌شود. به روش غوطه‌وری هم-تافته و با افزودن سه متغیر وس-زومینو این سه درجه آزادی را به شکل درجه آزادی پیمانه‌ای بازیابی می‌کنیم. معادلات حاکم بر پتانسیل متغیرهای وس-زومینو را نیز به‌دست می‌آوریم.

واژه های کلیدی: *ذره کارول، پیمانش، هم‌تافته، وس-زومینو.*

Gauge Degrees of Freedom for a System with Two Carroll Particles

Dehghani, Mehdi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahrekord University, 115, Shahrekord, Iran

Abstract

A composite system of two Carroll particle in which are bound by an internal potential, is considered. For a non-trivial dynamics, three degrees of freedom fade away by three first class constraints and their fixing conditions. In this way, the system becomes a second class one. By the symplectic embedding and adding three Wess-Zumino variables, we survive three degrees of freedom as gauge degrees of freedom.

Keywords: *Carroll Particle, Gauging, Symplectic, Wess-Zumino.*

PACS No. 12.14.2.8

مقدمه

قبض و بسط تقارن‌های فضا زمان در قرن گذشته از موضوعات جالب توجه بوده است. موضوعاتی مانند ابرتقارن، تقارن‌های مجانبی نسبیت عام، نسبیت‌های عام و خاص در ابعادی بیشتر و کمتر از سه بعد فضایی، نسبیت خیلی خاص، فضازمان‌های کاپامینکوفسکی، نسبیت‌های با امضای شامل بیشتر از یک مولفه‌ی زمانی، نسبیت خاص دوگانه و... از جمله‌ی مثال‌هایی در این زمینه بوده‌اند. در برخی موارد هدف مطالعه و القای ویژگی‌هایی بر خود فضا زمان بوده است و در برخی دیگر هدف، اعمال ویژگی‌هایی بر اشیا حاضر در فضا زمان، یعنی ذرات و امواج، هستند. دو تا از مهم‌ترین بررسی‌ها که به خصوص در سال‌های اخیر مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است تقارن‌های BMS و کارول برای فضازمان بوده است [۱،۲]. این‌ها به خصوص در مورد رفتار فیزیکی ذرات و امواج ارسال شده از اجسام سنگین در دوردست این اجسام، اطلاعاتی می‌دهند. مثال بسیار آشنا امواج گرانشی ارسال شده از سیاه‌چاله‌ها و اثری مانند اثر حافظه در این امواج است [۲]. همچنین هر دوی این تقارن‌ها به نوعی به رفتار و خواص ذرات در حد فرانسبیتی می‌پردازند. بنابراین دینامیک ذرات سبک مانند نوترینو، اکسیون و یا حتی گراویتون را در دوردست

چشمه‌ی ارسال کننده آنها می‌تواند از کنش دارای این گونه تقارن-ها استخراج شود.

معمولا دستکاری در پارامترها و ثوابت فیزیکی حاضر در یک جبر تقارنی از روش‌های قبض و بسط آن است. مثلا نامتناهی کردن سرعت نور در گروه تقارنی لورنتس منجر به گروه تقارنی گالیله می‌شود. برای رسیدن به تقارن کارول به نوعی اثری عکس انجام می‌گیرد. یعنی سرعت حدی در جبر گروه پوانکاره بسیار کوچک می‌شود. در چنین رژیمی تمام ذرات فرانسبیتی خواهند شد. شهود اولیه نشان می‌دهد و نشان داده شده است که در چنین فضازمانی یک ذره‌ی بسیط، دینامیکی ندارد [۳]. این ذره فقط جرم خواهد داشت و حتی قادر نیست انحنای فضا زمان را اندازه بگیرد. روش برگشوف و همکاران در [۳]، این بوده است که یک پتانسیل داخلی بین دو ذره کارول در نظر بگیرند و از طریق آن به ذره دینامیک بدهند. حضور پتانسیل، شش درجه‌ی آزادی دستگاه مرکب را به سه درجه آزادی فرومی‌کاهد. از دیدگاه دستگاه‌های مقید، که در این مقاله به این مجموعه نگاه خواهیم کرد، این موضوع به این دلیل است که دوازده درجه آزادی دستگاه دو ذره‌ای کارول شامل سه قید نوع اول است و این سه با سه پیمانه تثبیت می‌شود. در نهایت یک دستگاه (ذره غیربسیط) دینامیک‌دار با سه درجه آزادی در فضای سه بعدی خواهیم داشت.

پیشنهادی که به بخشی از آن خواهیم پرداخت این است که، سه درجه آزادی محو شده را از طریق پیمانه‌ای کردن این مدل دو ذره-ای بازگردانیم. دستگاه غیربسیط دو ذره‌ای را یک جسم بسیط همراه با سه درجه آزادی پیمانه‌ای (بگویید داخلی) در نظر بگیریم و از این سه درجه آزادی پیمانه‌ای یک ویژگی آشنا، مانند اسپین، استخراج کنیم. این کار دست‌کم با توجه به این که اسپین ذرات یک پدیده‌ی نسبیتی است، قابل توجیه است. روش پیمانش افزودن متغیر وس–زومینو به مدل است. در [۴] برای یک دستگاه شامل یک رشته‌ی شامل دو قید نوع دوم فرآیند غوطه‌وری دستگاه و نوع اول‌سازی را ارائه دادیم. مدل حاضر پس از تثبیت شامل سه رشته-ی دوتایی از قیدهای نوع دوم است که برای نوع اول ساختن آنها به همان روش گفته شده در [۴] سه تا وس–زومینو به کنش اضافه خواهیم کرد و معادلاتی برای پتانسیل پیمانه‌ای‌ساز کنش دو ذره کارول پیدا خواهیم کرد. هدف نهایی این است که ببینیم آیا خاصیت دیگری برای ذره، به غیر از جرم، به صورت دینامیکی از کنش چنین دستگاهی قابل استخراج هست و پتانسیلی برای تولید این خاصیت بیابیم.

کنش دو ذره نسبیتی و حد کارول

کنش یک ذره آزاد نسبیتی به شکل یک کنش مرتبه اول است، که شامل یک جمله‌ی مربوط به نگاشتن سرعت ذره به تکانه‌ی آن است به همراه قید شرط پاشندگی که توسط یک ضریب نامعین لاگرانژ به نام تک–شاخ. انتگرال کنش و مشتق‌گیری زمانی مربوط به سرعت‌ها نسبت به زمان ویژه گرفته می‌شوند. حال اگر دو تا از این ذره‌ها داشته باشیم که با پتانسیلی برهم‌کنش می‌کنند، این پتانسیل در پاشندگی هر کدام ظاهر خواهد شد و فضای فاز مجموعه، مجموع مستقیم فضاهای فاز هر کدام خواهد بود. پس کنش دستگاه دو ذره نسبیتی برحسب انتگرال روی پارامتر دینامیکی زمان ویژه، خواهد شد.

$$S=\int d\tau(\bar{p}_i\dot{\bar{x}}_i-e_i\phi_i),\quad \phi_i=\bar{p}_i^2+m^2-V \qquad (۱)$$
$$\bar{x}_i:=(\bar{t}_i,\bar{\mathbf{x}}_i),\quad \bar{p}_i:=(\bar{E}_i,\bar{\mathbf{p}}_i)$$

حد فرانسبیتی این تابعی به این صورت یافته می‌شود که متغیرهای دینامیکی و پارامترهای آن با تکانه یا انرژی ω به صورت زیر مقیاس یا بی‌بعد شده،

$$(\bar{e}_i,\bar{\phi}_i)\to(\omega^{-2}e_i,\omega^2\phi_i),\quad(\bar{\mathbf{x}}_i,\bar{\mathbf{p}}_i)\to(\mathbf{x}_i,\mathbf{p}_i) \qquad (۲)$$
$$(\bar{t}_i,\bar{E}_i)\to(\omega^{-1}t_i,\omega E_i),\quad m\to\omega M$$

و حد مقادیر بزرگ این انرژی گرفته می‌شود. نکته جالب توجه در این حد این است که جمله‌ی جنبشی را در رابطه‌ی پاشندگی محو می‌کند. ولی اگر تقاضا کنید که تابع پتانسیل Vی دو ذره‌ای، تابعی از اندازه تکانه‌ی نسبی دو ذره ($\mathbf{q}=\varepsilon_{3ij}E_i\mathbf{p}_j$)باشد آن وقت جمله‌ی جنبشی از پتانسیل بین دو ذره سر بر می‌آورد. اگر چه در این روابط اندیس‌های ($i,j=1,2$) شمارنده ذره‌ها هستند ولی در فرمول‌بندی این مقاله تبدیل می‌شوند به شمارنده درجه‌های آزادی که در اثر قیدهای نوع دوم حذف شده‌اند و قصد بازگرداندن آنها به صورت درجه آزادی داخلی را داریم.

حد کارول با حدگیری $\omega \to \infty$ در (۲) و قرار دادن نتایج آن در کنش حاصل می‌شود. در این حد یک اتفاق فیزیکی دیگر نیز رخ می‌دهد که آن را در کنش وارد می‌کنیم.

از آنجا که در این حدگیری دو ذره فرانسبیتی می‌شوند، ساعت دو ذره نیز یکسان می‌شود. این موضوع به زبان قیدی با ظهور یک قید اولیه دیگر، که آن را ψ_3 می‌نامیم، بیان می‌شود. اما دو قید دیگر چه هستند؟ حتی بدون گرفتن حد کارول، لاگرانژی سازنده-ی کنش (۱) می‌گوید که سرعت تک‌شاخ‌ها در این لاگرانژی حاضر نیست پس تکانه‌ی آنها قیدهای اولیه هستند و سازگاری این دو قید، روابط پاشندگی (ϕ_iها) را می‌دهند. در نگاه معمول، هامیلتونی کانونی متناظر با کنش (۱) سه قید اولیه‌ی

$$\psi_i = \pi_i, \psi_3 = t_1 - t_2 \qquad (۳)$$

را دارد که پس از بررسی سازگاری منجر به سه قید ثانویه ($\phi_I, I = 1,2,3$) می‌شود. در نتیجه دستگاه با این مجموعه شش قیدی ($\Psi_A = \phi_I \oplus \psi_J$) نوع دوم ($\det(\{\Psi_A, \Psi_B\}_{\text{P.B}}) \neq 0$) می‌شود. در نگاهی دیگر ψ_3 یک تثبیت پیمانه برای (۱) است [۳]. به هر حال دستگاه تثبیت پیمانه شده‌ی (۱)، نوع دوم است. این دستگاه ۱۴ درجه آزادی در فضای فاز دارد، یا ۷ تا در فضای پیکربندی دارد. از این ۷ تا ۳ تا به جایگاه دستگاه مرکب می‌رسد. در عمل دو ذره‌ی کارول با یک ساعت مشترک محتوایی به اندازه یک ذره دارند. سه درجه آزادی فضایی باقیمانده را با رفع قیود نوع دوم باز می‌گردانیم. به این منظور لاگرانژی مرتبه صفر در دیدگاه تحلیل هم‌تافته را به صورت زیر در نظر می‌گیریم.

$$\begin{aligned}
&L^{(0)} = A^{(0)}_\mu \dot{Z}^{(0)}_\mu - H_c, \quad \mu = 1,\dots,19, \\
&H_c = e_i V_i + e_3 \psi_3, \quad V_1 = V_2 = V(|\mathbf{q}|) \\
&Z^{(0)}_\mu := t_i \oplus E_i \oplus \mathbf{x}_i \oplus \mathbf{p}_i \oplus e_i \oplus e_3, \\
&A^{(0)}_\mu := E_i \oplus o_i \oplus (-\mathbf{p}_i) \oplus \mathbf{o}_i \oplus o_i \oplus 0.
\end{aligned} \qquad (۴)$$

دو فرم هم‌تافته‌ای که از پیچش تک فرم $A^{(0)}_\mu$ نسبت به مختصات $Z^{(0)}_\mu$ به‌دست می‌آید، بگویید $f^{(0)}_{\mu\nu} = \frac{\partial A^{(0)}_\nu}{\partial Z^{(0)}_\mu} - \frac{\partial A^{(0)}_\mu}{\partial Z^{(0)}_\nu}$، تکین است و سه بردار پوچ دارد و از این سه بردار پوچ سه قید اولیه استخراج می‌شود.

$$\begin{aligned}
&n^1_\mu = \delta_{\mu,17} \to n^1_\mu(\partial_\mu H_c) = \phi_1, \\
&n^2_\mu = \delta_{\mu,18} \to n^2_\mu(\partial_\mu H_c) = \phi_2, \\
&n^3_\mu = \delta_{\mu,19} \to n^3_\mu(\partial_\mu H_c) = \psi_3.
\end{aligned} \qquad (۵)$$

توجه کنید (سطر سوم معادله‌ی (۴)) که در این روش تکانه‌های تک‌شاخ‌ها و ضریب نامعین لاگرانژ e_3 را در مختصات وارد نکردیم تا سه قید (۵) به شکل اولیه ظهور پیدا کنند. در بررسی هم‌تافته‌ی قیدها، لاگرانژی (۴) با قیدهای (۵) و گسترش مختصات بازسازی می‌شود تا دو فرمی غیر تکین به دست دهد و در نهایت نتیجه می‌دهد که دستگاه نوع دوم است و مختصات همان تعدادی است که در بالا به آن اشاره کردیم. در بخش بعد جلوی ظهور نوع دوم‌ها را با غوطه‌وری هم‌تافته‌ی دستگاه (۴) می‌گیریم.

ورود وس-زومینوها

غوطه وری یعنی افزودن مختصات کمکی جدید (آنها را θ_I می‌نامیم) به فضای فاز دستگاه و تقاضا برای تبدیل قیود دستگاه غوطه‌ور شده، به قیود نوع اول است.

$$\begin{aligned}
&L_{\text{gauged}}{}^{(0)} = L^{(0)} + X_I(\mathbf{x}_i, \mathbf{p}_i, t_i, E_i; \theta_I)\dot{\theta}_I - H_{\text{c-gauged}}, \\
&H_{\text{c-gauged}} = H_c + G(\mathbf{x}_i, \mathbf{p}_i, t_i, E_i; \theta_I), \\
&\zeta^{(0)}_{\text{M}} = Z^{(0)}_\mu \oplus \theta_I, \text{M} = 1,2,\dots,22.
\end{aligned} \qquad (۶)$$

تابع G پتانسیل پیمانه‌ای(نوع اول) کننده‌ی دستگاه است و X_I ها تکانه‌ی وس-زومینوها هستند. وقتی که سازوکار تحلیل هم‌تافته را همانند آن گونه که در (۴) و (۵) گفتیم برای (۶) به کار ببریم [۴]، نتیجه می‌گیریم که مناسب است تا تکانه‌های وس-زومینو را از همان قیدهای پاشندگی و پیمانه‌ی انتخاب ساعت بسازیم،

$$\begin{aligned}
&X_1(\mathbf{p}_i, t_i, E_i) = \phi_1{}^K, \\
&X_2(\mathbf{p}_i, t_i, E_i) = \phi_2{}^K, \\
&X_3(\mathbf{p}_i, t_i, E_i) = \psi_3{}^K.
\end{aligned} \qquad (۷)$$

که $K > 1$ واقعا توانی برای قیدها است. این انتخاب باعث می‌شود که جواب بدیهی بازتعریف تک‌شاخ‌ها (ضرایب نامعین) حذف شود. با این شرط معادله برای پتانسیل پیمانه‌ای کننده $G(\mathbf{x}_i, \mathbf{p}_i, t_i, E_i; \theta_I)$ بر روی سطح قیدهای (۵)، به صورت زیر در می‌آید.

$$\begin{aligned}
&\{\phi_i{}^K, G\} + \frac{\partial G}{\partial \theta_i} = 0, \quad \{\psi_3{}^K, G\} + \frac{\partial G}{\partial \theta_3} = 0, i = 1,2, \\
&\nabla_\theta = \hat{\theta}_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} + \hat{\theta}_3 \frac{\partial}{\partial \theta_3}, A_i = \{G, \phi_i{}^K\}, A_3 = \{G, \psi_3{}^K\} \to \\
&\nabla_\theta \times \mathbf{A} = 0
\end{aligned} \qquad (۸)$$

که کروشه پواسون در بخش $t_i \oplus E_i \oplus \mathbf{x}_i \oplus \mathbf{p}_i$، فضای فاز گرفته می‌شود. با انتخاب تابعیت پتانسیل به صورت $G(\phi_1,\phi_2,\psi_3;\theta_I)$ و با اشاره‌ی بالا که دستگاه مختصات سه بعدی فضای پیکربندی وس-زومینوها، به صورت یک دستگاه مستقیم‌الخط متعامد است؛ مجموعه معادلات به صورت زیر در می‌آید.

$$\{\frac{\partial G}{\partial\theta_1},\phi_2{}^K\}=\{\frac{\partial G}{\partial\theta_2},\phi_1{}^K\},\quad \{\frac{\partial G}{\partial\theta_2},\psi_3{}^K\}=\{\frac{\partial G}{\partial\theta_3},\phi_2{}^K\},$$
$$\{\frac{\partial G}{\partial\theta_1},\psi_3{}^K\}=\{\frac{\partial G}{\partial\theta_3},\phi_1{}^K\}. \qquad (۹)$$

مجموعه‌ی وس-زومینوها و تکانه‌هایشان موجودات کمکی هستند که در نهایت می‌توانند از هامیلتونی مدل حذف شوند. به خصوص از دیدگاه هامیلتونی آنها زوج نوع دوم‌اند. می‌توان نشان داد که یک زوج مزدوج کانونی نوع دوم، متحد با صفر شدن هر دوی‌شان تثبیت پیمانه به طرز سازگاری نیست. بنابراین قرار دادن مقداری ثابت برای تکانه وس-زومینو در فرمول تکانه زاویه‌ای منتج از آنها، $S_I=\varepsilon_{IJK}\theta_J\pi_K$، یعنی حضور ترکیب خطی وس-زومینوها در هرجایی می‌گوید شما مولفه‌های اسپین ذره را دارید. حضور ناصفرشان در هامیلتونی یعنی ظهور اسپین به شکل درجه آزادی غیر انتقالی و داخلی و یا پیمانه‌ای. اما آیا می‌توان آنها را به صورت غیر صفر در هامیلتونی نگه داشت وقتی که تکانه‌شان را غیر صفر گرفته‌ایم؟

پیشنهاد برای حل

انتخاب حل خطی $G\sim\theta$ با مجموعه معادلات (۹) ناسازگار است. انتخاب شکل همگن یا ناهمگن مربعی منجر به حلی برای G خواهد شد ولی با شرط کمینه برای پتانسیل G، مقداری صفر برای تمامی مولفه‌های وس زومینو می‌دهد. پیشنهاد مکعبی برحسب θ ها لزوما کمینه‌ای نمی‌دهد. در نهایت بهترین پیشنهاد، پتانسیل کلاه مکزیکی $G\sim O(\theta^2)+O(\theta^4)$ است تا در فرآیندی مثل شکست خودبه‌خود تقارن برای پتانسیل پیمانه‌ای کننده‌ی G جمله‌های اسپینی ایجاد کند. بنابراین آنساتز،

$$G=g^{(2)}_{IJ}\theta_I\theta_J+g^{(4)}_{IJKL}\theta_I\theta_J\theta_K\theta_L, \qquad (۱۰)$$

برای صدق دادن در (۹) و یافتن ضرایب مجهول در بخش $t_i \oplus E_i \oplus \mathbf{x}_i \oplus \mathbf{p}_i$ فضای فاز پیشنهاد می‌شود.

نتیجه گیری

برگشوف و همکاران با ارائه‌ی برهمکنش بین دو ذره‌ی کارول به مجموعه‌ی دو تایی از آنها درجه آزادی انتقالی به صورت دینامیکی بخشیدند. دو ذره آن‌قدر سنگین فرانسبیتی هستند که موجودی هم اندازه خودشان می‌تواند آن را به حرکت وادارد. از دیدگاه ما در عمل دو ذره‌ی بسیط کارول، یک موجود است. برای یک چنین موجودی تلاش کردیم که سه درجه‌ی داخلی را به عنوان درجه‌ی آزادی اسپینی با کمک متغیرهای کمکی وس-زومینو احیا کنیم. به این منظور پتانسیلی وارد کردیم و معادلات حاکم بر آن را به‌دست آوردیم. پتانسیل تولید کننده اسپین به پتانسیل دو ذره‌ای کارول وابسته است.

مرجع‌ها

[1] Glenn Barnich and Cédric Troessaert; "Symmetries of Asymptotically Flat Four-Dimensional Spacetimes at Null Infinity Revisited"; Phys. Rev. Lett. **105**, 111103.

[2] C Duval, G W Gibbons, P A Horvathy and P-M Zhang; "Carroll symmetry of plane gravitational waves"; Class. Quantum Grav. **34** (2017) 175003.

[3] Eric Bergshoeff, Joaquim Gomis and Giorgio Longhi; "Dynamics of Carroll particles"; Class. Quantum Grav. **31** (2014) 205009.

[۴] دهقانی، مهدی؛ قهرمان، زهرا؛ منعم‌زاده، مجید؛ « ساخت مکانیک بر رویه‌های غوطه‌ور»؛ *مقاله‌نامه هفتمین کنفرانس فیزیک ریاضی ایران*، صفحه ۱۱۰ تا ۱۱۳(۱۴۰۱).

بررسی ناهنجاری جرم بوزون W از طریق معرفی بخش تاریک غیرآبلی

اسلوب، شیما[1]؛ خطیبی، سارا[1]

[1]*دانشکده فیزیک دانشگاه تهران ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران*

چکیده

یکی از راه‌های توضیح مسئله ماده تاریک از منظر فیزیک ذرات بنیادی، معرفی بخش تاریک است که ذرات پیشنهاد شده توسط این بخش، از طریق آمیختگی جنبشی، با ذرات مدل استاندارد برهمکنش می‌کند. این آمیختگی همچنین می‌تواند منجر به اصلاح برهمکنش ذرات بنیادی مدل استاندارد شود که اثرات آن را می‌توان از طریق پارامترهای مایل بدست آورد. در این مقاله، مدلی را معرفی می‌کنیم که این آمیختگی بوسیله‌ی یک ذره واسط با اسپین ۱ انجام می‌شود. این کار از طریق اضافه کردن تقارن پیمانه‌ای غیرآبلی به مدل استاندارد و آمیختگی آن با فوتون صورت می گیرد. با مطرح کردن این مدل سعی بر توجیه مغایرت مشاهده شده در آزمایش تعیین جرم بوزون W باپیش‌بینی مدل استاندارد را داریم.

واژه‌های کلیدی: *ماده تاریک، آمیختگی جنبشی، ناهنجاری جرم بوزون W.*

Study of W Mass Anomaly through the Non-Abelian Dark Sector

Shima, Osloub[1]; Sara, Khatibi[1]

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

Abstract

In order to explain the Dark Matter problem in particle physics, the dark sector is introduced by taking into account dark matter's interactions with standard model particles through kinetic mixing. This mixing can also modify interactions among SM particles which can be casted into the oblique parameters. In this paper, we introduce a model that assumes the interactions take place through a mediator particle with a spin-1 particle. This has been shown by adding a non-abelian gauge group to the standard model and mixing it with photons. By proposing this model, we attempt to explain the discrepancy observed between W mass measurement and the SM prediction.

Keywords: *Dark matter, Kinetic mixing, W mass anomaly*

PACS No. 12, 13.

مقدمه

یکی از این مسئله‌هایی که تاکنون در فیزیک ذرات بنیادی برای آن پاسخ مناسبی یافت نشده است، مسئله‌ی وجود ماده تاریک است. ذرات مدل استاندارد با ویژگی‌های ماده تاریک بدست آمده از داده‌های کیهان‌شناسی مطابقت ندارند. بنابراین مدل‌های فرای مدل استاندارد دیگری مطرح شده‌اند که کاندیدهایی را برای آن معرفی می‌کنند. طبق این نظریات، روش‌های مختلفی برای برهمکنش ماده تاریک با ذرات مدل استاندارد در نظر گرفته می‌شود تا بتوان آن‌ها را در آزمایشگاه‌های ذرات بنیادی مشاهده کرد. یکی از راه‌های توصیف ماده تاریک، در نظر گرفتن بخش تاریک است که شامل کاندیدهای ماده تاریک و نحوه برهمکنش آن‌ها است.

از طرفی دیگر، آزمایش‌های مختلفی تاکنون برای اندازه‌گیری جرم بوزون W صورت گرفته است و مقادیر اندازه‌گیری شده با مقداری که مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند مقایسه شده است. مقدار پیش‌بینی مدل استاندارد برای جرم بوزون W $M_W = 80357 \pm 6MeV$ است . این مقدار پیش‌بینی شده از اندازه‌گیری‌های تجربی پارامترهایی مانند m_H، m_t و G_F بدست می‌آید، که عدم قطعیت این پیش‌بینی نیز از خطاهای اندازه‌گیری این پارامترها و تصحیحات مراتب بالاتر بدست می‌آید [۱-۳]. از جمله

آزمایش‌های انجام شده برای اندازه‌گیری جرم بوزون W، آزمایش CDF در سال ۲۰۲۲ میلادی است. این آزمایش توسط آشکارساز تواترون در برخورددهنده فرمی‌لب که در آن پروتون و پادپروتون با هم برخورد می‌کردند، انجام شد و مقدار اندازه‌گیری شده جرم بوزون به شکل $M_W = 80433.5 \pm 9.4MeV$ بدست آمده است [۴]. بنابراین مقدار اندازه‌گیری شده با مقدار جرمی که مدل استاندارد پیش بینی می‌کند، 7σ تفاوت دارد که نشانه‌ی خوبی برای امکان وجود فیزیک جدید در این زمینه است.

تاکنون تلاش‌های زیادی برای توضیح این مغایرت به کمک مدل‌های جدید صورت گرفته است. از جمله این مدل‌ها، توضیح این مغایرت به کمک فوتون تاریک و اضافه کردن $U(1)_X$ به مدل استاندارد است [۵]. در این پژوهش سعی داریم تا مغایرت جرم بوزون W مشاهده شده در آزمایش‌ها، با مقدار پیش‌بینی شده مدل استاندارد را با اضافه کردن گروه تقارنی پیمانه‌ای غیرآبلی $SU(2)_X$ از طریق آمیختگی جنبشی با مدل استاندارد توجیه کنیم. همچنین در ادامه برای آنکه جمله‌ی آمیختگی جنبشی پیمانه ناوردا باشد، از هیگز تاریک استفاده می‌کنیم. سپس اثرات این آمیختگی را بر روی برهمکنش ذرات مدل استاندارد از طریق ضرایب مایل محاسبه می‌کنیم و به کمک آن‌ها اختلاف جرم بوزون W را توضیح می‌دهیم.

مدل

برای توجیه اختلاف میان مقدار اندازه‌گیری شده و پیش‌بینی شده جرم بوزون W توسط مدل استاندارد، مدل‌های مختلف فرای مدل استاندارد مطرح شده‌اند. در این مقاله به بررسی مدلی می‌پردازیم که مدل استاندارد را بوسیله‌ی اضافه کردن یک گروه تقارنی پیمانه‌ای غیرآبلی به شکل $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(2)_X$ تعمیم می‌دهد. در نتیجه جملات برهمکنشی جدیدی به آن اضافه می‌شود که بخش تاریک با ذرات مدل استاندارد توسط آمیختگی جنبشی برهمکنش می‌کند. همچنین در این مدل، نحوه جرم‌دار شدن ذرات بخش تاریک را با اضافه کردن هیگز تاریک S توصیف می‌کنیم و بوزون‌های پیمانه‌ای گروه جدید بخش تاریک، را با X نشان می‌دهیم. لاگرانژی بخش تاریک را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\mathcal{L}_D = -\frac{\epsilon}{\Lambda^2} S^\dagger \frac{\sigma^a}{2} S X^{\mu\nu a} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} X^{a\mu\nu} X^a_{\mu\nu} - (D^\mu S)^\dagger (D_\mu S) - \mu_D^2 S^\dagger S + \lambda (S^\dagger S)^2 + \lambda_1 S^\dagger S H^\dagger H, \tag{۱}$$

که در معادله‌ی بالا، جمله‌ی اول، همان جمله‌ی آمیختگی جنبشی بوزون‌های پیمانه‌ای بخش تاریک X_μ با بوزون‌های مدل استاندارد B_μ است. σ ماتریس پاولی، ϵ ثابت جفت‌شدگی آمیختگی جنبشی است و Λ ضریب با بعد جرمی یک است. همچنین $X^{\mu\nu}$ تانسور شدت میدان پیمانه‌ای جدید $SU_X(2)$ است که به شکل $X^a_{\mu\nu} = \partial_\mu X^a_\nu - \partial_\nu X^a_\mu + i g_D \varepsilon^{abc} X^b_\mu X^c_\nu$، تعریف می‌شود. در این تعریف، g_D، ثابت جفت شدگی گروه پیمانه‌ای بخش تاریک است. دلیل آنکه ضریب جمله‌ی آمیختگی را به این شکل در نظر گرفتیم آن است که $X^{\mu\nu a} B_{\mu\nu}$ بازبهنجارش پذیر نیست و باید به صورتی باشد تا این جمله تحت تقارن پیمانه‌ای $SU(2)_X$ ناوردا باشد. جمله‌های بعدی سمت راست لاگرانژی نیز شامل جمله‌ی جنبشی میدان‌های پیمانه‌ای بخش تاریک، جملات جنبشی، جرمی و برهمکنشی هیگز تاریک و جمله‌ی آخر، جمله‌ی آمیختگی هیگز تاریک و هیگز مدل استاندارد است. مشتق هموردایی که درمعادله بالا به کار برده شده نیز به شکل زیر تعریف می شود،

$$D_\mu S = \left(\partial_\mu - i g_D \frac{\sigma^a}{2} X^a_\mu\right) S. \tag{۲}$$

جمله اول معادله (۱) را بعد از شکست تقارن و با در نظر گرفتن مقدار چشم‌داشتی خلا برای هیگز بخش تاریک به شکل،

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_D + h_D \end{pmatrix}, \tag{۳}$$

می‌توان به صورت زیر بدست آورد:

$$\begin{aligned} -\frac{\epsilon}{\Lambda^2} S^\dagger \frac{\sigma^a}{2} S X^{\mu\nu a} B_{\mu\nu} &= -\frac{\varepsilon}{\Lambda^2} \frac{1}{2} (-v_D^2 + h_D^2) [X^{\mu\nu 3} B_{\mu\nu}] \\ &= -\frac{\varepsilon}{\Lambda^2} \frac{1}{2} (-v_D^2 + h_D^2) [\partial_\mu X^3_\nu B_{\mu\nu} \\ &\quad -\partial_\nu X^3_\mu B_{\mu\nu} + i g_D \varepsilon^{312} X^1_\mu X^2_\nu B_{\mu\nu}] \\ &= -\frac{\varepsilon}{\Lambda^2} \frac{1}{2} (-v_D^2 + h_D^2) [\partial_\mu X^3_\nu B_{\mu\nu} \\ &\quad -\partial_\nu X^3_\mu B_{\mu\nu} + i g_D (X^1_\mu X^2_\nu - X^2_\mu X^1_\nu) B_{\mu\nu}]. \end{aligned} \tag{۴}$$

در تساوی اول در عبارت بالا، جملات مولفه اول و دوم تانسور شدت میدان پیمانه‌ای وجود ندارد، بدلیل آنکه با جایگذاری ماتریس‌های پاولی، ضریب جملات مولفه اول و دوم صفر می‌شوند. می‌توان با بازتعریف $X^\pm_\mu = (X^1_\mu \mp i X^2_\mu)/\sqrt{2}$ معادله‌ی بالا را به شکل ساده‌تر نوشت،

$$-\frac{\epsilon}{\Lambda^2}S^\dagger\frac{\sigma^a}{2}SX^{\mu\nu a}B_{\mu\nu} = -\frac{\varepsilon}{\Lambda^2}\frac{1}{2}(-v_D^2+h_D^2) \times [\partial_\mu X_\nu^3 B_{\mu\nu} - \partial_\nu X_\mu^3 B_{\mu\nu} + 2g_D X_\mu^+ X_\nu^- B_{\mu\nu}]. \quad (۵)$$

جمله آخر در لاگرانژی بالا، جمله‌ی جدیدی است که نسبت به مقاله [۵]، به علت استفاده از $SU(2)_X$ در این مدل اضافه شده است که جمله‌ای بازبهنجارش ناپذیر است. به همین دلیل ضریب این جمله به Λ وابسته است و می‌تواند مقدار بزرگی داشته باشد و تصحیحات کوچکی را در محاسبات وارد کند. در این مقاله، برای سادگی جمله‌ی آخر را در نظر نمی‌گیریم اما در کارهای بعدی تاثیر وجود این جمله بر برهمکنش ذرات را بررسی خواهیم کرد. در ادامه از تعریف زیر در محاسبات استفاده می‌کنیم:

$$X'^{3\mu\nu} = \partial^\mu X^{3\nu} - \partial^\nu X^{3\mu}. \quad (۶)$$

همچنین باتوجه به شکست خودبخودی تقارن مدل استاندارد می‌توانیم میدان پیمانه‌ای $B_{\mu\nu}$ را به شکل زیر در معادلات جایگزین کنیم،

$$B_{\mu\nu} = c_w A_\mu - s_w Z_\mu. \quad (۷)$$

در این معادله A_μ میدان فوتون و Z_μ، میدان بوزون Z است. بنابراین لاگرانژی بخش پیمانه‌ای و برهمکنش را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{gauge} = &-\frac{1}{4}X^{a\mu\nu}X_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}A^{\mu\nu}A_{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z^{\mu\nu}Z_{\mu\nu}\\ &-\frac{\epsilon}{\Lambda^2}\frac{1}{2}(-v_D^2+h_D^2)\left[c_w X'^{3\mu\nu}A_\mu - s_w X'^{3\mu\nu}Z_\mu\right]\\ &+j_{em}^\mu A_\mu + j_Z^\mu Z_\mu + j_X^\mu X_\mu + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu.\end{aligned} \quad (۸)$$

حال برای ساده‌تر شدن محاسبات، ضریب جمله آمیختگی جنبشی را می‌توان به شکل زیر تعریف کرد:

$$B = -\frac{\epsilon}{2\Lambda^2}v_D^2. \quad (۹)$$

و ضرایب دیگری را که در ادامه برای ساده‌تر شدن محاسبات به کار می بریم را به شکل زیر تعریف می‌کنیم:

$$C = \sqrt{1-4B^2}, D = \sqrt{1-4B^2c_w^2}. \quad (۱۰)$$

با فرض آنکه فوتون با جریان بخش تاریک برهمکنش نداشته باشد، می‌توانیم با بازتعریف میدان‌های پیمانه‌ای، جملات بخش جنبشی را به صورت کانونیک برحسب A'، Z' و X''^3 بنویسیم. بنابراین جملات لاگرانژی بخش پیمانه‌ای به شکل زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{gauge} = &-\frac{1}{4}X''^{3\mu\nu}X''^3_{\mu\nu} - \frac{1}{4}A'^{\mu\nu}A'_{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z'^{\mu\nu}Z'_{\mu\nu}\\ &-\frac{1}{4}X^{1\mu\nu}X^1_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{2\mu\nu}X^2_{\mu\nu}\\ &+j_{em}^\mu\left(A'_\mu - \frac{4B^2 s_w c_w}{CD}Z'_\mu - \frac{2Bc_w}{D}X''^3_\mu\right)\\ &+j_Z^\mu\left(\frac{D}{C}Z'_\mu\right) + j_X^\mu\left(\frac{2Bs_w}{CD}Z'_\mu + \frac{1}{D}X''^3_\mu\right) + \frac{1}{2}m_Z^2\frac{D^2}{C^2}Z'^\mu Z'_\mu\\ &+\frac{1}{2}m_X^2\left(\frac{2Bs_w}{CD}Z'^\mu + \frac{1}{D}X''^{3\mu}\right)\left(\frac{2Bs_w}{CD}Z'_\mu + \frac{1}{D}X''^3_\mu\right).\end{aligned} \quad (۱۱)$$

پس از آن می توان با قطری کردن ماتریس جرمی به کمک تعریف زاویه θ_D به شکل زیر، به پایه جرمی رفت،

$$tan2\theta_D = \frac{4m_X^2 B s_w C}{m_Z^2 D^4 - m_X^2[1-4B^2(1+s_w^2)]}. \quad (۱۲)$$

بنابراین جرم بوزون پیمانه‌ای بخش تاریک و بوزون Z به شکل زیر بدست می‌آید:

$$\overline{m}_Z^2 = \frac{m_Z^2 D^4 + m_X^2 4B^2 s_w^2}{C^2 D^2}c_D^2 + \frac{m_X^2}{D^2}s_D^2 + 2s_D c_D\frac{m_X^2 4Bs_w}{CD^2},$$

$$\overline{m}_{X^3}^2 = \frac{m_Z^2 D^4 + m_X^2 4B^2 s_w^2}{C^2 D^2}s_D^2 + \frac{m_X^2}{D^2}c_D^2 - 2s_D c_D\frac{m_X^2 4Bs_w}{CD^2}. \quad (۱۳)$$

در رابطه‌ی بالا، می‌توان جرم بوزون Z را به شکل $\overline{m}_Z^2 = m_Z^2(1+\overline{z})$ تعریف کرد که در بخش بعد از پارامتر $\overline{z}$ در محاسبات استفاده خواهیم کرد.

محاسبه جرم W

می‌دانیم که جرم ذرات مدل استاندارد از برهمکنش با میدان هیگز در خلا بدست می‌آید. از طرفی دیگر، برای بررسی اثرات فیزیک جدید در آزمایش الکتروضعیف از پارامترهای مایل استفاده می کنیم. این پارامترها از تصحیحات تابشی نمودارهای قطبش خلا بوزون‌های پیمانه‌ای بدست می‌آیند و می‌توان آن‌ها را به شکل زیر محاسبه کرد [۶]،

$$\begin{aligned}\alpha S &= 4s_w^2c_w^2(H-F) - 4s_w c_w(c_w^2 - s_w^2)I,\\ \alpha U &= 4s_w^2(s_w^2 H - G + c_w^2 F - 2s_w c_w I),\\ \alpha T &= \omega - E.\end{aligned} \quad (۱۴)$$

که ضرایب معرفی شده در تعریف پارامترهای مایل (H,F,I,G,E,ω)، از لاگرانژی ساده شده زیر بدست می‌آید،

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = &\frac{1}{2}(1+E-F)m_Z^2 Z^\mu Z_\mu\\ &+(1+\omega-G)m_w^2 W^\mu W_\mu^\dagger\\ &+\left(1-\frac{H}{2}\right)j_{em}^\mu A_\mu + \left(1-\frac{F}{2}\right)(j_Z^\mu + Ij_{em}^\mu))Z_\mu\end{aligned}$$

$$+\left(\left(1-\frac{G}{2}\right)j_w^{\mu}W_\mu^{\dagger}+h.c.\right).$$

(۱۵)

درنتیجه این ضرایب، با مقایسه معادله‌ی (۱۵) و (۱۱) به شکل زیر بدست می‌آیند:

$$\begin{aligned}
&H, G, \omega = 0\\
&F = 2\left(1-\frac{D}{C}c_D\right),\\
&E = F + \overline{z},\\
&I = \frac{-4B^2 s_w c_w c_D + 2B c_w s_D C}{D^2}
\end{aligned}$$

(۱۶)

در نتیجه پارامترهای مایل را می‌توان تا مرتبه B^2، به علت کوچک بودن ضریب آمیختگی، به شکل زیر بدست آورد،

$$\begin{aligned}
&\alpha S = \frac{4s_w^2 c_w^2 B^2}{1-m_X^2/m_Z^2}\left(1-\frac{s_w^2}{1-m_X^2/m_Z^2}\right),\\
&\alpha T = -B^2 s_w^2\frac{m_X^2/m_Z^2}{(1-m_X^2/m_Z^2)^2},\\
&\alpha U = 4s_w^4 c_w^2 B^2\left(-\frac{1-2m_X^2/m_Z^2}{(1-m_X^2/m_Z^2)^2}+\frac{2}{1-m_X^2/m_Z^2}\right).
\end{aligned}$$

(۱۷)

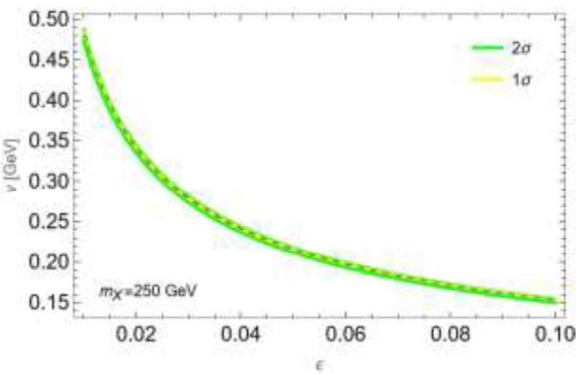
درنهایت اختلاف جرم بوزون W را می‌توانیم به کمک رابطه زیر برحسب پارامترهای مایل محاسبه کنیم،

$$\Delta m_W^2 = m_Z^2 c_w^2\left(-\frac{\alpha S}{2(c_w^2-s_w^2)}+\frac{c_w^2\alpha T}{c_w^2-s_w^2}+\frac{\alpha U}{4s_w^2}\right).$$

(۱۸)

نتایج عددی

با جایگذاری معادله (۱۷) در معادله (۱۸) و در نظر گرفتن مقادیر اندازه گیری شده در آزمایش های الکتروضعیف مانند جرم بوزون Z، s_W و α از مقاله [۷]، می توان شکل نحوه تغییرات ضریب آمیختگی بر حسب مقدار چشم‌داشتی خلا هیگز بخش تاریک را بدست آورد. در شکل ۱ با جایگذاری اختلاف جرم آزمایش تواترون و مقدار پیش بینی شده از مدل استاندارد در معادله ی (۱۸)، مقادیری که مقدار چشم‌داشتی خلا برحسب ضریب آمیختگی جنبشی ϵ می‌تواند داشته باشد، برای بوزون پیمانه‌ای بخش تاریک با جرم $250GeV$ بدست آمده است. درنتیجه نشان دادیم که به ازای مقادیر مشخص شده در شکل ۱ برای ضریب آمیختگی جنبشی و مقدار چشم‌داشتی خلا هیگز، می‌توان این مغایرت را به کمک این مدل توجیه کرد.



شکل۱ : مقدار چشم‌داشتی خلا بر حسب ضریب آمیختگی، برای بوزون پیمانه‌ای بخش تاریک با جرم $250GeV$.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ابتدا ناهنجاری جرم بوزون W را بررسی کردیم. سپس مدلی برای بخش تاریک معرفی کردیم. در این مدل، مدل استاندارد را با اضافه کردن گروه پیمانه‌ای غیرآبلی $SU_X(2)$ از طریق آمیختگی جنبشی تعمیم دادیم. پس از آن با بررسی لاگرانژی بخش تاریک و مدل استاندارد، پارامترهای مایل را بر حسب ضریب آمیختگی جنبشی و جرم بوزون پیمانه‌ای بخش تاریک محاسبه کردیم. با بدست آوردن این پارامترها اختلاف جرم بوزون W را بر حسب آن‌ها محاسبه کردیم. در نهایت با جایگذاری مقادیر معلوم و اختلاف جرم مشاهده شده، نشان دادیم که به ازای مقادیر مشخص شده درشکل۱ برای ضریب جنبشی بر حسب ویژه مقدار خلا تاریک می‌توان مغایرت جرم بوزون W را توجیه کرد.

مرجع‌ها

[۱] Zyla, P. A. et al. Review of Particle Physics. PTEP, 2020(8):083C01, 2020

[۲] M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas, and G. Weiglein, "Precise prediction for the W boson mass in the standard model," Phys. Rev. D **69** (2004) 053006, [hep-ph/0311148].

[۳] G. Degrassi, P. Gambino, and P. P. Giardino, "The mW − mZ interdependence in the Standard Model: a new scrutiny," JHEP **05** (2015) 154, [1411.7040].

[۴] Aaltonen, T. et al. High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector. *Science*, **376**(6589):170–176, 2022.

[۵] Cheng, Yu, He, Xiao-Gang, Huang, Fei, Sun, Jin, and Xing, Zhi- Peng. Dark photon kinetic mixing effects for the CDF W-mass measurement. *Phys. Rev. D*, **106**(5):055011, 2022.

[۶] Burgess, C. P., Godfrey, Stephen, Konig, Heinz, London, David, and Maksymyk, Ivan. Model independent global constraints on new physics. *Phys. Rev. D*, **49**:6115–6147, 1994.

[۷] Lu, Chih-Ting, Wu, Lei, Wu, Yongcheng, and Zhu, Bin. Elec- troweak precision fit and new physics in light of the W boson mass. *Phys. Rev. D*, **106**(3):035034, 2022

پتانسیل موثر در پیچیدگی معادل همه چیز برای سیاه چاله‌های با میدان اکسیونی

فرضی زاده عاقل، خدیجه؛ بابایی آقبلاغ، حسین؛ اسمعیلی، حبیب؛ محمدزاده، حسین

دانشکده علوم پایه دانشگاه محقق اردبیلی ، خیابان دانشگاه ، اردبیل

چکیده

در این مقاله پتانسیل موثر مربوط به پیچیدگی معادل همه چیز را در مورد سیاه چاله‌های جفت شده به میدان اکسیونی مطالعه خواهیم کرد. نشان می‌دهیم این پتانسیل به شدت میدان اکسیونی بستگی دارد و با افزایش شدت میدان اکسیونی، مقدار پتانسیل موثر در نقطه بیشینه کاهش می‌یابد به طوری که این نقطه بیشینه همواره در فاصله بین افق رویداد و نقطه تکینگی سیاه‌چاله قرار دارد. وجود این نقطه بیشینه در این حد فاصل تضمین می‌کند که رفتار نرخ رشد پیچیدگی معادل همه چیز، خطی است. همچنین نشان می دهیم اگرشدت میدان اکسیونی از یک مقدار خاص بزرگتر باشد، کمینه پتانسیل موثر منفی می‌شود.

واژه های کلیدی: : پیچیدگی–سیاه‌چاله– میدان اکسیونی

Effective potential in complexity equals anything for black holes with the axion field

Farzizadeh Agel, Khadijeh; Babaei-Aghbolagh, Hossein; Esmaeili , Habib; Mohammadzadeh, Hosein;

Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili

Abstract

In this paper, the effective potential of the anything complexity of black holes coupled to the axion field is investigated. We show that the potential strongly depends on the strength of axion field. By increasing the strength of the axion field, the value of the effective potential at the maximum point decreases so that this maximum point is always located at a distance between the event horizon and the singularity of the black hole. The existence of this maximum point in this interval guarantees that the behavior of the anything complexity growth rate is linear. We also show that if the intensity of the axion field is greater than a specific value, the minimum of the effective potential becomes negative.

Keywords*: complexity- black hole- axion field*

PACS No.

مقدمه

نظریه پیچیدگی تعیین میزان دشواری انجام یک کار انتخاب شده با استفاده از یک مجموعه عملیات ساده است . در نظریه پیچیدگی کوانتومی، پیچیدگی یک حالت کوانتومی را با شمارش تعداد عملیات مورد نیاز برای ساخت آن از یک حالت پایه توصیف می‌کنند. اخیراً در نظریه پیچیدگی تلاش‌هایی در زمینه‌ی هولوگرافی انجام شده تا نظریه اطلاعات کوانتومی را به گرانش کوانتومی ارتباط دهد. در واقع چون برای توصیف برخی از رفتارهای دینامیکی که در آنسوی افق سیاه‌چاله رخ می‌دهد، آنتروپی درهم‌تنیدگی کافی نیست و باید از مفهوم دیگری با عنوان پیچیدگی هولوگرافی استفاده کرد. طبق تعریف حداقل عملگرهای لازم برای رسیدن از یک حالت اولیه به حالت نهایی به عنوان پیچیدگی آن سیستم شناخته می‌شود. دو پیشنهاد مهم مربوط به پیچیدگی هولوگرافی عبارتند از پیچیدگی معادل حجم(CV) و پیچیدگی معادل کنش(CA) [1]. در حدس پیچیدگی معادل حجم نشان داده شده است که تغییر نرخ پیچیدگی بر حسب زمان یک تابع افزایشی یکنواخت است و همچنین با استفاده از حدس پیچیدگی معادل کنش برای سیاه‌چاله‌های بدون بار نشان داده شده است که

نرخ رشد پیچیدگی هولوگرافی در زمان‌های بینهایت به حد لوید می‌رسد که حد لوید در این نوع سیاه‌چاله‌ها متناسب با دو برابر جرم سیاه چاله است[2]. اخیر در مرجع [2] فرم عمومی برای پیچیدگی معادل حجم معرفی شده که وابسته به یک پتانسیل موثر می‌باشد و به پیچیدگی معادل همه چیز معروف است. این پتانسیل موثر در حضور یک جفت‌شدگی ضعیف تعریف می‌شود که وقتی این جفت‌شدگی به صفر میل کند، پیچیدگی عمومی معادل حجم به پیچیدگی معادل حجم رایج کاهش پیدا می‌کند. در این مقاله این پتانسیل موثر را برای سیاه‌چاله‌های جفت شده به میدان اکسیونی در پس‌زمینه‌ی آنتی دوسیته در بعد دلخواه مطالعه خواهیم کرد.

پتانسیل موثر در پیچیدگی معادل همه چیز برای سیاه‌چاله بدون بار

به صورت کلی، نظریه‌های پیچیدگی یک خاصیت جهان شمولی دارند که عبارت است از این که نسبت به زمان، نرخ رشد پیچیدگی به صورت خطی خواهد بود. یک کلاس نامتناهی از مشاهده پذیرهای گرانشی را در نظر می گیریم که این ویژگی جهان شمولی را از خود نشان می دهند. بنابراین جایگزین مناسبی برای پیچیدگی هولوگرافی حجم یا کنش هستند. این مشاهده‌گرها برروی ابعاد یک ناحیه به هندسه به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathrm{O}_{\mathrm{F}_1,\Sigma_{F_2}}(\Sigma_{CFT}) = \frac{1}{G_N L}\int_{\Sigma_{F_2}} d^d\sigma\sqrt{h}F_1\left(g_{\mu\nu}: X^{\mu}\right) \qquad (1)$$

که در آن X^{μ} یک نگاشت روی سطح Σ_{F_2} است و $g_{\mu\nu}$ متریک و $\sqrt{h}$ جذر دترمینال متریک القایی روی مرز است و F_1 یک تابع اسکالر از متریک و L شعاع آنتی دوسیته است.

به طور مجانبی Σ_{F_2} با شرایط مرزی $\Sigma_{CFT} = \partial\Sigma_{F_2}$ مطالعه می‌شود. در حدس پیچیدگی معادل همه چیز برای حالت $F_2 = F_1 = 1$ رابطه (1) منجر به یک حجم حداکثری می‌شود که دقیقا نتایج در حدس CV را باز تولید خواهد کرد. حدس پیچیدگی معادل همه چیز یک خاصیت جهان شمولی دارد که عبارت است از این که مشاهده‌گرها با گذشت زمان به صورت خطی رشد می‌کنند:

$$\lim_{\tau\to\infty} \mathrm{O}_{\mathrm{F}_1,\Sigma_{\mathrm{f}_2}}(\tau) \sim P_{\infty}\tau \qquad (2)$$

زمان CFT را با τ نمایش می دهیم و P_{∞} که تکانه ی همیوغ است در دماهای زیاد ثابت و متناسب با جرم سیاه‌چاله است.

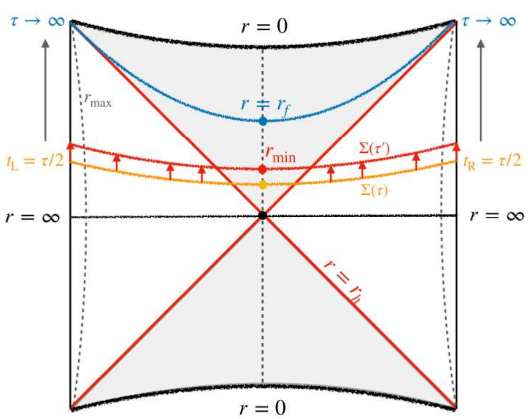
برای محاسبه‌ی پتانسیل موثر پیچیدگی معادل همه چیز در سیاه‌چاله بدون بار، ابتدا باید متریک سیاه‌چاله را در مختصات ادینگتون–فینکلشتاین به صورت زیر نوشت [4]:

$$ds^2 = -f(r)dv^2 + 2dvdr + \frac{r^2}{L^2}dX^2 \qquad (3)$$

که در آن :

$$f(r) = \frac{r^2}{L^2}\left(1 - \frac{r_h^d}{r^d}\right) \qquad (4)$$

که از مختصات بالا برای توصیف فضای داخلی سیاه چاله استفاده می کنیم. شکل *(1)* نمودار فضا زمان تکامل زمانی حالت *CFT* را که در زمان $t_R = t_L = \frac{\tau}{2}$ زندگی می کند ، توصیف می‌کند.



شکل 1: تکامل زمانی ابر سطح های قرینه از $\sum\tau$ به یک ابر سطح قرینه نزدیک $\sum\tau'$. در زمان نامتناهی $\lim \tau \to \infty$ سطح بیرونی به یک ابر سطح ثابت r در $r = r_f$ نزدیک می‌شود که در آن پتانسیل موثر به حداکثر مقدار خود می‌رسد.

پیچیدگی به صورت کلی برابر است با :

$$C_{gen}(\tau) = \max\left[\frac{1}{G_N L}\int_{\Sigma} d^d\sigma\sqrt{h}F_1\left(g_{\mu\nu}: X^{\mu}(\sigma)\right)\right] \qquad (5)$$

مشتق زمانی C_{gen} که برروی سطح بیشینه مورد مطالعه قرار می‌گیرد و نرخ رشد خطی پیچیدگی متناسب با تکانه در نقطه ی پایانی مسیر است:

$$\frac{dC_{gen}}{d\tau}=\frac{1}{2}P_t=\frac{1}{2}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{t}} \qquad (6)$$

P_t شتاب در مختصه زمانی t است. با توجه به تقارن سیاه‌چاله مسطح، می‌توانیم ابر سطح فضای خالی Σرا به سادگی با $(v(\sigma), r(\sigma), X)$ پارامتربندی کنیم. در اینجا روی مشاهده‌گرهایی که از تابع $F_1(g_{\mu\nu}, R_{\mu\nu\rho\sigma}, \nabla_\mu)$ هستند و تنها از توابع اسکالر انحنای ریمن در d+1 بعد ساخته شداند و به مقدار حداکثری Σ بستگی دارند تمرکز می‌کنیم. با دو بار مشتق گرفتن از متریک نسبت به σ و با استفاده از رابطه‌ی بالا می‌توانیم پیچیدگی را به صورت زیر بنویسیم. برای چنین مشاهده‌گرهایی می‌توانیم حجم تعمیم یافته را در پارامتر بندی خود بازنویسی کنیم:

$$C_{gen}=\frac{V_x}{G_N L}\int_\Sigma d\sigma\left(\frac{r}{L}\right)^{d-1}\sqrt{-f(r)\dot{v}^2+2\dot{v}\dot{r}}\;a(r) \qquad (7)$$

که در آن V_x نشان دهنده حجم منظم جهات مرزی فضای X است و $a(r)$ تابعی از انحنای ریچی یا مراتب بالاتری از آن است. مثال ساده‌ای از حجم تعمیم یافته را می‌توانیم با اضافه کردن تانسور وایل روی یک سطح هم بعد در نظر گرفت که $F_1=1+\lambda L^4C^2$ و $C^2=C_{\mu\nu\rho\sigma}C^{\mu\nu\rho\sigma}$ است و برحسب تانسورهای ریمن و ریچی C^2 به صورت زیر در می‌باشد:

$$C^2=R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}-\frac{4}{d-1}R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}+\frac{2}{d(d-1)}R^2 \qquad (8)$$

a(r) را می‌توانیم از رابطه بالا و متریک *(4)* به صورت زیر محاسبه کنیم:

$$a(r)=1+\tilde{\lambda}(\frac{r_h}{r})^{2d} \qquad (9)$$

که $\tilde{\lambda}=d(d-1)^2(d-2)\lambda$ است.

حال پتانسیل موثر *U(r)* برای سیاه چاله بدون بار در رابطه زیر صدق می کند: [2]

$$\dot{r}^2+U(r)=P_v^2 \qquad (10)$$

بنابراین پتانسیل موثر در حدس پیچیدگی معادل همه چیز را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$U(r)=-f(r)a(r)^2(\frac{r}{L})^{2(d-1)} \qquad (11)$$

که با جای گذاری رابطه *(9)* و *(4)* در پتانسیل موثر *(11)* خواهیم داشت:

$$U(r)=-(\frac{r}{L})^{2(d-1)}(\frac{r^2}{L^2}-\frac{r_h^d}{L^2r^{d-2}})(1+\tilde{\lambda}\frac{r_h^{2d}}{r^{2d}})^2 \qquad (12)$$

این پتانسیل موثر به ازای $\tilde{\lambda}$ های خیلی کوچک دارای یک نقطه بیشینه و یک نقطه کمینه در حد فاصل بین نقطه تکینه و شعاع افق رویداد سیاه‌چاله می‌باشد. در مرجع [2] نشان داده شده است که وجود این نقطه بیشینه در داخل سیاه‌چاله تضمین می کند که نرخ رشد پیچیدگی معادل همه چیز سیاه‌چاله ،یک رشد خطی نسبت به زمان دارد. برای حالت حدی $\tilde{\lambda}\to 0$ نرخ رشد پیچیدگی معادل همه‌چیز به نرخ رشد پیچیدگی معادل حجم کاهش می‌یابد.

پتانسیل موثر پیچیدگی معادل همه چیز برای سیاه چاله در حضور میدان اکسیونی

مدل های هولوگرافیک با شکست تقارن انتقالی، نظریه‌هایی را با آرامش لحظه‌ایی ارائه می‌دهند. سیاه‌چاله‌های در حضور میدان اکسیونی در نظر میگیریم که شدت میدان را با پارامتر (β) در محورهای غیر از محور زمان و محور شعاعی اعمال می‌کند که تکانه آرامشی نامیده می‌شود. این نوع سیاه‌چاله‌ها دارای یک کمینه برای دما و جرم هستند. در دمای صفر، کمینه جرم را خواهیم داشت. برای این سیاه‌چاله‌ها ، پیچیدگی معادل حجم و پیچیدگی معادل کنش به ترتیب در حداقل جرم و حداقل دما صفر است [3]. کنش سیاه‌چاله‌های جفت‌شده به میدان اکسیونی به صورت زیر است:

$$S=\frac{1}{16\pi}\int\sqrt{g}(R-2\Lambda-\frac{1}{2}\sum_{I=1}^{d-1}(\partial\psi_I)^2)\,d^{d+1}x \qquad (13)$$

از حل معادلات حرکت، متریک این کنش را به صورت زیر بدست می‌آوریم:

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{1}{f(r)}dr^2 + r^2 dx^a dx^a \qquad (14)$$

که $f(r)$ آن در $d+1$ بعد به این صورت می‌باشد:

$$f(r) = -\frac{r^2}{l^2} - \frac{\beta^2}{2(d-2)} - \frac{m_0}{r^{d-2}} \qquad (15)$$

که در آن β تکانه آرامشی و m_0 پارامتر جرم سیاه‌چاله است که به صورت زیر است:

$$m_0 = \frac{r_h^d}{L^2} - \frac{\beta^2 r_h^{d-2}}{2(d-2)} \qquad (16)$$

که فشار و آنتروپی آن به صورت زیر تعریف می شود:

$$P = -\frac{\Lambda}{8\pi} = \frac{d(d-1)}{16\pi L^2}; \qquad S = \frac{v_{d-1}}{4} r_h^{d-1} \qquad (17)$$

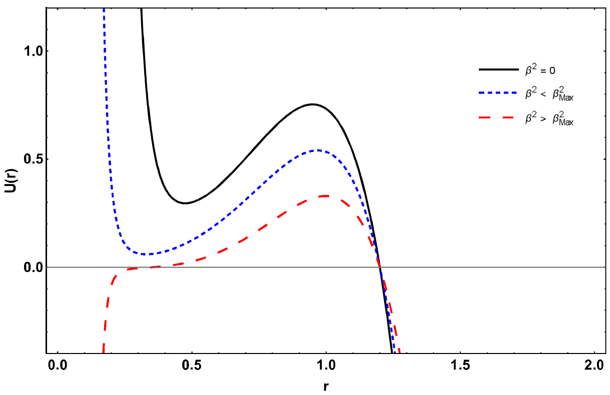
برای حالت $m_0 = 0$ می‌توانیم یک کران بالا برای β^2 در نظر بگیریم که در مقادیر بزرگتر از این کران جرم سیاه‌چاله منفی می‌شود که غیر فیزیکی است. این کران بالا به صورت $\beta_{Max}^2 = 2(d-2)r_h^2$ می‌باشد. با نظر گرفتن $F_1 = 1 + \lambda L^4 C^2$ و $C^2 =$ $C_{\mu\upsilon\rho\sigma}C^{\mu\upsilon\rho\sigma}$ می‌توانیم $a(r)$ را با استفاده از رابطه *(8)* و متریک *(15)* به صورت زیر بدست بیاوریم:

$$a(r) = \left(1 + \frac{r^{-2(d+2)}(2L^2 r^d r_h^2 \beta^2 + (d-1)dr^2 r_h^d \left(2(d-2)r_h^2 - L^2\beta^2\right)^2 \tilde{\lambda}}{4(d-2)dr_h^4}\right) \qquad (18)$$

باجای گذاری رابطه بالا در رابطه *(11)* می‌توانیم پتانسیل موثر $U(r)$ را برای سیاه‌چاله‌های جفت‌شده به میدان اکسیونی بدست بیاوریم. حد $U(r)$ وقتی $\beta^2 \longrightarrow \beta_{Max}^2$ به صورت زیر می‌شود:

$$U(r) = -\frac{L^{-2d} r^{2(d-5)}(r-r_h)(r+r_h)(dr^4 + 4(d-2)r_h^4 \tilde{\lambda})^2}{d^2} \qquad (19)$$

در شکل *(2)* نمودار انحنای پتانسیل موثر $U(r)$ برای سیاه‌چاله‌های جفت‌شده به میدان اکسیونی به ازای جفت شدگی $\lambda = 0.00009$ رسم شده است. این نمودار برای مقایر $\beta^2 = 0$ ، مقدار $\beta^2 < \beta_{Max}^2$ و $\beta^2 > \beta_{Max}^2$ رسم شده است. طبق این نمودار مشخص است که مقدار پتانسیل موثر در نقطه بیشینه کاهش می‌یابد.



شکل 2: نمودار U(r) وقتی $\beta^2 = 0$ باشد به رنگ سیاه (خط پر)،وقتی مقدار $\beta^2 < \beta_{Max}^2$ باشد به رنگ آبی(نقطه چین) و وقتی $\beta^2 > \beta_{Max}^2$ به رنگ قرمز(خط چین) رسم شده است.

نتیجه گیری

در این مقاله ، نظریه گرانشی جفت‌شده به میدان اکسیونی را در نظر گرفتیم و پتانسیل موثر را برای پیچیدگی معادل همه‌چیز به دست آوردیم. نشان دادیم که در حد جفت‌شدگی‌های ضعیف پتانسیل موثر دارای یک نقطه بیشینه در حد فاصل واگرای سیاه‌چاله و افق رویداد آن می‌باشد. وجود این نقطه بیشینه تضمین می‌کند که نرخ رشد پیچیدگی معادل همه چیز یک رشد خطی متناسب بازمان است. این رفتار یک رفتار جهانشمول برای پیچیدگی سیاه‌چاله‌ها می‌باشد.

سپاسگزاری

ما از آقای دکتر فرزاد امیدی برای بحث‌های مفید ایشان تشکر می‌کنیم.

مرجع‌ها

[1] Dean Carmi, Shira Chapman,Hugo Marrochio, Robert C. Myers and Sotaro Sugishita *" On the Time Dependence of Holographic Complexity"*

[2] Alexandre Belin, Robert C. Myers, Shan-Ming Ruan, G´abor S´arosi, and Antony J. Speranza" *Does Complexity Equal Anything? "(2022)*

[3] H.Babaei-Aghbolagh,Hosein Mohammadzadeh,Davood Mahdavian Yekta, and Komeil Babaei Velni *" Thermodynamic geometry and complexity of black holes in theories with broken translational invariance"(2022)*

[4] L. Susskind, "*Computational Complexity and Black Hole Horizons*," Fortsch. Phys. 64, 24 (2016) hep-th/1402.5674

توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده و سطح مقطع کاهش‌یافته

بدیعیان باغ سیاهی ، زهرا ؛ مدرس، مجید

دانشکده فیزیک دانشگاه تهران ، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

چکیده

در این گزارش، (۱) توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده (یو.پی.دی.اف) را با استفاده از روش کیمبر-مارتین-ریسکین(کی.ام.آر)، مارتین-ریسکین-وات(ام.آر.دبیلیو) و پارتون برنچینگ به دست آورده، بر حسب مربع تکانه عرضی رسم کرده و با هم مقایسه می‌کنیم. مشاهده می‌شود که در تکانه عرضی‌های کوچکتر رفتار مشابهی دارند و با افزایش تکانه عرضی توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده پارتون برنچینگ سریع‌تر به صفر میل می‌کنند. (۲) سطح مقطع کاهش یافته را با استفاده از یو.پی.دی.اف‌های روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو محاسبه کرده و با نتایج گزارش شده توسط گروه پارتون برنچینگ مقایسه می‌کنیم.

واژه های کلیدی:*توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده*، *تکانه عرضی، سطح مقطع کاهش یافته*

The unintegrated parton distribution functions and the reduced cross section

Badieian baghsiyahi, Zahra; Modarres, Majid

Department of Physics, University of Tehran, Tehran,

Abstract

In this work,(1) we obtain the unintegrated parton distribution functions(UPDFs) by Kimber-Martin-Ryskin(KMR), Martin-Ryskin-Watt(MRW) and parton branching(PB) methods versus square of the transverse momentum and then compare them with each other. It is shown that in small transverse momentum they have similar behavier and with the increase of the transverse momentum, the UPDFs of the PB tend to zero faster. (2) The reduced cross section is calculate by KMR and MRW methods and they are compare with results that are reported by PB group.

***Keywords**: unintegrated parton distribution functions, transverse momentum, reduced cross section*

PACS No. 10,13

مقدمه

یکی از عناصر اصلی در درک ساختار هادرون‌ها، توابع توزیع پارتونی (پی.دی.اف) است. این توابع با برازش دادن به داده‌های تجربی در چارچوب هم‌راستا به‌دست می‌آیند. در این چارچوب، تکانه عرضی پارتون درنظر گرفته نمی‌شود. اما در انرژی‌های بالا و x کوچک (کسر تکانه طولی پروتون که توسط پارتون حمل می‌شود)، تکانه عرضی پارتون قابل چشم‌پوشی نمی‌باشد. به همین منظور از توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده (یو.پی.دی.اف) استفاده می‌کنیم. این توابع بر پایه معادلات دی-گلپ[۱و۲] هستند و از پی.دی.اف ها به عنوان ورودی استفاده می‌کنند.

هدف از این گزارش بررسی و مقایسه رفتار توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده با استفاده از سه روش کیمبر-مارتین-ریسکین[۳] (کی.ام.آر)، مارتین-ریسکین-وات[۴] (ام.آر.دبیلیو) و پارتون برنچینگ[۵] است. به همین دلیل پس از محاسبه توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده با ستفاده

از این سه روش، به محاسبه سطح مقطع کاهش یافته پرداخته و نتایج را با هم مقایسه می‌کنیم[6].
ساختار مقاله به این صورت است که ابتدا به تئوری کار پرداخته، سپس نمودارها را آورده و درنهایت نتیجه گیری می‌کنیم.

تئوری

در روش ارائه شده توسط کیمبر-مارتین-ریسکین، سهم‌های حقیقی و مجازی در معادلات دی-گلپ را از هم جدا کرده و با استفاده از شرط ترتیب بندی زاویه‌ای (AOC) برای یو.پی.دی.اف های کوارکی و گلئونی داریم:

$$f_q(x,k_t^2,\mu^2) = T_q(k_t,\mu)\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\int_x^{1-\Delta}dz\,[P_{qq}(z)\frac{x}{z}q\left(\frac{x}{z},k_t^2\right) + P_{qg}(z)\frac{x}{z}g\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)]$$

$$f_g(x,k_t^2,\mu^2) = T_g(k_t,\mu)\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\int_x^{1-\Delta}dz\,[P_{gq}(z)\frac{x}{z}q\left(\frac{x}{z},k_t^2\right) + P_{gg}(z)\frac{x}{z}g\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)]$$

که $P_{ab}(z)$ توابع شکاف، $a\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)$ توابع توزیع پارتونی و $T_a(k_t,\mu)$ سوداکوف فرم فاکتور هستند. در ضمن a و b کوارک و گلوئون و $1-\Delta = z_{max} = \frac{\mu}{\mu+k_t}$ می‌باشند.

روش مارتین-ریسکین-وات در اولین مرتبه تقریب (ال.اُ.ام.آر.دبیلیو) مشابه روش کی.ام.آر است با این تفاوت که z_{max} فقط بر روی توابع شکاف $P_{qq}(z)$ و $P_{gg}(z)$ اعمال می‌شود. بنابراین یو.پی.دی.اف های کوارکی و گلوئونی در این روش به صورت زیر است:

$$f_q^{Lo}(x,k_t^2,\mu^2) = T_q(k_t,\mu)\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi} \times\int_x^1 dz\,[P_{qq}(z)\frac{x}{z}q\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)\theta(\frac{\mu}{\mu+k_t}-z) + P_{qg}(z)\frac{x}{z}g\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)]$$

$$f_g(x,k_t^2,\mu^2) = T_g(k_t,\mu)\frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi}\int_x^{1-\Delta}dz\,[P_{gq}(z)\frac{x}{z}q\left(\frac{x}{z},k_t^2\right) + P_{gg}(z)\frac{x}{z}g\left(\frac{x}{z},k_t^2\right)\theta(\frac{\mu}{\mu+k_t}-z)]$$

برای محاسبه توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده به روش پارتون برنچینگ از تی.ام.دی لایب[7] استفاده می‌کنیم.
برای محاسبه سطح مقطع کاهش یافته از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

$$\sigma_{red} = F_2 - \frac{y^2}{1+(1-y)^2}F_L$$

که $\boldsymbol{F_2}$ تابع ساختار پروتون است و نحوه محاسبه آن در مقاله[8] آمده است و $\boldsymbol{F_L}$ تابع ساختار طولی پروتون است که سهم آن برای $y>0.5$ قابل ملاحظه است.
y پارامتر ناکشسانی است و از رابطه زیر به دست می‌آید:

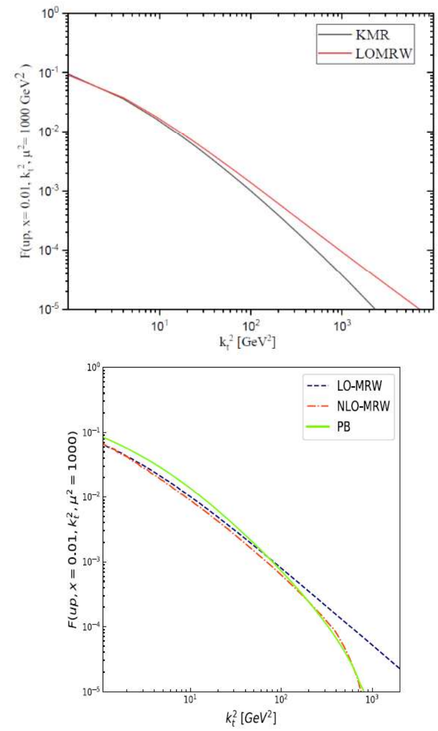
$$\boldsymbol{y = \frac{Q^2}{xs}}$$

$\mathbf{Q^2 = -q^2}$ مربع تکانه منتقل شده به پروتون و s انرژی مرکز جرم دو ذره برخوردی (الکترون و پروتون) است که در آزمایش *H1* و *ZEUS*[9] داریم:

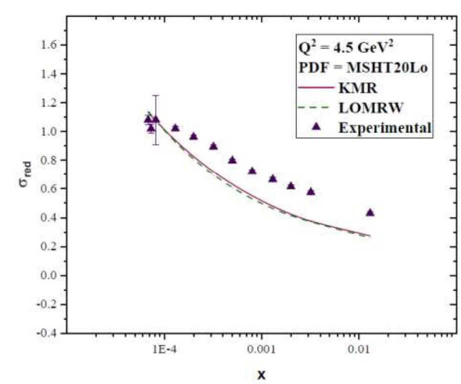
$$\boldsymbol{\sqrt{s} = 318\,GeV}$$

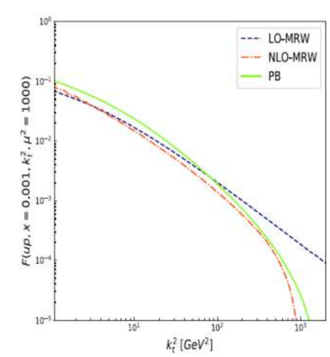
نتایج

ابتدا توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده را با استفاده از سه روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو برای کوارک بالا و مقادیر $x=0.01, x=0.001, x=0.0001$ *در مقیاس* $\mathbf{\mu^2 = 1000GeV^2}$ *محاسبه* کرده و در شکل‌های ۳-۱ رسم می‌کنیم. سپس با نتایج ارائه شده در مقاله[10] برای ام.آر.دبیلیو و پارتون برنچینگ مقایسه می‌کنیم. در هنگام محاسبه یو.پی.دی.اف‌ها از مجموعه پی.دی.اف ام.اس.اچ.تی۲۰ به عنوان ورودی استفاده می‌کنیم که از کتابخانه ال.اچ.ای.پی.دی.اف[11] انتخاب شده است. درنهایت سطح مقطع کاهش یافته را برای دو مقیاس انرژی $Q^2 = 4.5GeV^2$ و $Q^2 = 12\,GeV^2$ با استفاده از یو.پی.دی.اف های کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو به دست می‌آوریم و

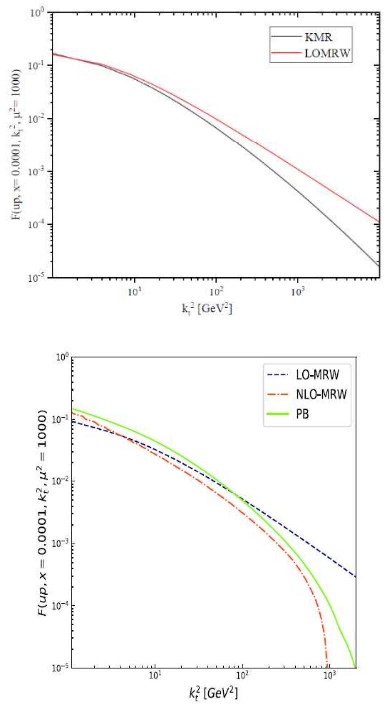


شکل ۱- توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشده روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو (بالا) و ام.آر.دبیلیو و پارتون برنچینگ (پایین) برای x=0.01

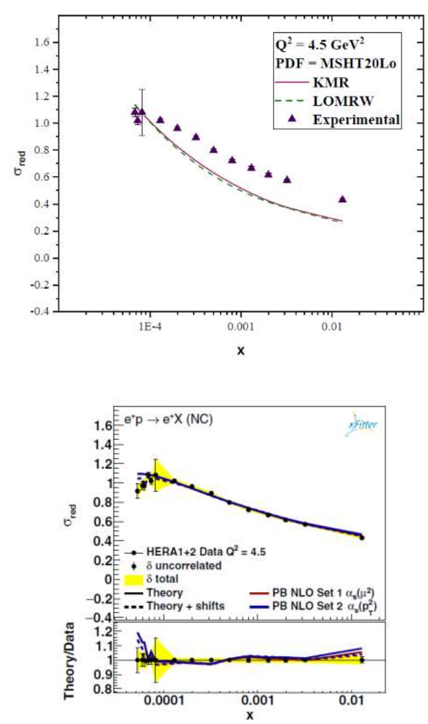




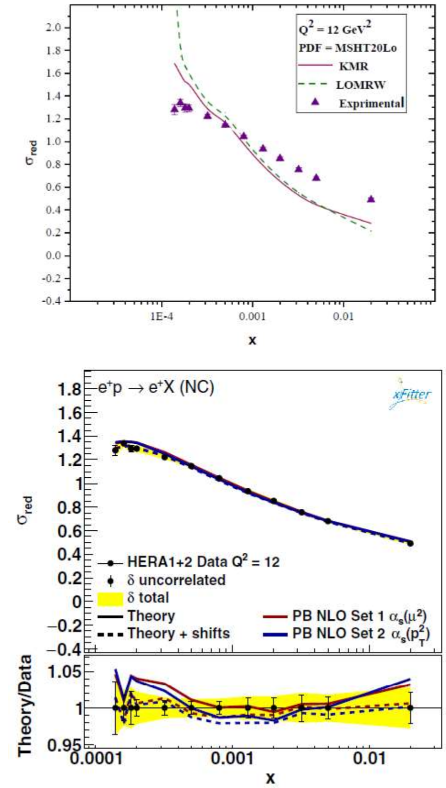
شـــکل ۲- - توابع توزیع پـارتونی انتگرال‌گیری نشـــده روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو (بالا) و ام.آر.دبیلیو و پارتون برنچینگ (پایین) برای x=0.00



شـکل ۳- توابع توزیع پارتونی انتگرال‌گیری نشـده روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو (بالا) و ام.آر.دبیلیو و پارتون برنچینگ (پایین) برای x=0.0001



شـــکل ٤- ســـطح مقطع کاهش یافته به ازای Q^2 =4.5 GeV^2 با اســـتفاده از روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو (بالا) و پارتون برنچینگ (پایین)



شکل ۵- سطح مقطع کاهش یافته به ازای Q^2 =12 GeV^2 با استفاده از روش کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو (بالا) و پارتون برنچینگ (پایین)

بر حسب x در شکل‌های ٤و۵ رسم می‌کنیم و با نتایج ارائه شده توسط گروه پارتون برنچینگ در مقاله[6] مقایسه می‌کنیم.

نتیجه گیری

همانطور که مشاهده می‌شود در تکانه عرضی کم هر سه روش رفتار مشابهی دارند اما با افزایش تکلنه عرضی تا مقیاس انرژی، تفاوت‌ها آشکارتر می‌شوند و یو.پی.دی.اف‌های پارتون برنچگ سریعتر به صفر میل می‌کنند(شکل‌های ۳-۱). درضمن، در هنگام مقایسه سطح مقطع کاهش‌یافته با استفاده از یو.پی.دی.اف‌های کی.ام.آر و ام.آر.دبیلیو، مشاهده می‌شود که به ازای مقادیر کوچک x نتایج حاصل از هر دو روش با داده‌های آزمایشگاهی تطابق بهتری دارد. در ضمن با افزایش مقیاس انرژی از Q^2 =4.5 GeV^2 به Q^2 =12 GeV^2 نتایج بهتری به دست می‌آوریم(شکل‌های ٤و۵). اما همانطور که در شکل ۵ مشاهده می‌شود در مقیاس Q^2 =12 GeV^2 برای مقادیر x<0.00025 به علت افزایش y جمله تابع ساختار طولی قابل ملاحظه می‌شود در صورتی که ما تابع ساختار طولی را در کل محاسبات نادیده گرفتیم. اما روش پارتون برنچینگ به ازای تمام مقادیر x و Q^2 با داده‌های آزمایشگاهی تطابق دارد (شکل‌های ٤و۵).

مراجع

1-V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Yad. Fiz. **15**, 781 (1972).
2-G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B **126**, 298 (1977).
3-M. A. Kimber, A. D. Martin, M. G. Ryskin, Phys. Rev. D **63** (2001).
4-A. D. Martin, M. G. Ryskin, and G.Watt, Eur. Phys. J. C **66**, 163 (2010).
5- A. Bermudez Martinez, P. Connor, H. Jung, A. Lelek, and R. Žlebčík, *Phys. Rev. D* **99** (2019), 074008.
6-Z.Badieian baghsiyahi, M. Modarres, Eur.Phys.J.C, to be published
7-F. Hautmann, H. Jung, M. Krämer, P.J. Mulders, E.R. Nocera, T.C. Rogers, A. Signori, Eur. Phys. J. C **74**, 3220 (2014).
8- Z. Badieian Baghsiyahi, M. Modarres, R. Kord Valeshabadi, Eur. Phys. J. C **82** (2022).
9-H. Abramowicz, and et.all, Eur.Phys.J.C **75** (2015).
10- Ramin Kord Valeshabadi, Majid Modarres, Somayeh Rezaie, Eur. Phys. J. C **81** (2021).
11-A. Buckley, J. Ferrando and et al., *Eur. Phys. J. C* **75** (2015), 132.

چگالی بازمانده ماده تاریک نوترینوی استریل

حیدری سیچانی، فاطمه؛ شاکری ، سروش[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

چکیده

در این مقاله، ما به بررسی چگالی بازمانده کیهانی ماده تاریک نوترینوی استریل پرداختیم بر اساس یک مدل موثر که از تقارن های مدل استاندارد پیروی می کند. در این مدل فرض کردیم که سه نوع نوترینوی استریل وجود دارد و برهم کنش های موثر واپاشی نوترینوهای استریل به نوترینوهای مدل استاندارد و فوتون ها را مجاز می داند. در سناریوی ارائه شده، چگالی فراوان نوترینوهای استریل نوع الکترون در اثر آنتروپی تولید شده از واپاشی نوترینوهای میوئون رقیق خواهد شد. ما فضای پارامتری از مدل را به دست آوردیم که در چگالی صحیح ماده تاریک به صورت سازگاری با آخرین مقادیر اندازه گیری شده از مشاهدات تابش زمینه کیهانی به دست می آید.

واژه های کلیدی: *ماده تاریک ، نوترینوی استریل ، جهان اولیه ، تولید آنتروپی ، چگالی بازمانده*

The Relic Density of Sterile Neutrino Dark Matter

Heidari Sichani, Fatemeh; Shakeri, Soroush[1]

[1] Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract

In this paper, we consider the cosmological relic density of the sterile neutrino dark matter in the light of an effective model based on the fundamental symmetries of the standard model(SM). We assume to have three types of sterile neutrinos and the effective interactions allow the decay of the sterile neutrinos to photons and SM neutrinos. In our scenario, the over density of the electron type sterile neutrinos will be diluted by the entropy production generated in decay of muon type sterile neutrinos. We find a parameter space of the model in order to produce the correct dark matter density to be consistent with the latest measured values obtained from CMB observations.

***Keywords**: Dark Matter, Sterile Neutrino, Early universe, Entropy production, relic density*

PACS No.

مقدمه

وجود مقدار زیادی ماده تاریک در کیهان توسط بسیاری از مشاهدات اخترفیزیکی و کیهانی تایید شده است. آخرین اندازه گیری ها نشان می دهد که تقریبا ۲۷٪ از چگالی انرژی جهان به صورت ماده تاریک است. با توجه به اینکه مدل استاندارد فیزیک ذرات بنیادی هیچ کاندید مناسبی برای توضیح آن ندارد، ماده تاریک را میتوان به عنوان یکی از شواهد فیزیک جدید ورای مدل استاندارد در نظر گرفت.

ما به دنبال کاندیدی برای ماده تاریک ورای مدل استاندارد ذرات هستیم. یکی از این نامزد ها نوترینوهای استریل می باشد. محاسبات و شواهد متعددی نشان می دهد که این نوترینو ها می توانند کاندیدای مناسبی برای ماده تاریک باشد.

نوترینوی استریل

نوترینوهای استریل ذراتی فرضی هستند که در ابتدا برای توضیح جرم کوچک نوترینوهای مدل استاندارد از طریق مکانیزم الاکلنگی معرفی شده اند. اصطلاح نوترینو های استریل برای تمایز

آن ها از نوترینوهای فعال شناخته شده معمولی در مدل استاندارد استفاده می شود. این اصطلاح معمولا به نوترینوهایی با دستیدگی راست دست اشاره دارد.[1]

کاوش نوترینوی استریل یک حوزه فعال از فیزیک ذرات است. آن ها ممکن است مسئول تعدادی از پیامد های غیرقابل توضیح در کیهان شناسی و اخترفیزیک از جمله ماده تاریک باشند.

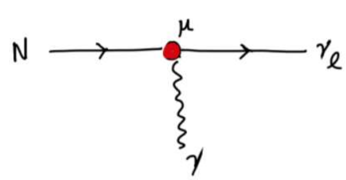
مدلی که در [2] معرفی شده است شامل سه نوع نوترینوی استریل می باشد و برهم کنش های موثر در نظر گرفته شده واپاشی نوترینوهای استریل به نوترینوهای مدل استاندارد و فوتون هارا مجاز می داند. در این مدل برهم کنش نوترینوهای استریل و نوترینو های مدل استاندارد را توسط برهم کنش موثر زیر معرفی می کند:

$$\Lambda^{\mu}_{l'} = i\frac{eg^2_{\omega}\mathcal{G}_R m_{l'}}{16\pi^2}\left[(C_0+2C_1)p_1^{\mu}+(C_0+2C_2)k_1^{\mu}\right] \quad (1)$$

جایی که p_1 و k_1 تکانه نوترینو های استریل و استاندارد هستند و C_0, C_1, C_2 توابع پاسارینو- ولتمن[1] می باشند و طبق [3] می توان به صورت زیر آن ها را نشان داد :

$$C_i \approx \frac{1}{m_{\omega}^2} \quad (2)$$

این برهمکنش منجر به واپاشی نوترینوی استریل به فوتون می شود که در نمودار فاینمن شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: نمودار فاینمن واپاشی نوترینوی استریل به فوتون و نوترینوی مدل استاندارد

بر اساس [2] میتوان نشان داد که کانال واپاشی غالب نوترینوهای استریل با نرخ مربوطه ی زیر نشان داده می شود :

$$\Gamma(N_R^l \to v_R^l + \gamma) = \left(\frac{\alpha g_w^4}{1024\pi^4}\right) m_l^2 (M_N^l)^3 \mathcal{G}_R^2[(C_0+2C_1)^2 + (C_0+2C_2)(C_0+2C_1)] \quad (3)$$

جایی که m_l و M_N به ترتیب جرم لپتون و استریل نوترینو با طعم یکسانی با لپتون می باشند.

برای طول عمر نوترینوهای استریل نوع الکترون و میوئون با استفاده از مقیاس معینی برای جرم و جفت شدگی خواهیم داشت:

$$\tau(N_R^e \to \gamma v^e) \approx 10^{18}\,s\left(\frac{10^{-4}}{\mathcal{G}_R}\right)^2\left(\frac{511\text{keV}}{m_e}\right)^2\left(\frac{100\text{keV}}{M_N^e}\right)^3 \quad (4)$$
$$\tau(N_R^{\mu} \to \gamma v^{\mu}) \approx 25.21\,s\left(\frac{10^{-4}}{\mathcal{G}_R}\right)^2\left(\frac{106\text{ MeV}}{m_{\mu}}\right)^2\left(\frac{100\text{keV}}{M_N^{\mu}}\right)^3 \quad (5)$$

با توجه به اینکه طول عمر کیهان 4.4×10^{17} ثانیه است، با انتخاب محدوده ی مناسبی از پارامتر های مدل، نوترینوی استریل الکترون می تواند کاندید مناسبی برای ماده تاریک باشد که این محدودیت بر روی جفت شدگی به صورت زیر می باشد.

$$\mathcal{G}_R < 3.8\times10^{-4}\left(\frac{100\text{keV}}{M_N^e}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (6)$$

چگالی بازمانده نوترینوی استریل

چارچوب‌های نظری مختلفی وجود دارد که توضیح می‌دهند نوترینوهای استریل با جرم هایی در مقیاس کیلو الکترون ولت می‌توانند چگالی بازمانده ماده تاریک را فراهم کنند. ما چگالی بازمانده نوترینوی استریل را با استفاده از نرخ برهمکنش و ثابت هابل در دوره غلبه تابش تخمین می زنیم [4-8]:

$$\Gamma_N = n_N\langle\sigma v\rangle \approx G_F^2\mathcal{G}_R^2T^5 \quad (7)$$
$$H = \sqrt{\frac{4\pi^3 g_*(T)}{45}}\,\frac{T^2}{M_{Pl}}1.66\left(g_*(T)\right)^{\frac{1}{2}}\,\frac{T^2}{M_{Pl}} \quad (8)$$

هنگامی که $\Gamma_N \approx H$ باشد، نوترینوهای استریل در دمای زیر واجفتیده می شوند:

$$T_{fN} \approx 21.02\text{ GeV}\left(\frac{10^{-6}}{\mathcal{G}_R}\right)^{\frac{2}{3}}\left(\frac{g_*(T_{fN})}{86.25}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (9)$$

[1] three-point Passarino-Veltman

در این جا T_{fN} دمای واجفتیدگی نوترینوی استریل و g تعداد درجات آزادی موثر در این دما است.

ما همچنین می دانیم که نوترینوهای مدل استاندارد در دمایی در حدود $T_\nu \approx 1\text{MeV}$ جدا شده اند. از آنجایی که نوترینوهای استریل ضعیف‌تر از نوترینوهای مدل استاندارد برهم‌کنش می‌کنند، آنها زودتر از انواع نوترینو های مدل استاندارد در جهان اولیه جدا شدند.

چگالی عددی در چگالی آنتروپی برای یک نوترینوی راست دست استریل که در زمان واجفتیدگی، نسبیتی است تقریباً به صورت زیر بدست می‌آید:

$$Y_N \equiv \frac{n_N}{s} \cong \frac{135\zeta(3)}{4\pi^4 g_*(T_{fN})} = \frac{0.42}{g_*(T_{fN})} \qquad (10)$$

با توجه به معادله فوق، فراوانی موجود برای نوترینوی استریل به صورت زیر بدست می آید:

$$\Omega_N = \frac{Y_N M_N s}{\rho_c} \approx 240\ \left(\frac{M_N}{100\ \text{keV}}\right)\left(\frac{86.25}{g_*(T_{fN})}\right) \qquad (11)$$

جایی که $s = 2889.2\ \text{cm}^{-3}$، چگالی بحرانی $\rho_c = 1.05368 \times 10^{-5} \times h^2\ (\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^3})$ و $h = 0.7$ است .

موضوع مهمی که باید در رابطه با نوترینوی استریل مورد توجه قرار گیرد و از محاسبات نیز مشخص است این است که چگالی بازمانده نوترینوی استریل به عنوان کاندید ماده تاریک دارای مقدار بیشتری نسبت به چگالی بازمانده ماده تاریک به دست آمده از مشاهدات تابش زمینه کیهانی

$\{\Omega_{DM} = 0.228 \pm 0.039$ [9]$\}$ است. این یکی از مشکلات این نامزد ماده تاریک است. بنابراین، راه پیشنهادی ما برای حل این مشکل، رقیق سازی آنتروپی از طریق واپاشی نوترینوی استریل به فوتون بعد از واجفتیدگی می باشد تا فراوانی را کاهش دهد و با چگالی بازمانده ماده تاریک فعلی به دست آمده از مشاهدات مطابقت داشته باشد.[2]

اثر رقیق سازی برای نوترینوهای استریل

تولید آنتروپی به دلیل واپاشی دیرهنگام نوترینوی راست دست استریل منجر به رقیق شدن چگالی عدد نوترینوی راست دست استریل می شود. (توجه داشته باشید که ما به رقیق کننده به عنوان N_μ و نوترینوی راست دست استریل به عنوان N_e اشاره می کنیم.) با فرض اینکه چنین تولید آنتروپی به خوبی پس از واجفتیدگی N_e اتفاق می افتد، چگالی بازمانده ماده تاریک با ضریب رقیق شدگی کاهش می یابد، $\Omega_{N_e} \to \widetilde{\Omega}_{N_e} = \Omega_{N_e}/S$, که در آن S ضریب رقیق شدگی یا آنتروپی تولید شده از طریق واپاشی نوترینوی استریل میوئون به صورت زیر تعریف شده است [10]:

$$S \approx 1.8\ g_*(T_r)^{\frac{1}{4}}\ \frac{Y_N M_N \tau_N^{\frac{1}{2}}}{M_{Pl}^{\frac{1}{2}}} \qquad (12)$$

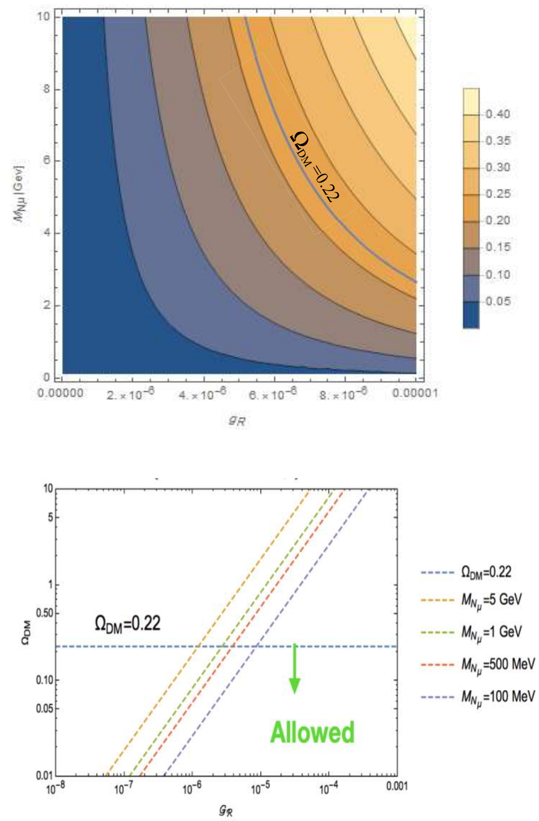
که در آن T_r دمای گرمایش مجدد و $M_{Pl} = 1.2 \times 10^{19}\ \text{GeV}$ جرم پلانک است.با توجه به [1] در این صورت تولید آنتروپی ناشی از واپاشی رقیق کننده به صورت زیر است:

$$S_{N_\mu} \approx 480\ \left(\frac{g_*(T_r)^{\frac{1}{4}}}{g_*\left(T_{fN_\mu}\right)}\right)\left(\frac{1\text{GeV}}{M_N^\mu}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{10^{-4}}{\mathcal{G}_R}\right) \qquad (13)$$

ذرات رقیق کننده را نسبیتی در نظر گرفتیم. در این حالت چگالی تعداد ذرات رقیق کننده با معادله Y_N به دست می آید. با جایگزینی معادله Y_N در معادله بالا و در نظر گرفتن نوترینوی استریل الکترون به عنوان ماده تاریک و نوترینوی استریل میوئون به عنوان رقیق کننده، چگالی بازمانده نوترینوی استریل الکترون به صورت زیر بدست می آید:

$$\Omega_{N_e} \approx 0.47\ \left(\frac{M_N^e}{100\ \text{keV}}\right)\left(\frac{1\text{GeV}}{m_N^\mu}\right) \times \left(\frac{g_*\left(T_{fN_e}\right)}{g_*\left(T_{fN_\mu}\right)}\right)\left(\frac{10.75}{g_*(T_r)}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\frac{1\text{s}}{\tau_{N_\mu}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (14)$$

برای سازگاری با سناریوی سنتز هسته ای مهبانگ ما نیاز داریم که ذره ی رقیق کننده در زمانی در حدود ۱ ثانیه یا کمتر به ذرات مدل استاندارد از جمله تابش واپاشی می کند به همین دلیل ما این مقدار را در معادله ی بالا ۱ ثانیه در نظر میگیریم. همانطور که در شکل ۲ مشاهده میکنیم؛ به منظور به دست آوردن مقدار صحیح چگالی بازمانده ماده تاریک محدودیت هایی برروی جرم و ضریب جفتیدگی برای نوترینوی استریل رقیق کننده (میوئون) نیز خواهیم داشت.



شکل ۲ : میتوان محدودیت های جرم و ضریب جفتیدگی را در شکل مشاهده کرد؛ با افزایش جرم محدوده ی مجاز به ازای ضریب جفت شدگی کمتری به دست خواهد آمد.

نتیجه گیری

در این مقاله چگالی بازمانده نوترینوهای استریل را در مدلی موثر مورد بررسی قرار دادیم. در این مدل سه نوع نوترینوی استریل به ازای هر عدد لپتونی معرفی شد. نشان دادیم که نوترینوی استریل الکترون با جرمی حدود ۱۰۰ الکترون ولت و بازه جفت شدگی مشخص می تواند کاندید مناسبی برای ماده تاریک باشد. با این وجود چگالی بازمانده نوترینوی استریل الکترون بیش از چگالی مورد انتظار بازمانده ماده تاریک با توجه به آخرین شواهد اندازه گیری شده از تابش زمینه کیهانی می باشد. راه حل ارائه شده در این مقاله بر مبنای ایجاد فرایند رقیق سازی از طریق واپاشی نوترینوی استریل میوئون به نوترینوی استاندارد و فوتون می باشد. نشان دادیم که به ازای فضای پارامتر مشخصی از پارامتر های جفت شدگی و جرم نوترینوهای استریل امکان اینکه چگالی بازمانده نوترینوی استریل با مقدار مورد انتظار از چگالی بازمانده ماده تاریک مطابقت کند وجود دارد. برای بررسی دقیق تر این سناریو نیاز به حل دقیق معادله ی بولتزمن و بررسی تحول چگالی هر سه نوع نوترینوی استریل در کیهان اولیه می باشد.

مرجع‌ها

[1] Giorgio Arcadi, Maíra Dutra, Pradipta Ghosh, Manfred Lindner, Yann Mambrini, Mathias Pierre, Stefano Profumo, Farinaldo S. Queiroz, "The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints",[arXiv:1703.07364]

[2] Soroush Shakeri, Fazlollah Hajkarim, She-Sheng Xue, "Shedding New Light on Sterile Neutrinos from XENON1T Experiment", [arXiv:2008.05029]

[3] Edvard W.Kolb, Michael S.Turner, *The Early Universe,1991*

[4] G. Passarino and M. Veltman," One Loop Corrections for e+ e- Annihilation Into mu+ mu- in the Weinberg Model", Nucl. Phys. B 160 (1979) 151

[5] K. A. Olive, TASI lectures on dark matter, in Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics (TASI 2002):" Particle Physics and Cosmology: The Quest for Physics Beyond the Standard Model(s)", pp. 797–851, 1, 2003, [astro-ph/0301505]

[6] S. H. Hansen, J. Lesgourgues, S. Pastor and J. Silk, "Constraining the window on sterile neutrinos as warm dark matter", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 333 (2002) 544[astro-ph/0106108]

[7] T. Lin, "Dark matter models and direct detection", PoS 333 (2019) 009 [arXiv:1904.07915]

[8] A. Biswas, D. Borah and D. Nanda, "keV Neutrino Dark Matter in a Fast Expanding Universe", Phys. Lett. B 786 (2018) 364 [arXiv:1809.03519]

[9] Planck collaboration, Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, [arXiv:1807.06209]

[10] Miha Nemev_sek,, Goran Senjanovi, Yue Zhang,"Warm Dark Matter in Low Scale Left-Right Theory",[arXiv:1205.0844]

رهیافت تازه‌ای به عدد چرن–سایمونز اسفیلرون بر مبنای مسئله‌ی CP قوی

اسلامبولچی‌مقدم، پوپک؛ سادات‌گوشه، سیامک[۱]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

چکیده

پس از معرفی مدل میناتوری کرمودینامیک کوانتومی بدون جرم شامل کوارک‌های سبک نسل اول و مروری بر انتگرال مسیر فرمیون در میدان پس‌زمینه‌ی اینستنتون، نقش اسفیلرون را در ساختار غیربدیهی خلاء بررسی می‌کنیم. سپس نشان می‌دهیم که مسئله‌ی CP قوی چگونه به عدد چرن–سایمونز نیمه‌صحیح برای اسفیلرون منجر می‌شود.

واژه‌های کلیدی: *مسئله‌ی CP قوی، اسفیلرون، اینستنتون، عدد چرن–سایمونز، ساختار خلاء*

A Novel Approach to the Chern-Simons Number of the Sphaleron Based on the Strong CP Problem

Eslambolchi Moghadam, Poupak; Sadat Gousheh, Siamak[1]

[1] *Department of Physics, Shahid Beheshti University, Evin, Tehran*

Abstract

After introducing the massless QCD model containing the first-generation light quarks and reviewing the fermion path integral in the instanton field background, the role of the sphaleron in the nontrivial vacuum structure is investigated. It is also shown how the strong CP problem leads to the half-integer Chern-Simons number for the sphaleron.

Keywords: *strong CP problem, sphaleron, instanton, Chern-Simons number, vacuum structure*

PACS No. *(11 Times New Roman, italic)*

مقدمه

لاگرانژی QCD در حضور برهمکنش‌های EW، جمله‌ی مرزی $\bar{\theta}F\tilde{F}$ را دربرمی‌گیرد که در آن، $\bar{\theta}$ یک پارامتر آزاد فیزیکی است. این جمله، مشتق کامل است پس در محاسبات اختلالی وارد نمی‌شود اما در فرآیندهای غیراختلالی با پیکربندی[۱]هایی همچون اینستنتون[۲]ها که توپولوژی غیربدیهی دارند، نمی‌توان آن را نادیده گرفت [۱]. از سوی دیگر، وجود $\bar{\theta}F\tilde{F}$ در لاگرانژی مدل استاندارد پیامدهایی به دنبال دارد؛ این جمله تحت تبدیل CP ناوردا نیست درحالی‌که تاکنون هیچ آزمایشی شکست تقارن CP را در QCD نشان نداده‌است. به طور خاص، با اندازه‌گیری دوقطبی الکتریکی نوترون، $|\bar{\theta}| \leq 2\times10^{-10}$ به‌دست می‌آید [۲، ۳]. بر مبنای این مشاهدات، مسئله‌ی CP قوی[۳] به‌عنوان یکی از پنج پازل بزرگ فیزیک [٤]، مطرح می‌شود: چرا $\bar{\theta}$ این قدر کوچک است؟

اگرچه ساختار خلاء QCD و به دنبال آن، مسئله‌یCP قوی اغلب در پس‌زمینه‌ی اینستنتون‌ها مطالعه شده‌است [۷–۵]، اینستنتون‌ها تنها میدان‌های غیراختلالی موجود نیستند. یکی دیگر از پیکربندی‌های غیربدیهی این نظریه، اسفیلرون[٤] نام دارد که از واژه‌ی یونانی

[۱] Configuration
[۲] Instanton
[۳] Strong CP Problem
[٤] Sphaleron

$\sigma\phi\alpha\lambda\varepsilon\rho o\varsigma$ به معنی "ناپایدار" یا "آماده‌ی سقوط" برگرفته شده است. اسفیلرون‌ها نقاط زینی[5] معادلات حرکت در فضا–زمان چهاربعدی مینکوفسکی اند. آن‌ها ایستا، ناپایدار و دارای کنش متناهی هستند. همچنین چگالی انرژی هموار[6] و جای‌گزیده دارند [۸].

در این مقاله، پس از معرفی مدل و مروری بر انتگرال مسیر فرمیون در پس‌زمینه‌ی اینستنتون، به مقایسه‌ی نقش اسفیلرون و اینستنتون در مسئله‌ی CP قوی می‌پردازیم. سپس با رویکرد جدیدی برمبنای مسئله‌ی CP قوی، عدد چرن–سایونز نیمه‌صحیح اسفیلرون را بازمی‌یابیم.

معرفی مدل

یک مدل مینیاتوری از QCD بدون جرم با کوارک‌های سبک نسل اول را درنظر بگیرید $(f = u, d)$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu a} F^{a}_{\mu\nu} + \bar{\Psi}_f i\gamma^{\mu} D_{\mu} \Psi_f, \qquad (۱)$$

که در آن، $D_{\mu} = \partial_{\mu} - \frac{i}{2} g \sigma^{a} A^{a}_{\mu}$ مشتق هموردای $SU(2)$، $F^{a}_{\mu\nu}$ تانسور شدت میدان متناظر با آن، g ثابت جفت‌شدگی و σ^{a} نماد ماتریس‌های پائولی است.

بخش فرمیونی این لاگرانژی در نمایش وایل[7] به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\bar{\Psi}_f i\gamma^{\mu} D_{\mu} \Psi_f = \bar{\chi}_f i\bar{\sigma}. D\chi_f + \phi_f i\sigma. D\bar{\phi}_f, \qquad (۲)$$

که χ_f و $\bar{\phi}_f$ به‌ترتیب مؤلفه‌های چپ–دست و راست–دست فرمیون f را نشان می‌دهند.

از طرفی اگر فرمیون‌ها را کنار بگذاریم، (۱) به لاگرانژی یانگ–میلز[8] خالص با تقارن $SU(2)$ کاهش می‌یابد. در این نظریه، خلاءهای توپولوژیکی با بار توپولوژیکی $N_{CS} = \int d^3x\, K^0$ کلاس‌بندی می‌شوند که به عدد چرن–سایمونز[9] معروف است و از جریان توپولوژیکی

$$K^{\mu} = \frac{g^2}{8\pi^2} \int d^4x\, \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \times \mathrm{tr}\left(A_{\nu} \partial_{\rho} A_{\sigma} - \frac{2}{3} i g A_{\nu} A_{\rho} A_{\sigma} \right), \qquad (۳)$$

به‌دست می‌آید [۹]. معادلات حرکت کلاسیک یانگ–میلز در فضا–زمان چهاربعدی اقلیدسی یک حل غیراختلالی به نام اینستنتون دارد. عدد پیچش[10] اینستنتون برابر با یک است؛ به بیان دیگر، اینستنتون با انتشار در زمان موهومی از یک خلاء توپولوژیکی در $x_0 = -\infty$ به خلاء مجاورش در $x_0 = \infty$ تونل می‌زند.

تعبیر تونل‌زنی پیشنهاد می‌دهد که خلاء QCD را به صورت برهم‌نهی خطی همه‌ی n–خلاءها تعریف کنیم [۱۰]:

$$|\theta\rangle = \sum_{n} e^{-in\theta} |n\rangle. \qquad (۴)$$

می‌دانیم که خلاء، ویژه‌بردار همیلتونی است و همیلتونی تحت تبدیل پیمانه‌ای $U \in SU(2)$ ناورداست؛ یعنی $U^{\dagger} H U = H$ یا $[H, U] = 0$. پس $|\theta\rangle$ ویژه‌بردار مشترک U و H است. از آن‌جا که ویژه‌مقدارهای عملگر یکانی[11] U فاز هستند، ضرایب بسط (٤) به‌صورت $e^{-in\theta}$ انتخاب شده‌اند. درنتیجه، اولاً $\langle\theta|$ به‌هنجار[12] است. دوماً، θهایی که باقی‌مانده‌ی تقسیم آن‌ها بر 2π یکسان باشد، باهم معادل‌اند.

به‌این‌ترتیب، تعریف (٤) به انتگرال مسیر زیر می‌انجامد:

$$\langle\theta|\theta\rangle = \sum_n \int \mathcal{D}A^{(n)} \mathcal{D}\bar{\Psi} \mathcal{D}\Psi\, e^{in\theta} e^{-\int d^4x \mathcal{L}}. \qquad (۵)$$

لازم به ذکر است که θ به‌تنهایی مشاهده‌پذیر نیست و برای یافتن یک پارامتر فیزیکی، باید برهمکنش‌های EW را نیز درنظرگرفت. این برهمکنش‌ها، با فرض $m_f = m_u = m_d$، جمله‌ی جرمی

$$\mathcal{L}_m = -m_f \phi_f \chi_f + h.c., \qquad (٦)$$

را به لاگرانژی می‌افزاید که در بخش بعد، به اهمیت حضور آن در لاگرانژی می‌پردازیم.

پیش از پایان این بخش، یادآوری می‌کنیم که اگرچه m_f به مقدارچشم‌داشتی خلاء هیگز $(v \neq 0)$ بستگی دارد، اینستنتونِ یانگ–میلز با فرض $v = 0$ به‌دست آمده‌است. با این‌حال، می‌توان نشان داد که اگر اندازه‌ی اینستنتون (ρ) از $1/_{v}$ خیلی کوچک‌تر

[5] Saddle-Point
[6] Smooth
[7] Weyl
[8] Yang-Mills
[9] Chern-Simons
[10] Winding Number
[11] Unitary
[12] Normal

باشد، نظریه‌ی یانگ–میلز–هیگز نیز یک میدان پیمانه‌ای اینستنتونی با پیکربندی مشابه دارد [۹]. بنابراین، در مدل موردنظر ما تقریب $\rho v \ll 1$ مفروض است.

میدان پس‌زمینه‌ی اینستنتون

با در دست داشتن کامل‌ترین لاگرانژی، آماده‌ایم تا انتگرال مسیر فرمیونی را در پس‌زمینه‌ی میدان اینستنتون بنویسیم. برای این کار، ابتدا χ_f و $\overline{\phi}_f$ را در پایه‌ی ویژه‌بردارهای عملگر $i\gamma^\mu D_\mu$ بسط می‌دهیم [۶]:

$$\chi = c_0\chi_0 + c_k\chi_k, \qquad \bar{\chi} = \bar{c}_k\bar{\chi}_k,$$
$$\phi = d_0\phi_0 + d_k\phi_k, \qquad \bar{\phi} = \bar{d}_k\bar{\phi}_k, \tag{۷}$$

که در آن، $c_k(\bar{d}_k)$ ویژه‌مقادیر غیرصفر و c_0 تنها مُد صفر[۱۳] فرمیون است. این ضرایب خاصیت پادجابه‌جایی را از فرمیون‌ها به ارث می‌برند. همچنین، بردارهای پایه در روابط $\bar{\chi}_k = (\sigma^2\phi_k)^T$ و $\phi_{k,0} = (\sigma^2\chi_{k,0})^T$ صدق می‌کنند.

اگر جملات لاگرانژی را برحسب (۷) بازنویسی کنیم و مقیاس[۱۴] انتگرال‌گیری را به‌صورت

$$\mathcal{D}\bar{\Psi}\mathcal{D}\Psi = dc_0\prod_k dc_k d\bar{c}_k dd_0 \prod_l dd_l d\bar{d}_l, \tag{۸}$$

برگزینیم، آنگاه

$$\mathcal{Z} = \sum_n \int \mathcal{D}A^{(n)} \det{}'(i\gamma^\mu D_\mu)\, e^{in\theta}$$
$$\times \int dc_0 dd_0\, e^{\int d^4x\, \Sigma_f c_0(\chi_0 m_f \phi_0)d_0 + h.c.}, \tag{۹}$$

که $\det'$ به دترمینان مُدهای غیرصفر اشاره دارد و مُدهای صفر تنها در بسط جمله‌ی جرمی ظاهر شده‌اند. باید توجه داشت که بدون احتساب جمله‌ی جرمی ناشی از EW، انتگرالده به تابعی مستقل از مُدهای صفر تبدیل می‌شد و انتگرال گرسمنی[۱۵] آن برابر صفر بود؛ درحالی‌که

$$\int dc_0 dd_0\, e^{\int d^4x\, \Sigma_f c_0(\chi_0 m_f \phi_0)d_0 + h.c.} = \det M, \tag{۱۰}$$

و M ماتریس جرمی قطری کوارک‌های u و d است. بنابراین،

$$\mathcal{Z} = \sum_n \int \mathcal{D}A^{(n)} \det{}'(i\gamma^\mu D_\mu)\,|\det M|$$
$$\times e^{in(\theta + \arg\det M)}. \tag{۱۱}$$

سرانجام با تعریف

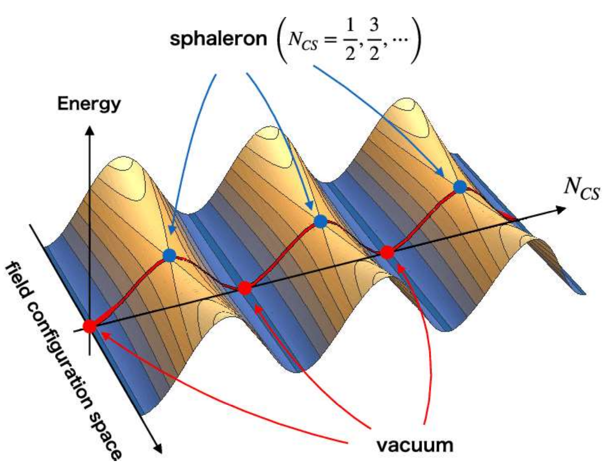
$$\bar{\theta} := \theta + \arg\det M, \tag{۱۲}$$

پارامتر فیزیکی مورد نظر ما به‌دست می‌آید.

میدان پس‌زمینه‌ی اسفیلرون

همان‌طورکه در بخش قبل اشاره شد، مُدهای صفر فرمیون در پس‌زمینه‌ی اینستنتون نقش اصلی را در محاسبه‌ی انتگرال مسیر و سپس تعیین پارامتر مشاهده‌پذیر ایفا می‌کنند. مطالعه‌ی فرآیند گذار سطح[۱۶] فرمیون‌ها در میدان پس‌زمینه‌ی اسفیلرون نشان داده‌است که هر اسفیلرون در نظریه‌ی یانگ–میلز–هیگز با تقارن $SU(2)$ دقیقاً به یک مُد صفر فرمیونی منجر می‌شود [۱۱]. درواقع، اسفیلرون نه با تونل‌زنی بلکه با عبور از روی سد پتانسیل بین خلاءهای توپولوژیکی متفاوت آن‌ها را به هم مرتبط می‌کند.

باتوجه‌به شکل۱ برگرفته از [۱۲]، تقارن آینه‌ای بین دو خلاء با $N_{CS} = n, n+1,\ (n \in \mathbb{Z})$ سبب می‌شود که عدد چرن–سایمونز اسفیلرون نیمه‌صحیح باشد: $N_{CS} = n/2$.



شکل۱: تصویر ساده‌ای از اسفیلرون در فضای پیکربندی. نقاط قرمز، خلاءهای تبهگن و نقاط آبی که نقطه‌های زینی انرژی هستند، جواب‌های اسفیلرونی را نشان می‌دهند [۱۲].

[۱۳] Zero-mode
[۱۴] Measure
[۱۵] Grassmann
[۱۶] Level Crossing

با این‌حال، اگر بخواهیم روابط بخش قبل را برای اسفیلرون بازنویسی کنیم، باید کنش اقلیدسی را تحت چرخش ویک[۱۷] به فضا–زمان مینکوفسکی ببریم. درنتیجه، طرف راستِ (۱۰) با

$$\det iM = -\det M = |\det M| e^{i(\arg\det M+\pi)}, \qquad (۱۳)$$

جایگزین می‌گردد و به دنبال آن،

$$\bar{\theta} = (\theta+\pi) + \arg\det M. \qquad (۱٤)$$

برای این که (۱٤) همچنان $|\bar{\theta}| \leq 2\times 10^{-10}$ را برآورده کند، دوره‌تناوب تابع نمایی در (٤) باید برابر با π شود؛ یعنی

$$e^{-in(\theta+\pi)} = e^{-in\theta}, \qquad (۱۵)$$

کـه تنهـا بـه‌ازای $n = 2k$ برقـرار اسـت $(k \in \mathbb{Z})$. پـس اگـر $n = \cdots, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \cdots$ باشد، آنگاه

$$k = \cdots, -\frac{3}{2}, -1, -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \cdots \qquad (۱٦)$$

و عدد پیچش اسفیلرون، همان‌طور که انتظار می‌رفت، بـه‌صـورت نیمه‌صحیح بین اعداد صحیح اینستنتونی ظاهر می‌شود.

نتیجه‌گیری

نظریه‌ی یانگ–میلز–هیگز با تقارن $SU(2)$ در چهار بُعد (حداقل) دو پیکربندی با توپولوژی غیربدیهی دارد؛ یکی ایستنتنون که پاسخ غیراختلالی معادلات حرکت کلاسیک در فضا–زمان اقلیدسی است و دیگری اسفیلرون که به‌عنوان نقطه‌ی زینی معادلات حرکت در فضا–زمان مینکوفسکی شناخته می‌شود. اگرچه تاکنون مطالعات بسیاری درباره‌ی نقش اینستنتون‌ها در ساختار خلاء QCD و پیدایش مسئله‌ی CP قوی انجام شده، ارتباط اسفیلرون با این مسئله کم‌تر مورد توجه قرار گرفته‌است.

در این مقاله، پس از مروری بر انتگرال مسیر فرمیون در پس‌زمینه‌ی اینستنتون، به پارامتر مشاهده‌پذیر $\bar{\theta}$ در فضا–زمان اقلیدسی رسیدیم. سپس نتایج حاصل را با حالتی که اسفیلرون میدان پس‌زمینه باشد، در فضا–زمان مینکوفسکی، مقایسه کردیم. می‌دانیم که تعاریف کنش در این دو حالت، بر اثر چرخش ویک، در یک ضریب i اختلاف دارند اما باتوجه به (٤) و توضیحاتی که به دنبال آن آمده‌است، ضرایب فاز در بسط $|\theta\rangle$ تحت تأثیر این چرخش قرار نمی‌گیرند. از سوی دیگر، نشان دادیم که برای تنظیم ظریف[۱۸] $\bar{\theta}$ به صفر، دوره‌تناوب $e^{-in\theta}$ در $|\theta\rangle$ باید از 2π به π تغییر کند. درنتیجه، بین هر دو عدد صحیح اینستنتونی، عدد چرن–سایمونز نیمه‌صحیحی برای اسفیلرون به‌دست آمد که با مطالعات پیشین، از جمله [۱۲] و منابع آن، سازگار است.[۱۹]

به‌این‌ترتیب، مسئله‌ی CP قوی می‌تواند نمودی از یک ارتباط غیربدیهی بین ساختار توپولوژیکی اسفیلرون (اینستنتون) و ساختار فضا–زمان مینکوفسکی (اقلیدسی) باشد.

مرجع‌ها

[۱] Rajaraman, R.; "Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory"; *North-Holland personal library*; North-Holland Publishing Company (1982).

[۲] Chadha-Day, Francesca, Ellis, John, and Marsh, David J. E.; "Axion dark matter: What is it and why now?" (2022).

[۳] Peccei, Roberto D; "The strong CP problem and axions"; *Lecture Notes in Physics;* Springer Berlin Heidelberg (2008) pp. 3–17.

[٤] Gupta, R.S., Khoze, V.V., Spannowsky, M.; "Small instantons and the strong CP problem in composite higgs models"; *Phys. Rev. D* **104** (2021).

[٥] Peccei, R. D. and Quinn, Helen R.; "CP Conservation in the Presence of Instantons"; *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 1440–1443.

[٦] Tanedo, Flip; "'t Hooft and 'ail: Instantons and their applications. A review of instantons in quantum mechanics, gauge theory, and supersymmetry".

[۷] Shuryak, E. and Schäfer, T.; "The QCD vacuum as an instanton liquid"; *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **47**(1) (1997) 359–394.

[۸] Manton, N. and Sutcliffe, P.; "Topological Solitons"; *Cambridge Monographs on Mathematical Physics*; Cambridge University Press (2004).

[۹] Yang, Ke-yan; "The Process of fermion level crossing in electroweak instanton"; *Phys. Rev. D* **49** (1994) 5491–5496.

[۱۰] Kachelriess, M.; "Quantum Fields: From the Hubble to the Planck Scale"; *Oxford graduate texts*; Oxford University Press (2018).

[۱۱] Gousheh, Siamak S. and López-Mobilia, Rafael; "Vacuum polarization by solitons in (1+1) dimensions"; *Nuclear Physics B* **428** (1) (1994) 189–208.

[۱۲] Yu Hamada and Kengo Kikuchi; "Obtaining the sphaleron field configurations with gradient flow"; *Phys. Rev. D* **101**, 096014 (2020).

[۱۷] Wick Rotation

[۱۸] Fine-Tuning

[۱۹] نویسندگان [۱۲] بر یافتن پیکربندی اسفیلرون بدون نیاز به تنظیم ظریف تأکید داشته‌اند که منظور از تنظیم ظریف، انتخاب شرایط اولیه‌ی خاص برای حل معادلات دیفرانسیلی بوده‌است و نباید با تنظیم ظریف $\bar{\theta}$ به صفر اشتباه گرفته‌شود. به بیان دقیق‌تر، نتیجه‌ی مقاله‌ی حاضر (با تنظیم ظریف $\bar{\theta}$) با نتیجه‌ی [۱۲] (بدون تنظیم ظریف شرایط اولیه) در توافق است.

اثر هسته‌ای و تابع ساختار نوکلئونی غیریکتا در پراکندگی نوترینو-نوکلئون

اکبری احمد محمودی ، مرضیه ؛ میرجلیلی، ابوالفضل

دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، یزد

چکیده

در اینجا تحلیلی QCD از تابع ساختار غیریکتا نوکلئونی در تقریب مرتبه NLO ارائه می دهیم. بر این اساس ممان تابع ساختار xF3 با استفاده از حل معادله گروه بازبهنجارش بدست خواهد آمد. با استفاده از تبدیل معکوس ملین، از فضای ممان به فضای بیورکن رفته و نتایج را برای تابع ساختار برحسب متغیر x بدست می‌آوریم. در ادامه با استفاده از رابطه تحلیلی که برای ممان تابع ساختار نوکلئونی با لحاظ نمودن اثر هسته‌ایی وجود دارد به محاسبه تابع ساختار xF3 برای هسته آهن می پردازیم. نتایج در تطابق خوبی با داده‌های موجود آزمایشگاهی می باشد. بمنظور تایید بیشتر بر صحت روش نظری بکار رفته، نسبت قاعده جمع GLS برای تابع ساختار مقید به هسته‌های دوتریم و آهن به نوکلئون آزاد را محاسبه می‌نمائیم. نتایج رفتار مورد انتظار را نشان می‌دهد. در روش تحلیلی بکار رفته برای محاسبه تابع ساختار نوکلئون هسته‌ایی از هیچ برازشی روی داده های آزمایشگاهی استفاده نشده است که می تواند بعنوان مزیت روش بکار رفته، تلقی شود.

واژه های کلیدی: پراکندگی نوترینو نوکلئون ، تابع ساختار xF3، اثر هسته‌ای

Nuclear effect and the non-singlet nucleon structure functions in neutrino - nucleon scattering

Akbari Ahmad Mahmodi, Marzieh; Merjalili, Abolfazl

Department of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract

Here we perform an QCD analysis for nucleon structure function in non-singlet at NLO accuracy. On this base the moment of xF3 structure function, using the renormalization group equation will be obtained. Employing the inverse Mellin transformation, we convert the moment space to Bjorken space and extract the results for structure function in terms of x-Bjorken variable. In continuation, using the nuclear analytical relation, which exists for moment of nucleon structure function, we calculate xF3 structure function in Iron nucleus. The result is in good agreement with the available experimental data. For more confirmation to validate the utilized theoretical method, we calculate the ratio of GLS sum rule for bounded nucleon structure function in Deuteron and Iron to free nucleon. The results are indicating the acceptable behaviors. The advantage of the used analytical method is that we do not need to use any fitting over the e experimental data.

Keywords *: Neutrino nucleon scattering, xF3 structure function , Nuclear effect.*

PACS No. 13

مقدمه

اواخر دهه هفتاد میلادی دوران شکوفایی فیزیک ذرات بنیادی شناخته می‌شود زمانی که‌اولین نتایج آزمایشهای پراکندگی ناکشسان توسط پرتوی الکترونی ۲۰Gev در شتابدهنده خطی SLAC انجام گردید.با استفاده از مدل پارتونی که در آن از تابش گلئونی صرفنظر شده باشد می توان دید که تابع ساختار ناکشسان نوکلئونی وابستگی کمی به مقیاس انرژی Q^2 دارد. از این رو می توان گفت تابع ساختار ها از جمله تابع ساختار مربوط به پراکندگی نوترینو براساس نتایج بدست آمده در اولین آزمایش‌های انجام‌شده در حد انرژی‌های پایین، دارای رفتارمقیاس پذیری بیورکن می‌باشد.

.مطالعه‌ی توابع ساختار نوکلئونی اطلاعات مهمی در مورد ساختار ذره هدف ارائه می‌دهد و فرصتی برای پیش بینی های نظری کرومودینامیک کوانتومی اختلالی فراهم می‌کند که با نتایج آزمایشگاهی قابل مقایسه است. تابع ساختار نوکلئونی نهایتا

می‌تواند اطلاعات مهمی را در مورد توزیع‌های پارتونی در ناحیه غیراختلالی که بعنوان ورودی مسئله در نظر گرفته می‌شود، ارائه دهد.

تابع ساختار xF3 در پراکندگی نوترینو-نوکلئون

پراکندگی (پاد) نوترینو بر روی یک هدف نوکلئونی آزاد بصورت زیر نمایش داده می‌شود:

$$\nu_l(k)\ /\ \bar{\nu}_l(k) + N(p) \rightarrow l^-(k')\ /\ l^+(k') + X(p')\ ;$$
$$l = e/\mu/\tau,\ \ N = n, p \quad (1)$$

در رابطه بالا k و k' بترتیب چار بردار تکانه لپتون ورودی و خروجی هستند، p و p' به ترتیب چار بردار تکانه نوکلئون هدف و جت هادرون تولید شده در حالت نهایی هستند. این فرآیند توسط بوزون واسطه W انجام می شود و عنصر ماتریسی مربوط به فرایند نشان داده شده در رابطه(1) به صوت زیر می باشد:

$$-iM = \frac{iG_F}{\sqrt{2}}\, l_\mu \left(\frac{M_W^2}{q^2 - M_W^2}\right) \langle X \mid J^\mu \mid N \rangle$$

سطح مقطع‌پراکندگی دیفرانسیلی دوگانه مربوط به فرایند رابطه (1) متناسب با مربع دامنه معرفی شده در رابطه بالا می‌باشد که درچارچوب آزمایشگاهی به صورت زیر بدست می‌آید [1]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \frac{yM_N}{\pi}\frac{E_\nu}{E_l}\frac{|\mathbf{k}'|}{|\mathbf{k}|}\frac{G_F^2}{2}\left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2}\right)^2 L_{\mu\nu} W_N^{\mu\nu}$$

در اینجا $L_{\mu\nu}$ و $W_{\mu\nu}$ به ترتیب معرف تانسورهای لپتونی و هادرونی می‌باشند. چنانچه تانسور لپتونی را بر حسب تابع ساختارهای F_1 ، F_2 و F_3 فرمول بندی کنیم و نتیجه مربوط یه سطح مقطع پراکندگی را با آنچه از مدل پارتونی فاینمن بدست می‌آید، مقایسه کنیم به روابط زیر برای تابع ساختارهای نوکلئونی بر حسب تابع توزیع های پارتونی خواهیم رسید [2] :

$$xF_3 = \sum_i x[q_i(x) - \bar{q}_i(x)]$$
$$F_2 = \sum_i x[q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$$

گنجاندن اثرات اختلالی و غیراختلالی از طریق توزیع های کوارکی q و $\bar{q}$ در ارزیابی تابع ساختار نوکلئون حائز اهمیت است. این اثرات هر دو وابسته به x و Q^2 هستند. برای دست‌یابی به ورودی محاسبات که به عنوان اثر غیراختلالی و از طریق توزیع های پارتونی اولیه ظاهر می‌شوند اندازه گیری های گروه CCFR [3] بعنوان یکی از دقیق ترین نتایج تجربی برای توابع ساختار نوکلئونی ناشی از پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) از نوترینوها و پاد نوترینوها مورد استفاده قرار می گیرد.

تحلیل QCD در مرتبه NLO برای تابع ساختارهای نوکلئونی می تواند از داده‌های گروه NuTeV [4] نیز بدست آید. یادآوری آنکه این مرتبه اختلال از طریق نمایان شدن حلقه ها در انتشارگر دامنه پراکندگی بدست می‌آیند که خود شامل حلقه‌های فرمیونی (کوارکی) و گلئونی است. حلقه ی گلئونی از آن جهت ظاهر می شود که که گلئون ها حامل بار های رنگی می باشند بطوریکه جفت شدگی مستقیم گلئونی امکان پذیر می باشد.

معادله گروه باز بهنجارش و ممان تابع ساختار

بمنظور دست‌یابی به تابع ساختار تحول یافته در مقیاس انرژی بالا دو روش متداول است. در اولین روش توزیع‌های پارتونی را باکمک معادلات آلترالی-پاریسی تحول می دهند و آنگاه تابع ساختار نوکلئونی تحول یافته را بر حسب توزیع های پارتونی که در مقیاس انرژی بالا بدست آمدند، محاسبه می‌نمایند[5] . در روش دوم، مستقیم به سراغ تابع ساختار نوکلئونی در مقیاس انرژی اولیه رفته و با کمک معادله گروه بازبهنجارش، تابع ساختار تحول یافته را بدست می‌آورند. دراین مقاله از روش دوم بهره می جوئیم. معادله گروه بازبهنجارش با رابطه زیر داده می‌شود[6] :

$$(\mu^2 \frac{\partial}{\partial\mu^2} + \beta(A_S)\frac{\partial}{\partial A_S} + \gamma_{NS}^{(n)}(A_S))M_n^{NS}(Q^2/\mu^2, A_S(\mu^2)) = 0 \quad (2)$$

در این رابطه M_n^{NS} ممان تابع ساختار غیر یکتای xF3 می باشد که با استفاده از تبدیل ملین بر روی این تابع بدست می آید:

$$M_n^{NS}(Q^2) = \int_0^1 x^{n-1} F_3(x, Q^2)\,dx$$

جائیکه n معرف مرتبه ممان می باشد و از عدد ۲ شروع می شود.

حل معادله(1) منجر به رابطه زیر برای ممان تابع ساختار در مقیاس انرژی Q^2 می‌شود

$$\frac{M_n^{NS}(Q^2)}{M_n^{NS}(Q_0^2)} = exp\Big[-\int_{A_s(Q_0^2)}^{A_s(Q^2)} \frac{\gamma_{NS}^{(n)}(x)}{\beta(x)}dx\Big]\frac{C_{NS}^{(n)}(A_S(Q^2))}{C_{NS}^{(n)}(A_S(Q_0^2))} \quad (3)$$

مخرج کسر در سمت راست رابطه بالامعرف ممان تابع ساختار در مقیاس انرژی اولیه می باشد که بعنوان ورودی محاسبات در

نظر گرفته می‌شود و از برازش بر روی داده های آزمایشگاهی در انرژی اولیه مفروض، در دسترس می‌باشد. در رابطه (3) تابع های $\gamma_{NS}^{(n)}(x)$، $\beta(x)$ و $C_{NS}^{(n)}(A_S(Q^2))$ به‌ترتیب تابع ابعاد غیر عادی، تابع بتای QCD و تابع ضریب ویلسون می‌باشد که هریک دارای بسط اختلالی زیر می باشد[6] :

$$\gamma_{NS}^{(n)}(A_s) = \sum_{i\geq 0}\gamma_{NS}^{(i)}(n)A_s^{i+1}\ ,\ \ \beta(A_s) = -2\sum_{i\geq 0}\beta_i A_s^{i+2}\ ,$$

$$C_{NS}^{(n)}(A_s) = 1 + C^{(1)}(n)A_s + C^{(2)}(n)A_s^2 + \dots\ .$$

ثابت جفت شدگی $A_S(Q^2)$ تا مرتبه NLO بصورت زیر می‌باشد:

$$A_S(Q^2) = \frac{1}{\beta_0\, ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)} - \frac{\beta_1 ln\, ln(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)}{\beta_0^3 ln^2(Q^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)}$$

با جانشینی بسط های مربوط به تابع های $\gamma_{NS}^{(n)}(A_s)$ و $\beta(A_s)$ در رابطه (3) وانجام انتگرالگیری مربوط، خواهیم داشت:

$$\frac{M_n^{NS}(Q^2)}{M_n^{NS}(Q_0^2)} = [\frac{A_S(Q^2)}{A_S(Q_0^2)}]^{\gamma_{NS}^{(0)}(n)/2\beta_0} \times \qquad (3)$$

$$\frac{[1+p(n)A_S(Q^2)+q(n)(A_S(Q^2))^2]}{[1+p(n)A_S(Q_0^2)+q(n)(A_S(Q_0^2))^2]}\frac{C_{NS}^{(n)}(A_S(Q^2))}{C_{NS}^{(n)}(A_S(Q_0^2))}$$

جائیکه تابع های $p(n)$ و $q(n)$ بصورت زیر می باشند:

$$p(n) = \frac{1}{2}\left[\frac{\gamma_{NS}^{(1)}(n)}{\beta_1} - \frac{\gamma_{NS}^{(0)}(n)}{\beta_0}\right]\frac{\beta_1}{\beta_0}$$

$$q(n) = \frac{1}{4}[2p(n)^2 + \frac{\gamma_{NS}^{(2)}(n)}{\beta_0} + \frac{(\beta_1^2-\beta_2\beta_0)}{\beta_0^3}\gamma_{NS}^{(0)}(n) - \gamma_{NS}^{(1)}(n)\frac{\beta_1}{\beta_0^2}].$$

اکنون با در اختیار داشتن ممان تابع ساختار xF3 در مقیاس انرژی اولیه بعنوان ورودی مسئله و با استفاده از مدل های پارامتر بندی مختلف نظیر MRST،CTEQ و ... قادر هستیم ممان تابع ساختار تحول یافته درهر مقیاس‌انرژی دیگری را بدست آوریم. برای رفتن از فضای ممان n و برگشت به فضای بیورکن می توان از تکنیک چند جمله‌ائیهای ژاکوبی [7] و یا تبدیل معکوس ملین استفاده کرد. در این مقاله روش دوم را بکار می‌گیریم. در قسمت بعد با در اختیار قرار داشتن ممان تابع ساختار نوکلئون آزاد مبادرت به اعمال تصحیح اثر هسته‌ای بصورت کاملا نظری می نمائیم که بدون مراجعه به روش های مرسوم که مبتنی بر استفاده از تابع وزن و بکارگیری برازش داده است، می‌باشد. نتیجه حاصل معرف تابع ساختار نوکلئون مقید هسته‌ای خواهد بود.

اثر هسته ایی و تاثیر آن بر تابع ساختار نوکلنونی

برای در نظر گرفتن اثر هسته‌ای بر روی تابع‌های ساختار نوکلئونی، مرسوم است که متوسل به روش های پدیده شناسی می‌شوند و از طریق معرفی یک تابع وزن که شامل چندین پارامتر آزاد می‌باشد اثر هسته‌ای را بر تابع ساختار نوکلئونی اعمال می کنند. برای تعیین پارامترهای آزاد در تابع وزن ناچارا از برازش داده های موجود آزمایشگاهی‌که برای نسبت تابع‌ساختار نوکلئون مقید در هسته‌های مختلف به تابع ساختار نوکئون آزاد وجود دارد، استفاده می‌کنند[8]. در این‌مقاله روش‌دیگری برای بکار گیری اثرهسته‌ای در تابع ساختار نوکلئونی xF3 بکار گرفته می‌شود که یک روش کاملا نظری‌است بطوریکه از هیچ برازشی روری داده‌های آزمایشگاهی استفاده نمی شود. اساس این روش مبتی بر رابطه زیر است که در مرجع [9] آمده است:

$$M_n^A(Q^2)/A = (1+\frac{\epsilon}{M}(n-1)+\frac{<\mathbf{p}^2>}{6M^2}n(n-1)+O(\frac{1}{M^3}))M_n^{NS}(Q^2) +$$

$$<\Delta p^2>\partial_{p^2}M_n^{NS}(Q^2)+\frac{2<\mathbf{p}^2>}{3Q^2}n(n+1)M_{n+2}^{NS}(Q^2) \qquad (4)$$

در این رابطه $M_n^{NS}(Q^2)$ معرف ممان تابع ساختار نوکلئون آزاد می یاشد که با استفاده رابطه (3) قابل محاسبه است. در این رابطه M جرم نوکلئون می باشد و مطابق مدل معرفی شده در [9] کمیات بکار رفته در رابطه (4) برای هسته آهن دارای مقادیر عددی زیر می باشند:

$$<\epsilon>\approx -0.056\ ,<\mathbf{p}^2>/(2M)\approx 0.035\ ,<\Delta p^2>_{Fe}\approx -0.17\, GeV.$$

برای مشتقی که در رابطه (4) آمده است داریم [9] :

$$\partial_{p^2}M_n(Q^2) = \partial_{p^2}M_n^{as} + \frac{n}{Q^2}\left(M_n^{NS} + M^2\partial_{p^2}M_n^{as}\right)$$

برای محاسبه عبارت بالا به ازاء مرتبه های مختلف n ، نیاز به مقادیر عددی $\partial_{p^2}M_n^{as}$ می‌باشد که در مرجع [9] آمده است.

اکنون با استفاده از رابطه (4) قادر هستیم ممان تابع ساختار نوکلئونی xF3 را برای هسته آهن محاسبه نمائیم. آنگاه با استفاده از تبدیل معکوس ملین می‌توانیم این تابع ساختار را در فضای بیورکن x بدست آوریم.

جهت تایید بیشتر صحت محاسبات نظری انجام شده می توانیم قاعده جمع Gross Llewellyn-Smith (GLS) را برای تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقید محاسبه نمائیم. برای این قاعده جمع داریم [2] :

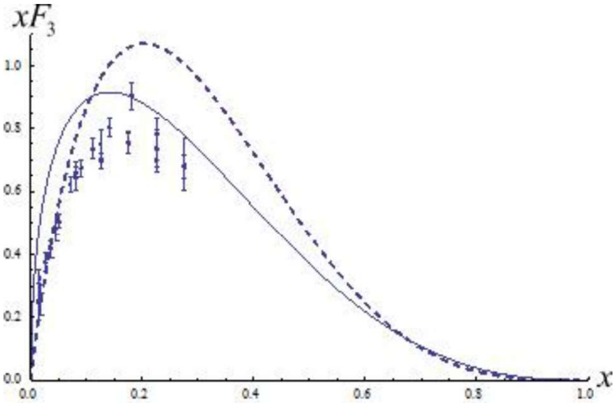
$$S_{GLS}(Q^2) = \int_0^1 dx\, F(x, Q^2) \quad (5)$$

چنانچه در انتگرال بالا از تابع ساختار مقید هسته ایی استفاده کنیم که قابل دسترس می‌باشد فاعده جمع GLS برای هسته‌های مختلف می تواند بدست آید.

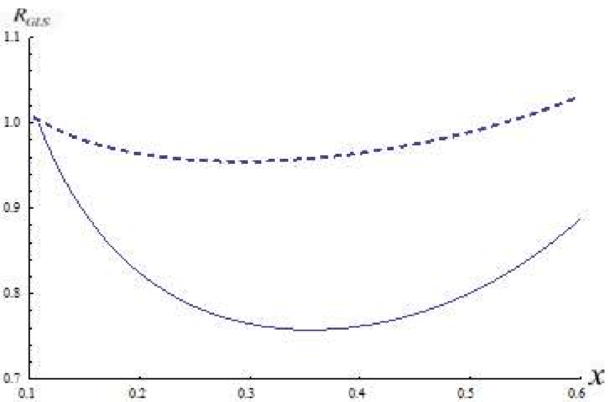
نتیجه گیری

از آنجائیکه ممان تابع ساختار نوکلئونی غیر یکتا xF3 مقید به هسته طبق رابطه (4) در اختیار مان می باشد قادر هستیم با استفاده از تبدیل معکوس ملین به این تابع ساختار در فضای بیورکن x دست یابیم. برای این منظور و به جهت تسهیل در محاسبات عددی با ساختن جدول داده‌ها ار ممان تابع ساختار نسبت به مرتبه های مختلف ممان و برازش تابع پارامتری از ممان تابع ساختار بر روی داده‌های ایجاد شده، می توانیم پارامترهای مجهول در این تابع را تعیین نمائیم و نهایتا تابع ساختار نوکلئونی مقید را بدست آوریم. این کار را برای هسته آهن در مقیاس انرژی $Q^2 = 5\,GeV^2$ انجام دادیم و نتیجه را در شکل۱ رسم نمودیم. داده ها از گروه NuTeV می‌باشد [4] که مربوط به پراکندگی نوترینو از هسته آهن می باشد. همانطور که دیده می شود اعمال تصحیح هسته ایی که صرفا بصورت تحلیلی و بر مبانی محاسبات نظری می باشد، بهبود قابل توجه ایی در انطباق نتایج با داده‌های تجربی ایجاد نموده است.

در ادامه مطابق رابطه (5) به محاسبه نسبت قاعده‌جمع GLS برای تابع ساختار مقید در هسته‌دوتریم به تابع ساختار نوکلئون آزاد پرداختیم. محاسبه این نسبت را درحالیکه هسته هدف‌آهن می باشد نیز انجام دادیم. نتایج مربوط به این دو نسبت در شکل ۲ رسم شده است. از آنجائیکه نوکلئون مقید در هدف آهن بیشتر از هدف دوتریم تحت تاثیر اثرهسته‌ای قرار می گیرد که بزرگی عدد جرمی آهن نسبت به دوتریم یکی‌از دلایل آن می باشد،انتظار داریم که این افزایش اثر در نسبت‌های رسم‌شده دیده شوند که چنین نتیجه‌ایی نیزحاصل شده‌است.این‌خود دلیل‌دیگری بر صحت محاسبات نظری انجام شده برای لحاظ نمودن اثر هسته‌ای در رفتار تابع ساختار نوکلئون مقید می‌باشد. بررسی اثر هسته‌ای از جنبه پدیده‌شناسی و یا حتی نظری برای آشکار نمودن رفتار نسبت تابع ساختار نوکلئون مقید به نوکلئون‌آزاد در قالب اثر EMC بعنوان یک تلاش پژوهشی جدید می‌تواند درآینده دنبال شود.



شکل ۱: تابع ساختار xF3 برای نوکلئون آزاد (منحنی منقطع) و نوکلئون مقید به هسته آهن (منحنی توپر). داده ها از گروه NuTeV [4] و مربوط به پراکندگی نوترینو از هسته آهن می‌باشد.



شکل ۲: نسبت های قاعده جمعGLS هسته دوتریم به نوکلئون آزاد (منحنی منقطع) و هسته آهن به نوکلئون آزاد (منحنی توپر).

مرجع ها

[1] Ansari *et al*. Eur.Phys.J.ST 230, 4433 (2021).
[2] R. Devenish, A.Cooper, Deep inelastic scattering, Oxford university press (2009) .
[3] W. G. Seligman *et al*. Phys. ReV. Lett 79 (1997).
[4] M. Tzanov, *et al*, ReV. D 74, 012008 (2006).
[5]M. Markovych , A. Tandogan arXiv:2304.10458 (2023).
[6]. A.L.Kataev *et al* Nucl.Phys. B573, 405 (2000).
[7A.Mirjalili *et al*, Chinese Phys.C. 34, 1534 (2010).
[8] J.Sheibani, A.Mirjalili. S.A.Tehrani. Phys. ReV.C 98, 045211 (2018).
[9] S. Kulagin, .Nucl.Phys.A 640, 435 (1998).

بررسی ممان های توابع توزیع کوارک های ظرفیتی پایون

غفاریان عیدگاهی مقدم،اکرم[۱]؛ تقوی شهری، فاطمه[۱]؛ متقی زاده، مرضیه[۱]؛ شعیبی، سمیرا[۲]

[۱] دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد

[۲] پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، صندوق پستی ۱۹۳۹۵۵۵۳۱، تهران

چکیده

در این مقاله ما با استفاده از مدل ولون توابع توزیع پارتونی کوارک های ظرفیتی ذره پایون را به دست آوردیم و سپس آن را با داده های تجربی E615 مقایسه نمودیم. همچنین ممان های اول تا چهارم ذره پایون را محاسبه نموده و با مدل های دیگر مقایسه کردیم. سازگاری خوبی بین نتایج کار ما با داده های تجربی و مدل های دیگر مشاهده می شود.

Study of the moments of the valence quark distribution functions of the pion

Akram Ghaffarian Eidgahi Moghaddam[1]; Fatemeh Taghavi-Shahri[1]; Marzieh Mottaghizadeh[1]
Samira ShoeibiMohsenabadi[2]

[1]Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, P.O.Box 1436, Mashhad, Iran
[2]School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O.Box 19395-5531, Tehran, Iran

Abstract

In this article, we obtained the parton distribution functions of the valence quarks in the pion using the Valon model and then compared it with the experimental data from E615. We also calculated the first to fourth moments of the pion and compared it with other results. There is a good agreement between our results and the experimental data and other models.

مقدمه

نقش مهم پایون در برهم کنش های قوی درون هسته و تأثیرات آن در ساختار هسته از سال۱۹۳۰ با کشف نوترون شناخته شد [۳,۲,۱]. پیشتر از آن نظریه وجود پایون و حتی مزون ها توسط دانشمند ژاپنی به نام هیدکی یوکاوا در سال ۱۹۳۵ پایه‌گذاری شده بود. او به دنبال ذراتی می گشت که بتواند با نیروی قوی برهم کنش کند و بر اساس محاسبات خود جرم آن را سنگین تر از الکترون و سبک‌تر از پروتون محاسبه نمود که به همین دلیل به آن‌ها مزون نام داد (مزون به معنای میانه است). یوکاوا ابتدا تصور میکرد که میون عامل چنین برهم کنش هایی است اما بعداً عامل برهم کنش را پایون به دست آورد و به خاطر این مسئله در سال ۱۹۴۹ جایزه نوبل فیزیک را بدست آورد.
علی رغم پیشرفت های فوق العاده ای که در حوزه ی ذرات بنیادی حاصل شده است هنوز بسیاری از جنبه های پدیده شناسی ذره پایون ناشناخته است. مطالعه ی ساختار پایون یک روش مهم برای بررسی QCD غیراختلالی است و به پاسخ به سوالات اساسی درباره ی مبدأ و منشأ جرم هادرون ها کمک می کند.
از نظر تئوری روشهای مختلفی برای محاسبه ی توابع توزیع پارتونی در پایون وجود دارد اما به لحاظ تجربی به دلیل طول عمر کوتاه و ناپایداری هدف های ذراتی چون پایون و کایون، ساختار داخلی، کوارک ها و گلوئون های این ذرات کمتر شناخته شده اند. در واقع داده های تجربی چندانی برای این ذرات وجود ندارد.
از جمله فرآیندهای مهمی که در تعیین توابع ساختار و توابع توزیع پارتونی در پایون نقش دارند میتوان به فرآیند های درل– یان[۴] و نیز تولید نوترون های پیشرو [۵] اشاره کرد. برهم کنش درل– یان قادر است توابع توزیع پارتونی هسته را در حد x های بزرگ (تکانه های بزرگ، انرژی های پایین) تعیین کند. در این برهم کنش نتیجه

نابودی پارتون و آنتی پارتون، تولید بوزون Z_0 یا فوتون مجازی است که آنها نیز به یک جفت لپتون تجزیه می شوند. از جمله داده های این نوع فرایند میتوان به داده های NA10، E615 و E866 اشاره کرد. [۸،۷،۶]

برهم کنش تولید نوترون های پیشرو با هدف تعیین تابع ساختار پایون در حد کسر تکانه های کوچک پایون انجام می شود. از جمله داده های مهم این آزمایش داده های H1(2010) و ZEUS (2002) می باشند [۹, ۱۰]

چارچوب نظری آنالیز

پراکندگی ناکشسان ژرف، DIS یک مدل اولیه برای فرآیندهای هادرونی سخت و یک آزمایش مهم و بسیار موفق برای بررسی QCD اختلالی است. همچنین این آزمایش یک روش مستقیم برای کشف ساختار داخلی هادرون هاست. در این نوع پراکندگی ماهیت ذره هدف تغییر کرده و ذره ورودی میتواند تغییر ماهیت بدهد.

پراکندگی ناکشسان ژرف تنها در انرژی های بالا رخ میدهد، همانند شکل یک پرتوی پر انرژی که عموماً لپتونی است و توسط یک شتابدهنده شتاب گرفته است به هادرون هدف برخورد کرده و پس از آن دریایی از هادرون های جدید را تولید می کند.

هدف از تحلیل QCD داده های بر همکنش ناکشسان عمیق، بدست آوردن توابع توزیع پارتونی از سطح مقطع یا تابع ساختار است. در نظریه QCD اختلالی، تحول توابع توزیع با Q^2 توسط معادلات دیفرانسیلی – انتگرالی DGLAP بیان می شود که معمولا با پارامتری کردن توابع توزیع در یک مقیاس ورودی از انرژهای کم آغاز می شود و سپس توسط حل معادلات DGLAP تا مراتب بالاتر از اختلال گسترش می یابد.

توابع توزیع پارتونی از معادلات معروف DGLAP زیر پیروی می‌کنند [۱۱].

$$\frac{dq_i(\beta,Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_\beta^1 \frac{dz}{z}\left[q_i(z,Q^2)p_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)p_{qg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \qquad (۱)$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{dLnQ^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\left[\sum_i \left(\bar{q}_i(z,Q^2)p_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)\right)p_{gq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)p_{gg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \qquad (۲)$$

در این روابط α_s ثابت جفت شدگی قوی در نظریه QCD است. z کسر تکانه کوارک اولیه نسبت به تکانه پروتون و x هم کسر تکانه خروجی نسبت به تکانه ی پروتون می باشد.

$g(x,Q^2)$ تابع توزیع احتمال گلوئون با کسر اندازه حرکت x در انرژی Q^2 ، $q_i(x,Q^2)$ و $\bar{q}_i(x,Q^2)$ به ترتیب تابع توزیع احتمال کوارک و پادکوارک نوع i با کسر اندازه حرکت x در انرژی Q^2 می باشند. توابع شکافت $P_{ij}(z)$ احتمال یافتن پارتون j (کوارک یا گلوئون) از پارتون i (کوارک یا گلوئون) ام با کسر z از تکانه پارتون اولیه است.

برای حل معادلات DGLAP به یک تابع ورودی در مقیاس اولیه انرژی نیازمندیم. گروه های پدیده شناسی هر کدام به روشی این تابع را حدس می زنند و با برازش نتایج خود با داده های تجربی پارامترهای آزاد مدل خود را بدست می آورند. ما در این پژوهش از رهیافت مدل ولون و شرایط فیزیکی حاکم بر آن برای انتخاب تابع ورودی استفاده می کنیم. از این رو در ادامه به توضیح این مدل پدیده شناسی خواهیم پرداخت.

انجام آنالیز و استخراج توابع توزیع پایون با استفاده از مدل ولون

مدل ولون یکی از مدل های پدیده شناختی است که علی رغم ساختار فیزیکی ساده، تصویر خوبی از ساختار داخلی هادرون ها ارائه می دهد. این مدل اولین بار توسط هووا (Hwa) برای محاسبه ی توابع توزیع غیر قطبیده پارتونی معرفی شد. در این مدل به جای آن که هادرون ها را مجموعه ای از ذرات نقطه ای در نظر بگیرند، آن ها را به صورت بسته هایی شامل کوارک های ظرفیتی، کوارک های دریا و گلوئون های وابسته به این کوارک ظرفیتی در نظر می گیرند. این بسته ها را ولون می نامند. به عبارت دیگر مزون ها حاوی دو ولون و باریون ها حاوی سه ولون هستند. به طور مثال پروتون

شامل دو ولون U و یک ولون D است و پایون از یک ولونD و یک ولون $\overline{U}$ ساخته شده است.

هدف ما استفاده از مدل پدیده شناسی ولون برای محاسبه توابع توزیع پارتونی در پایون است. محاسبه توابع توزیع پارتونی در مدل ولون طی دو مرحله انجام می شود :

در مرحله اول با اعمال شرایط مناسب توابع توزیع پارتونی در ولون ها، $q^{valon}(x,Q^2)$ ، از حل معادلات DGLAP محاسبه می شود[۱۲]. سپس در مرحله دوم با استفاده از انتگرال پیچش بین توابع توزیع پارتونی در ولون ها و توابع توزیع ولون ها ، $G^p_{valon}(y)$ ، توابع توزیع پارتونی داخل پایون $q^p(x,Q^2)$ بدست می آید. این انتگرال پیچش عبارت است از :

$$q^p(x,Q^2) = \sum_{valon} \int_x^1 dy\, G^p_{valon}(y)\, q^{valon}\left(\frac{x}{y},Q^2\right) \quad (۳)$$

توابع توزیع ولون $G^p_{valon}(y)$ ، باید در روابط زیر صدق کنند :

$$\int_x^1 G^p_{valon}(y)\,dy = 1$$

$$\sum_{valon} \int_x^1 G^p_{valon}(y)\,dy = 1$$

تابع توزیع ولون های U و $\overline{D}$ در پایون مثبت به این صورت خواهد بود [۱۳].

$$G_{U/p} = \frac{y^{\alpha}(1-y)^{\alpha+\beta+1}}{B(\alpha+1,\beta+1)} \qquad G_{\overline{D}/P} = G_{U/p}$$

که در آن $\alpha = 0.01$ و $\beta = 0.06$ و B(m,n) تابع بتا است. رابطه اول انتگرال بهنجارش این تابع است و رابطه دوم مفهوم پایستگی تکانه هادرون را بیان می کند. توابع توزیع ولون ، احتمال یافتن یک ولون با کسر اندازه حرکت y از اندازه حرکت هادرون را توصیف می کنند.

با داشتن تابع توزیع ولون ها ، تعیین تابع توزیع پارتون های داخل ذره مورد نظر امکان پذیر خواهد بود. این توابع توزیع به طور مثال برای پایون مثبت عبارتند از : توزیع کوارک های ظرفیتی u , $\bar{d}$ ، کوارک های دریا $\bar{q}_{sea}$ ، توزیع گلوئون g . پس رابطه ی (۳) برای محاسبه ی توابع توزیع پارتونی پایون به صورت زیر نوشته می شود:

$$u_v(x,Q^2) = \int_x^1 q_{\frac{valance}{valon}}(z=\frac{x}{y},Q^2)G_U(y)\,dy$$

$$\bar{d}_v(x,Q^2) = \int_x^1 q_{\frac{valance}{valon}}(z=\frac{x}{y},Q^2)G_{\overline{D}}(y)\,dy$$

$$\bar{q}_{sea}(x,Q^2) = \int_x^1 q_{\frac{sea}{valon}}\left(z=\frac{x}{y},Q^2\right)G_U(y)\,dy + \int_x^1 q_{\frac{sea}{valon}}(z=\frac{x}{y},Q^2)G_{\overline{D}}(y)\,dy$$

$$g(x,Q^2) = \int_x^1 q_{\frac{g}{valon}}\left(z=\frac{x}{y},Q^2\right)G_U(y)\,dy + \int_x^1 q_{\frac{g}{valon}}(z=\frac{x}{y},Q^2)G_{\overline{D}}(y)\,dy$$

در روابط فوق $q_{\frac{valance}{valon}}(x,Q^2)$ ، $q_{\frac{sea}{valon}}(x,Q^2)$ ، $q_{\frac{g}{valon}}(x,Q^2)$ ، توابع توزیع پارتونهای داخل ولون هستند که با استفاده از حل معادلات تحولی DGLAP در یک ولون به دست می آیند.نکته قابل توجه اینست که $\bar{d}_v = u_v$. برای حل این معادلات نیاز به توابع توزیع پارتونی اولیه در ولون داریم. محاسبات برای $\Lambda_{QCD} = 0.33\ GeV$ و مقیاس انرژی اولیه $Q_0^2 = 0.283\,GeV^2$ انجام شده است. هدف از انتخاب مقدار کم انرژی اولیه Q_0^2 ، بر اساس مدل فرضیه شناسی ولون است تا مطمئن باشیم که در این مقیاس بجز کوارک های ظرفیتی هیچ چیز دیگری قابل شناسایی نیست. از این رو به دلیل اینکه در Q_0^2 ولون شبیه یک کوارک ظرفیتی بدون ساختار می باشد ؛ برای برقراری پایستگی انرژی- تکانه به سادگی می توان تابع توزیع اولیه را به صورت $\delta(z-1)$ انتخاب کرد که $z=\frac{x}{y}$ است. این انتخاب بدین معناست که در مقیاس کم انرژی Q_0^2 ، پایون در حالت پایه از دو کوارک ظرفیتی که کل تکانه آن را حمل می کنند، تشکیل شده است. بنابراین در فضای z باید توابع توزیع پارتونی اولیه در ولون را به صورت $q^v\left(\frac{x}{y},Q_0^2\right) = \delta(z-1)$ انتخاب کنیم.

مقایسه ی ممان های اول تا چهارم کار ما با گروه های دیگر :

مقایسه ممان های اول تا سوم و حتی چهارم روش مناسبی برای مقایسه نتایج روش تئوری با داده های آزمایشگاهی است. در اینجا ما به بررسی ممان توابع توزیع کوارک های ظرفیت در پایون می پردازیم که بر اساس رابطه زیر محاسبه می شود :

$$\langle x^n\rangle_f = \int_0^1 x^n f_v^{\pi}(x\,,Q^2)\,dx$$

n = 1,2,3,4

جدول (۱) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروههای دیگر در انرژی $4Gev^2$

group	$\mu^2(\mathrm{Gev}^2)$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Sutton (1992)	4	0.24	0.10	0.058	
Hecht (2001)	4	0.24	0.098	0.049	
Chen (2016)	4	0.24	0.11	0.052	
BSE (2018)	4	0.24			
BSE (2019)	4	0.24			
LatticeQCD (2007)	4	0.27	0.13	0.074	
DESY (2016)	4	0.44			
ETM (2018)	4	0.207	0.163		
JAM (2008)	4	0.245	0.108	0.057	0.035
This Work	4	0.234	0.106	0.060	0.038

جدول(۲) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروهای دیگر در انرژی $27Gev^2$

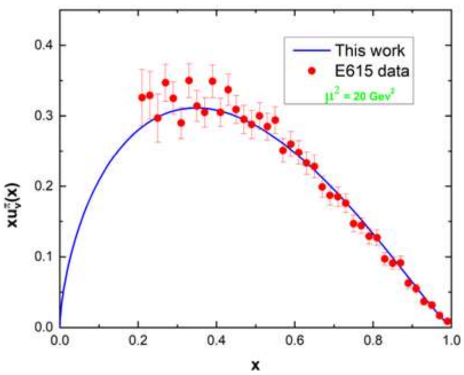
group	$\mu^2(Gev^2)$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Watanabe (2018)	27	0.23	0.094	0.048	0.054
Nam (2012)	27	0.214	0.087	0.044	0.037
Wijesooriya (2005)	27	0.217	0.087	0.043	
BLFQ-NJL	27	0.210	0.084	0.059	0.044
This Work	27	0.198	0.081	0.042	0.025

جدول(۳) مقایسه ممان های اول تا چهارم کار ما با کار گروههای دیگردرانرژی $49Gev^2$

group	$\mu^2(Gev$	$\langle x \rangle$	$\langle x^2 \rangle$	$\langle x^3 \rangle$	$\langle x^4 \rangle$
Sutton (1992)	49	0.20	0.008		
Martinell (1998) (Lattice QCD)	49	0.23	0.090		
BLFQ-NJL	49	0.202	0.079		
This Work	49	0.190	0.076	0.038	0.022

درجداول(۱)،(۲)،(۳) ممان های اول تا چهارم کوارک ظرفیتی پایون تعیین شده و با نتایج گروه های دیگر[۱۴] در انرژی های مشابه مقایسه شده است. سازگاری خوبی بین نتایج کار ما با کار گروه های دیگر مشاهده می شود.

در شکل زیر تابع توزیع کوارک های ظرفیتی در پایون محاسبه و با داده های تجربی E615 مقایسه شده است که نتایج تطابق قابل قبولی را نشان می دهند.



شکل (۱) مقایسه تابع توزیع کوارک ظرفیت U با داده‌های تجربی E615 [۷].

بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از مدل پدیده شناسی ولون تابع توزیع کوارک ظرفیتی ذره پایون را به دست آورده و آن را با داده های تجربی E615 مقایسه نمودیم. با توجه به شکل (۱) مشاهده می شود که توافق بسیار خوبی بین تابع توزیع به دست آمده از مدل ما با داده های تجربی وجود دارد.همچنین ممان های اول تا چهارم کوارک ظرفیتی را محاسبه نموده و بانتایج گرو های مختلف مقایسه کردیم که توافق نسبتا قابل قبولی مشاهده شد.

مرجع‌ها

[1] J. Chadwick, Proc. R. Soc. A **136**, 692 (1932).
[2] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell, Nature (London) **160**, 453(1974).
[3] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jpn. **17**, 48 (1935)
[4] Bourrely, Claude, and Jacques Soffer. Nuclear Physics A **981** (2019): 118-129.
[5] arXiv preprint hep-ex/0205076 (2002).
[6] Z. Phys. C Particles and Fields **28**, 9-14 (1985)
[7] J.S. Conway et al., Phys. Rev. D **39**, 92 (1989).
[8] R.S. Towell, et al. Physical Review D **64** (2001): 052002.
[9] [H1 Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **6**, 587 (1999).
[10] [ZEUS Collaboration], *Nucl. Phys. B* **637**, 3 (2002).
[11] F. A. Ceccopieri, *Eur Phys J* C **74**, 3029 (2014).
[12] F. Arash, Physics Letters B **557** (2003): 38-44.
[13] F. Arash, Physical Review D **69** (2004).
[14] Lan, Jiangshan, et al. Physical Review D **101** (2020): 034024.

بررسی قیدهای مشاهدات غیرمستقیم ماده تاریک بر مدل دوتایی بی اثر

شهو عبدالسلام ، علیرضا ظفری

گروه فیزیک بنیادی، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

چکیده

در این مقاله سعی داریم تا در چارچوب مدل بی اثر دوگانه، ارتباط سیگنال‌های موجود در مرکز کهکشان راه شیری را با فرآیندهای نابودی ماده تاریک توضیح دهیم و با استفاده از پکیج‌های MicrOmegas ، سطح مقطع فرآیندهای نابودی ماده تاریک را بررسی کنیم تا فضای پارامتری مدل بی اثر دوگانه را محدود کنیم. نتایج این مقایسه بیانگر این نتیجه هستند که ناحیه زیادی از فضای پارامتری مدل دوتایی بی اثر با فرضیه‌ی نابودی ماده تاریک و تولید سیگنال‌های اضافی فوتون در مرکز کهکشان راه شیری تطابق دارد.

واژه های کلیدی: *مدل بی اثر دوگانه، نابودی ماده تاریک، ماده تاریک ،مرکز کهکشان راه شیری، کهکشان های کروی کوتوله، سطح مقطع نابودی ماده تاریک*

Dark matter indirect search constraint on inert doublet model

Shehu AbdusSalam, Alireza Zafari

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran

Abstract

This article addresses an analysis based on the possible relation between the excess photon signals in the center of the Milky Way galaxy and dark matter annihilation processes within the context of an inert doublet model (IDM). The annihilation cross-sections within the IDM parameter space were computed using MicrOmegas package for computing particle dark matter candidate characteristics of beyond the standard models of particle physics. The result shows that most of the IDM parameter space regions are compatible with the hypothesis of dark matter particle annihilation as the source of the excess photon signals from the center of the Milky Way galaxy.

Keywords*: Inert Doublet model, dark matter annihilation, dark matter, galactic center, milky way, dwarf spheroidal galaxy, annihilation cross section*

PACS No. 12

مقدمه

یکی از روش‌های شناسایی ماده تاریک در ابعاد بزرگ‌تر، به صورت غیر مستقیم است. در این روش با استفاده از داده‌های نجومی موجود در کهکشان‌ها، به بررسی مدل‌های موجود در شاخه ذرات بنیادی پرداخته می‌شود تا در نهایت ماهیت این ماده ناشناخته مشخص شود. روش کار به این صورت است که از تاثیرات جانبی وجود ماده تاریک در کهکشان‌ها استفاده می‌شود تا ماهیت و ویژگی‌های مرتبط با آن استخراج شود. یکی از این اثرات جانبی که در چارچوب مدل بی اثر دوگانه رخ می‌دهد، بدین شکل است که اگر این ماده با پاد-ماده متناظر خود برهمکنشی انجام دهد، فرایند نابودی زوج ذره اتفاق می‌افتاد و محصولات حاصل از این برهمکنش، ذرات مدل استاندارد خواهند بود. باید توجه داشت که نوع ذرات حاصل از این برهمکنش‌ها به میزان قابل توجهی به مدل برهمکنشی در نظر گرفته شده برای توصیف این سیستم بستگی دارد. در این مقاله تمرکز بر روی مدل بی اثر دوگانه می‌باشد. در چارچوب این مدل به دلیل در نظر گرفتن تقارن گسسته $Z(2)$ ، ذرات ماده تاریک تنها قادر به واپاشی یا نابودی زوج ذره به تعداد فرد از ذرات مدل استاندارد خواهند بود، همچنین محصول واسطه در این واکنش ها، ذره هیگز و بوزون‌های پیمانه‌ای برهمکنش ضعیف خواهند بود و در نهایت با واپاشی این بوزون‌های پیمانه‌ای به فرمیون‌های مدل استاندارد، زنجیزه‌ای از برهمکنش‌های قابل ردیابی به وقوع می‌پیوندد. باید در نظر داشت که ذرات پایدار در

مدل استاندارد شامل الکترون، پوزیترون، پروتون، پاد پروتون، فوتون و نوترینوها هستند. پس به نوعی می‌توان انتظار داشت که در مکان‌هایی از کیهان که ذرات ماده تاریک دچار نابودی زوج می‌شوند، این ذرات پایدار نیز باید به نوعی حضور داشته باشند. در نتیجه ماموریت اصلی در روش شناسایی غیر مستقیم ماده تاریک، یافتن مکان‌های تجمع بیش از حد و غیر قابل انتظار این ذرات پایدار است.

مشکلات روش غیرمستقیم شناسایی ماده تاریک:

برای شناسایی نقاطی از کیهان که در آن ذرات پایدار مدل استاندارد بیش از مقدار معمول انباشته شده‌اند نیاز به تلسکوپ‌های بسیار قدرتمند با دقت بسیار بالا داریم تا این نقاط را با دقتی قابل قبول پیدا کنیم، اما به دلیل وسعت کیهان و وجود بسیاری از اثرات جانبی مانند برهمکنش ذرات پایدار با غبارهای کیهانی یا دیگر منابعی که این ذرات را تولید می‌کنند و با آن‌ها برهمکنش ایجاد می‌کنند، انجام این ماموریت بسیار دشوار خواهد بود. از دیگر مشکلات این ذرات پایدار ، برهمکنش آن‌ها با دیگر ذرات باردار یا میدان‌های الکترومغناطیسی موجود در مسیر حرکت آن‌ها می‌باشد. از این رو برای ساده سازی محاسبات و دقت آزمایش‌ها می‌توانیم از ذرات پایدار خنثی مانند فوتون یا نوترینوها استفاده کنیم. اما به دلیل وجود دیگر منابع فوتون در کیهان مانند تابش پس زمینه کیهانی، ستاره‌های نوترونی، کهکشان‌های فعال، تپ اخترها، سیاه چاله‌ها و ... عملا شناسایی فوتون‌های مورد نظر بسیار دشوار می‌شود. همچنین نوترینوها هم به دلیل وجود مشکلات مشابه با فوتون‌ها و نوسانات موجود در طیف خود و برهکنش بسیار ضعیف به منظور شناسایی در دستگاه‌های رهیابی زمینی ، انتخاب مناسبی برای روش شناسایی غیر مستقیم به حساب نمی‌آیند.

مدل دوتایی بی اثر:

مدل دوتایی بی اثر از ساده‌ترین بسط‌های مدل استاندارد، توسط دوتایی هیگز دوم بدون اتصال مستقیم به فرمیون‌ها است. یکی از ساده‌ترین سناریوهایی که می‌تواند انتقال فاز ضعیف و ماده‌ی تاریک را توضیح دهد همین سازوکار است. در IDM، دوتایی هیگز دوم، تحت تقارن Z_2، به محتوای ذرات مدل استاندارد اضافه می‌شود. در دومین دوتایی هیگز، سبک ترین ذره خنثی $\mathbf{S}$ پایدار است و بنابراین کاندید مناسبی برای ماده‌ی تاریک است

همانطور که قبلا بیان کردیم، از آنجایی که انتظار داریم ماده‌ی تاریک مورد نظر با فوتون برهمکنش نداشته باشد، لازمه‌ی این فرض این است که کاندیدای مد نظر به عنوان ماده‌ی تاریک از لحاظ الکتریکی خنثی باشد، یعنی بار الکتریکی Q_{EM} برابر با:

$$Q_{EM}=0\rightarrow T_3+\frac{Y}{2}=0 \quad (۱)$$

$$T_3\begin{pmatrix}0\\S\end{pmatrix}=\frac{-1}{2}\rightarrow|Y|=2*\left(\frac{1}{2}\right)=1 \quad (۲)$$

کلی ترین شکل پتانسیلی که می‌توانیم برای مدل بی اثر دوگانه بنوسیم به شکل زیر است{۱}:

$$\begin{aligned}V=&\mu_h^2|H|^2+\lambda_h|H|^4+\mu_Q^2Q^\dagger Q+\\&\lambda_1[(QQ)_1(\bar{Q}\bar{Q})_1]_0+\alpha(H^\dagger H)(Q^\dagger Q)\\&+\beta[(\bar{H}H)_1(\bar{Q}Q)_1]_0+\{\kappa_1[(HH)_1(\bar{Q}\bar{Q})_1]_0+H.c.\}\end{aligned} \quad (۳)$$

که در این رابطه:

$$H=\begin{pmatrix}H^+\\H^0\end{pmatrix}=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}x_1+ix_2\\h+ix_3\end{pmatrix}\&\, Q=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}y_1+iy_2\\S+iR\end{pmatrix} \quad (۴)$$

$$\bar{H}=VH^*=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}h-ix_3\\-x_1+ix_2\end{pmatrix}\&\, \bar{Q}=VQ^*=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}S-iR\\-y_1+iy_2\end{pmatrix} \quad (۵)$$

در رابطه پتانسیل، $\kappa_1\equiv K$ و $\mu_Q,\lambda_1,\alpha,\beta$ نمایشگر پارامترهای آزاد مدل بی اثر دوگانه هستند. h همان میدان هیگز خنثی در مدل استاندارد ذرات بنیادی است که مقدار چشمداشتی خلا آن برابر است با $<h>\equiv v\approx 246$ GeV و x_1، x_2 و x_3 بوزون‌های گلدستون الکتروضعیف هستند. عبارت جرمی برای میدان خنثی اسکالر ماده تاریک S، میدان شبه اسکالر R و میدان اسکالر باردار $Y^{\pm}$ پس از شکست تقارن الکتروضعیف به صورت زیر خواهد بود:

$$\begin{aligned}M_S^2&=\mu_Q^2+(\frac{\alpha}{2}+\frac{\sqrt{3}}{3}K-\frac{\sqrt{3}}{12}\beta)v^2,\\M_R^2&=\mu_Q^2+(\frac{\alpha}{2}-\frac{\sqrt{3}}{3}K-\frac{\sqrt{3}}{12}\beta)v^2,\\M_{Y^\pm}^2&=\mu_Q^2+(\frac{\alpha}{2}+\frac{\sqrt{3}}{12}\beta)v^2\end{aligned} \quad (۶)$$

برای اینکه بتوانیم میدان S را نامزدی از ماده تاریک بدانیم که پایدار است، شرط $M_S<M_R,M_{Y^\pm}$ باید برقرار باشد. براین اساس،

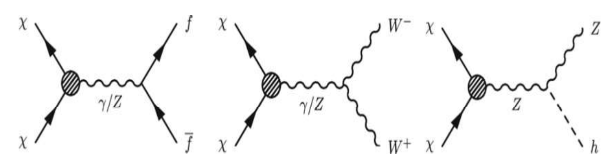
برای برقراری این شرط باید $K<0$ و $\frac{\sqrt{3}}{3}K+\frac{\sqrt{3}}{6}\beta<0$ نیز باید برقرار باشد. حال اگر از نمادگذاری پورتال هیگز استفاده کنیم:

$$\Lambda_1=\frac{\alpha}{2}+\frac{\sqrt{3}}{3}K-\frac{\sqrt{3}}{12}\beta \,\&\, \bar{\Lambda}_1=\frac{\alpha}{2}-\frac{\sqrt{3}}{3}K-\frac{\sqrt{3}}{12}\beta \quad (۷)$$

این ضرایب مرتبط با ضرایب جفت شدگی درجه سه و درجه چهار بین ذره هیگز مدل استاندارد و نامزد ماده تاریک S یا میدان شبه اسکالر R می‌باشد. پارامترهای α و β مشخص کننده عبارت جرمی و توصیف‌گر برهمکنش میان h و میدان اسکالر باردار Y می‌باشند.

$$\begin{aligned}\alpha &= 2\Lambda_1-\frac{1}{2v^2}(3M_S^2-2M_{Y^\pm}^2-M_R^2),\\ \beta &= -\frac{\sqrt{3}}{v^2}(M_S^2+M_R^2-2M_{Y^\pm}^2),\\ K &= \frac{\sqrt{3}}{2v^2}(M_S^2-M_R^2)\end{aligned} \quad (۸)$$

در مجموع، مدل دوتایی بی اثر پنج پارامتر آزاد دارد که شامل $M_S, M_R, M_{Y^\pm}, \lambda_1, \Lambda_1$ می‌باشد. در این مدل برای برازش داده‌ها، بازه‌ی پارامترهای جرمی را *1-1000 GeV* ، پارامتر Λ_1 از *[-1,1]* و λ_1 را *0.1* در نظر گرفتیم.



شکل ۱: نمودارهای فاینمن برای فرآیندهای نابودی ماده تاریک در مرکز کهکشان راه شیری که منجر به تولید سیگنال‌های اضافی قابل توجه می‌شوند.

مطابق چگالی لاگرانژی مدل دوگانه بی اثر که به صورت کامل به آن اشاره شد، پس از شکست خود به خودی تقارن، می‌توانیم انواع متعددی از جفت‌شدگی نامزد ماده تاریک با ذرات دیگر را استخراج کنیم. در شکل ۱، به صورت شماتیک به مثال‌هایی از این فرآیندها که به تولید فوتون‌های اضافه در مرکز کهکشان به واسطه نابودی ماده تاریک χ منجر می‌شوند،اشاره شده است. راس حبابی شکل، اشاره به جفت شدگی غیرمستقیم ماده تاریک با بوزن‌ها به ویژه بووزن هیگز دارد.

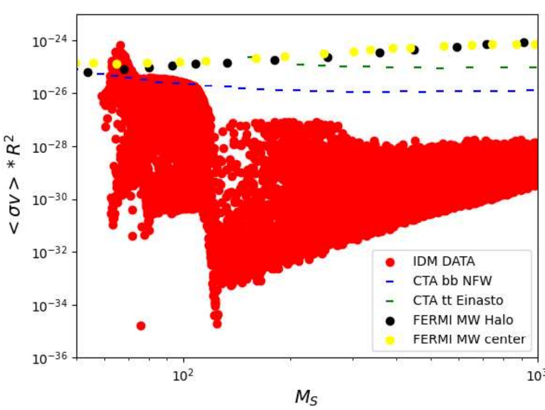
کهکشان‌های کروی کوتوله:

با در نظر گرفتن آمار هاله‌های ماده تاریک و مشاهدات نجومی مرتبط به کهکشان‌های کروی کوتوله در می‌یابیم که مرکز این کهکشان‌ها، کانون تجمع ماده تاریک هستند {۲و۳}. پس برای آزمایش این نظریه باید به دنبال سیگنال‌هایی از ذرات پایدار مدل استاندارد باشیم که بیش‌تر از حد معمول در این مکان قرار دارند. با بررسی این کانون‌ها و طیف فوتون‌های دریافتی از آن‌ها، می توانیم ضرایب مجهول مدل خود را که از قبل برای توصیف ماده تاریک آماده کرده بودیم ، بیابیم. پس از پیدا کردن این ضرایب می‌توانیم به مدلی غنی برای توصیف ذرات ماده تاریک دست یابیم که از برازش داده‌های کهکشان‌های کروی کوتوله به دست آمده است. سپس برای آزمون مدل خود می‌توانیم از دیگر کهکشان‌های کروی کوتوله استفاده کنیم و نتایج تئوری و نظری خود را با هم مقایسه کنیم. نتایج حاصل از آزمایش‌هایی که در طول سال‌های ۲۰۰۷– ۲۰۱۷ انجام شده است {۴}، گویای این است که مدل IDM به درستی می‌تواند توزیع شار فوتون‌های ناشی از نابودی زوج ذره ماده تاریک را توصیف کند.

کهکشان راه شیری:

پس از استخراج داده‌ها از مرکز کهکشان و حذف منابع شناخته شده فوتون از آن‌ها، می‌توانیم مقادیر پیش بینی شده شار فوتون‌ها از مدل IDM را با مقادیر تجربی آن مقایسه کنیم. برای محاسبه شار فوتون پیش بینی شده از مدل IDM از پکیج *MicrOmegas* {۵و۶}استفاده خواهیم کرد. در واقع ابتدا مدل مورد نظر خود را در این پکیج تعریف می‌کنیم و سپس با استفاده از قابلیت‌های موجود در این پکیج ، شار فوتون‌ها و سطح مقطع فرآیندی نابودی زوج را برای مقیاس انرژی مورد نظر خود به دست می‌آوردیم. لازم به ذکر است که در ابتدا داده‌های بسیاری زیادی از فضای پارامتری مدل IDM تهیه کردیم که در هر حالت جرم ماده تاریک ، ضرایب جفت شدگی و دیگر ذرات جدیدی که در دوتایی اولیه به ذره هیگز اضافه شده است ، متفاوت هستند. در واقع تمام حالت‌های مجاز برای توصیف مدل IDM را در نظر می‌گیریم و با مقایسه این حالت‌ها با داده‌های تجربی سعی در یافتن بهترین فضای پارامتری ممکن برای

توصیف ماده تاریک موجود در مرکز کهکشان داریم. در نهایت اگر به درستی بتوانیم فضای پارامتری موجود برای این مدل را تشخیص دهیم به سراغ توصیف ماده تاریک موجود در کل عالم خواهیم رفت. با استفاده از داده‌ها نظری پکیج مورد استفاده و مشاهدات تجربی به دست آمده از سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک به نمودار زیر دست می‌یابیم. در شکل ۲، نقاط قرمز رنگ داده‌های موجود در فضای پارامتری مدل می‌باشند. خط‌های رنگی مربوط به داده‌های تجربی فوتون‌های اضافی در مرکز کهکشان هستند که توسط CTA {۷}جمع آوری شده‌اند و برای دو آمار هاله‌ای مطرح توصیف ماده تاریک رسم شده اند.



شکل ۲ : مقایسه داده‌های نظری مدل دوتایی بی اثر و داده‌های مشاهداتی سطح مقطع فرآیندهای نابودی ماده تاریک در مرکز کهکشان راه شیری

داده‌های زرد و مشکی هم مربوط به فوتون‌های موجود در مرکز کهکشان های کروی کوتوله است که در طول ۱۵ سال و توسط تلسکوپ FERMI {۸}جمع آوری شده است. لازم به ذکر است که این داده‌ها برای فرایندهای مشخصی در نظر گرفته شده‌اند. از مقایسه این داده‌ها که حد بالای سطح مقطع مجاز برای نابودی ماده تاریک هستند، می‌توانیم قسمتی از فضای پارامتری مدل بی اثر دوگانه را حذف کنیم و سپس به سراغ دیگر موارد قابل آزمایش برویم که مربوط به ذره‌های پایدار دیگر مانند نوترینو، پروتون، الکترون و پوزیترون می باشد.

نتیجه‌گیری:

با استفاده از مدل دوتایی بی‌اثر در مرکز کهکشان‌های کروی می توانیم فضای پارامتری موجود در این مدل را محدود و محدودتر کنیم و در نهایت به مدلی دست یابیم که به خوبی می‌تواند وجود سیگنال‌های اضافی در مرکز کهکشان‌ها را توضیح دهد و سهم قابل توجهی از ماده تاریک موجود در جهان را به واسطه این مدل توصیف کنیم. لازم به ذکر است محاسباتی که برای نمونه نقاط مدل بی اثر دوگانه ذکر شده در این مقاله انجام شده است، کاملا متفاوت از تحلیل مدل بی اثر دوگانه‌ای می‌باشد که در مقاله‌های{۴و۹} به آن پرداخته شده است. نمونه‌های مورد بررسی در این مقاله از برازش عام آمار بیزی مدل با در نظر گرفتن قیدهای برخورد دهنده‌ها و جست و جوهای ماده تاریک و نیاز به تغییر فاز الکتروضعیف قوی مرتبه اول که در مقاله{۱} به آن اشاره شده است، به دست آمده‌اند. برای مقایسه، به عنوان مثال نتایجی که در مقاله {۹} ارائه شده است، نیاز به وجود تغییر فاز الکتروضعیف قوی مرتبه اول در نظر گرفته نشده است و به همین دلیل انتظار می‌رود که بازه جرمی به دست آمده در این مقاله و مقاله{۹} یکسان نباشد اما نتایجی که در شکل ۲ ارائه شده است، کلی‌تر بوده زیرا شامل نواحی قابل قبولی می‌شود که در مقاله {۸} به آن اشاره شده است.

مرجع‌ها:

1. Shehu AbdusSalam, Leila Kalhor, and Mohammad Mohammadidoust Eur.Phys.J.C 82 (2022) 10, 892, arXiv:2208.13705
2. Fermi-LAT Collaboration, Phys. Rev. Lett. **115**(23), 231301 (2015).
3. Albert, Andrea, et al. *The Astrophysical Journal* 834.2 (2017): 110. arXiv:1402.0787
4. Eiteneuer, Benedikt, Andreas Goudelis, and Jan Heisig. *The European Physical Journal C* 77 (2017): 1-17. arXiv:1705.01458
5. Belanger, G., F. Boudjema, and A. Pukhov. *arXiv preprint arXiv:1402.0787* (2014).
6. G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, A. Semenov, Comput.Phys.Commun. 185 (2014) 960-985, arXiv:1305.0237
7. Silverwood, Hamish, et al. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2015.03 (2015): 055. ,arXiv:1408.4131
8. Charles, Eric, et al. *Physics Reports* 636 (2016): 1-46. arXiv:1605.02016
9. Cheng-Rui Zhu, Ming-Yang Cui, Zi-Qing Xia, Zhao-Huan Yu, Xiaoyuan Huang, Qiang Yuan, and Yi-Zhong Fan, Phys.Rev.Lett. 129 (2022) 23, 231101, arXiv:2204.03767

تخمین نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$

خداداد، سمیه[۱] ؛ محمدی، بهنام[۲] ؛ لطفی‌زاده، مهدی[۳]

[۱،۲،۳]دانشکده فیزیک دانشگاه ارومیه ، کیلومتر ۵ جاده نازلو ، ارومیه

چکیده

هدف اصلی این مقاله محاسبه نسبت انشعاب دو واپاشی می‌باشد، که نخستین بار توسط LHCb و همکاران در سال ۲۰۲۱ ارائه گردید. اولین واپاشی مورد بررسی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ که در آن مزون‌های خروجی یکی شبه اسکالر و دیگری برداری می‌باشد مقدار تجربی اندازه‌گیری شده برابر 10^{-4} × (۳,۹ ± ۰,۸) است و در این مقاله با استفاده از روش QCD و تقریب (NLO) مقدار محاسبه شده برابر 10^{-4} × (۳,۲۲۸ ± ۰,۵) می‌باشد. دومین واپاشی مورد بررسی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ می‌باشد که نخستین بار توسط Belle و همکاران ارائه گردید مقدار تجربی گزارش شده 10^{-3} × (۸,۰ ± ۱,۱) و مقدار محاسبه شده در این مقاله 10^{-3} × (۷,۲۶۸ ± ۰,۶) می‌باشد در قسمت پایانی مقاله مقدار نسبت انشعاب این دو واپاشی مقدار (۰,۰۴ ± ۰,۰۰۸) گزارش شده که دارای تقریب بسیار نزدیک به مقدار تجربی ارائه شده در گزارش LHCb (۰,۰۴۹ ± ۰,۰۰۶ ± ۰,۰۰۳ ± ۰,۰۰۲) می‌باشد.

واژه های کلیدی: نسبت شاخه‌ای، مزون شبه اسکالر، مزون برداری.

Estimating the branching fraction of the $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$

Khodadad, Somayyeh[1]; Mohammadi, Behnam[2] ; Lotfizadeh, Mehdi[3]

[1,2,3] Department of Physics, University of Urmia, Urmia

Abstract

In this paper we have studied about the branching ratio of the decays that has been reported by the LHCb collaboration for the first time. According to this branching ratio we have investigated two different decays, individually. First decay is related to the $BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^{*+})$. It has a vector meson and a pseudoscalar meson. We calculated the branching fraction of the $BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^{*+})$ by QCD approach and (NLO). Experimental value and our results for this decay are $(3.9 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ and $(3.228 \pm 0.5) \times 10^{-4}$, respectively. The second decay is $BR(B^0 \to D^{*-}D_s^+)$. It has a vector meson and a psuedoscalar meson, too. Where that has been measured for the first time by BeLLe collaboration. The experimental value and our calculation are $(8.0 \pm 1.1) \times 10^{-3}$ and $(7.268 \pm 0.6) \times 10^{-3}$,respectively. In the last part of the article we estimated the value of the branching ratio of the $\frac{BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^{*+})}{BR(B^0 \to D^{*-}D_s^{*+})} = 0.04 \pm 0.008$ and the experimental value of it that reported by LHCb in the 2021 is $0.049 \pm 0.006 \pm 0.003 \pm 0.002$.

***Keywords**: Branching ratio, vector meson, psuedoscalar meson.*

PACS No. 13

مقدمه

مزون B_s^0 دارای دو کوارک s و b می‌باشد. واپاشی‌های ضعیف مزون B_s^0 اطلاعات ارزشمندی برای کشف مدل استاندارد ارائه می‌دهد. همچنین از واپاشی‌های مزون B به دو مزون سنگین D می‌توان برای بررسی عناصر ماتریس CKM استفاده کرد[۱]. هدف اصلی این مقاله بیشتر تاکید بر محاسبه نسبت شاخه‌ای دو واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ و $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ می‌باشد. برای بررسی این نسبت، نسبت شاخه‌ای دو واپاشی $BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+)$ و

$BR(B^0 \to D^{*-}D_s^+)$ از روش فاکتورگیری QCDF برای انجام محاسبات استفاده شده است. اولین مشاهدات مربوط به واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ توسط گروه LHCb گزارش شده[۲] و مقدار تجربی نسبت شاخه‌ای اندازه‌گیری شده برای واپاشی $BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+)$ برابر $^{-4}$۱۰ × (۳٫۹ ± ۰٫۸) می‌باشد[۳] و مقداری که ما در این مقاله محاسبه کرده‌ایم برابر $^{-4}$۱۰ × (۳٫۲۲۸ ± ۰٫۵) می‌باشد. در این واپاشی با توجه به این‌که کوارک تماشاگر وجود ندارد شکل گراف‌های فاینمن با شکل‌های رایج فرق می‌کند و به صورت شکسته می‌باشد، شکل شماره ۱ (a,b). گذار به‌صورت $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{d}$ می‌باشد. باتوجه به شکل شماره ۱ قسمت (a,b) ذره‌ای که به خلا می‌رود براکت ثابت واپاشی به‌صورت $\langle 0 \to D^* \rangle$ و عنصر ماتریس CKM آن V_{cd} می‌باشد. براکت عامل شکل $\langle B_s^0 \to D_s^+ \rangle$ و عنصر ماتریس CKM مربوط به آن V_{cb}^* می‌بلشد.

نخستین اندازه‌گیری‌های مربوط به واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ توسط گروه BaBar و Belle ارائه شد[٤]، که مقدار تجربی آن برابر $^{-3}$ ۱۰ × (۸٫۰ ± ۱٫۱) [۳] و مقدار محاسبه شده در این مقاله $^{-3}$ ۱۰ × (۷٫۲٦۸ ± ۰٫٦) می‌باشد. در این واپاشی با توجه به شکل ۱ قسمت (c,d) گراف‌های فاینمن دارای دو سهم a_1 درختی و a_4پنگوئنی است و گذار از $\bar{b} \to \bar{c}c\bar{s}$ و d به‌عنوان کوارک تماشاگر می‌باشد. عناصر ماتریس CKM آن به‌صورت $V_{cb}V_{cs}^*$ می‌باشد.

واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$

در مدل استاندارد هامیلتونی موثر در مقیاس $\mu = m_b$ به‌صورت زیر محاسبه می‌گردد[۵]،

$$H_{eff} = \frac{G_f}{\sqrt{2}}[V_{cb}V_{cd}^* C_1 Q_1 - V_{tb}V_{td}^* \times(C_4Q_4 + C_{10}Q_{10} + \xi(C_6Q_6 + C_8Q_8))]. \quad (۱)$$

ضرایب $C_1 \ldots C_{10}$ ضرایب موثر ویلسون می‌باشند[۵] که از روش NLO در مقیاس $\mu = m_b$ محاسبه شده و Q_1 اپراتور جریان–جریان می‌باشد که از تبادل بوزون W ناشی می‌شود، $Q_4 \ldots Q_{10}$ اپراتورهای پنگوئنی QCD و الکتروضعیف می‌باشند[۵]. همچنین ضریب ξ به‌عنوان پارامتر فاکتورگیری می‌باشد و در اپراتورهای $Q_5 \ldots Q_8$ ظاهر می‌شود و از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید،

$$\xi = \frac{2m_{D^*}^2}{m_b} \cdot \frac{f_{D_s}}{f_{D^*}} \quad (۲)$$

در نهایت دامنه واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ به شکل زیر در می‌آید،

$$A(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+) = \frac{G_f}{\sqrt{2}}[V_{cb}V_{cd}^* a_1 - V_{tb}V_{td}^* (a_4 + a_{10} + \xi(a_6 + a_8))] \times \langle B_s^0 \to D^{*-} \rangle \langle 0 \to D_s^+ \rangle. \quad (۳)$$

که ضرایب a_n از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$a_n = C_n + \frac{C_{n+1}}{3} \quad (٤)$$

مقدار ماتریس انتقال $\langle B_s^0 \to D_s^+ \rangle$ باتوجه به این‌که ذره موجود در قسمت عامل شکل برداری است از رابطه زیر حاصل می‌شود[٦]:

$$\left\langle B_s^0(p_{B_s}) \to D_s(p_1) \right\rangle = [(p_1 + p_{B_s})_\mu - \frac{m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2}{p_2^2} p_{2\mu}] \times F_1^{B_s^0 \to D_s^+}(m_{D^*}^2) + \frac{m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2}{P_2^2} p_{2\mu} F_0^{B_s^0 \to D_s^+}(m_{D^*}^2). \quad (۵)$$

پارامترهای F_0، F_1 هر دو مربوط به عامل شکل هستند که از رابطه های موجود در [۸،۷] بدست می‌آیند.

ماتریس عناصر مربوط به براکت ثابت واپاشی $\langle 0 \to D^* \rangle$ از رابطه زیر بدست می‌آید[٦]،

$$\left\langle 0 \to D^* \right\rangle = i f_{D^*} m_{D^*} \varepsilon_\mu. \quad (٦)$$

در نهایت از حاصل‌ضرب دو براکت عامل شکل و ثابت واپاشی رابطه مربوط به ماتریس عناصر انتقال دامنه واپاشی موردنظر به‌فرم زیر در می‌آید،

$$\left\langle B_s^0(p_{B_s}) \to D_s(p_1) \right\rangle \left\langle 0 \to \mathrm{D}^* \right\rangle = - f_{D_s} m_{B_s} |p_c| \times F_1^{B_s^0 \to D_s^+}(m_{D^*}^2) \quad (۷)$$

p_c تکانه سه بردار می‌باشد و از رابطه زیر بدست می‌آید،

$$p_c = \sqrt{(p^0)^2 - m_{D_s}^2}, \qquad p^0 = \frac{m_{B_s}^2 + m_{D_s}^2 - m_{D^*}^2}{2m_{B_s}}. \quad (۸)$$

p^0 جزء صفرم چهار بردار انرژی–تکانه می‌باشد. با جای‌گذاری رابطه (۷) در رابطه (۳) دامنه واپاشی کل به صورت زیر بدست می‌آید،

$$A(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+) = -\frac{G_f}{\sqrt{2}} f_{D^*} m_{B_s} \left|p_c\right| [V_{cb}V_{cd}^* a_1 - V_{tb}V_{td}^*(a_4+a_{10}+\xi(a_6+a_8))] F_1^{B_s^0 \to D_s^+}(m_{D^*}^2). \quad (۹)$$

برای بدست آوردن نسبت شاخه‌ای واپاشی مورد نظر از رابطه کلی زیر استفاده می‌شود،

$$\Gamma(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+) \to \frac{|A|^2}{8\pi m_{B_s}^2} p_c,$$

$$Br(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+) = \frac{\Gamma(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+)}{(\Gamma_{\text{tot}})_{B_s^0}}. \quad (۱۰)$$

با جای‌گذاری مقادیر عددی که در جدول شماره ۱ آورده شده‌اند نسبت شاخه‌ای واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ مقدار $^{-۴}$۱۰ × (۰,۵ ±۳,۲۲۸) بدست آمده که با مقدار تجربی ارائه شده $^{-۴}$۱۰ × (۰,۸ ± ۳,۹) دارای تقریب بسیار عالی می‌باشد.

واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$

واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ دقیقا شبیه واپاشی محاسبه شده در قسمت قبل است با این تفاوت که ذرات موجود در ثابت واپاشی و عامل شکل جابجا شده‌اند چون گذارهای دو واپاشی فرق می‌کند، بنابراین ذره‌ای که به خلا می‌رود شبه اسکالر است و ذره‌ای که در عامل شکل است برداری است و این باعث می‌شود روابط (۵) و (٦) فرق کند و به صورت زیر نوشته شوند،

$$\left\langle B^0(p_{B_s}) \to D^{*-}(\varepsilon_{D^*}, p_1)\right\rangle = \frac{2}{m_{B_s}+m_{D^*}} i\,\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varepsilon^{*\nu} p_{B_s}^{\alpha} p_1^{\beta} V^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2)$$
$$-(m_{B_s}+m_{D^*})[(\varepsilon_{D^*}^*)_\mu - \frac{\varepsilon_{D^*}^*.p_2}{p_2^2} p_{2\mu}] A_1^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2)$$
$$+\frac{\varepsilon_{D^*}^*.p_2}{m_{B_s}+m_{D^*}}[(p_{B_s}+p_1)_\mu - \frac{m_{B_s}^2 - m_{D^*}^2}{p_2^2} p_{2\mu}] A_2^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2)$$
$$-(\varepsilon_{D^*}^*.p_2)\frac{2m_{D^*}}{p_2^2} p_{2\mu} A_0^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2). \quad (۱۱)$$

$$\left\langle 0 \to D_s^+\right\rangle = i f_{D_s} p_\mu. \quad (۱۲)$$

با ضرب این دو براکت رابطه زیر بدست می‌آید

$$\left\langle B^0(p_{B_s}) \to D^{*-}(\varepsilon_{D^*}, p_1)\right\rangle\left\langle 0 \to D_s^+\right\rangle = -2 f_{D_s} m_B \times \left|p_c\right| A_0^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2). \quad (۱۳)$$

با جای‌گذاری رابطه بالا در رابطه شماره (۳) دامنه مربوط به واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ به شکل زیر نوشته می‌شود،

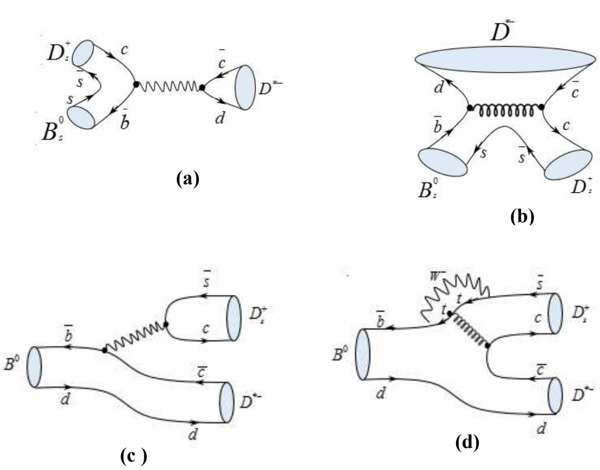
$$A(B^0 \to D^{*-}D_s^+) = -\frac{2G_f}{\sqrt{2}} f_{D_s} m_{B_s} \left|p_c\right| [V_{cb}V_{cs}^* a_1 - V_{tb}V_{ts}^*(a_4+a_{10}+\xi(a_6+a_8))] A_0^{B^0\to D^*}(m_{D_s}^2). \quad (۱۵)$$

با جای‌گذاری رابطه (۱۵) در رابطه (۱۰) نسبت شاخه‌ای واپاشی $BR(B^0 \to D^{*-}D_s^+)$ بصورت زیر و به مقدار $^{-۳}$ ۱۰ × (۰,۸ ± ۷,۲٦۸) بدست می‌آید،

$$Br(B^0 \to D^{*-}D_s^+) = \frac{\Gamma(B^0 \to D^{*-}D_s^+)}{(\Gamma_{\text{tot}})_{B^0}}. \quad (۱٦)$$

اصلی‌ترین قسمت این مقاله محاسبه نسبت انشعاب دو واپاشی $\frac{BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+)}{BR(B^0 \to D^{*-}D_s^+)}$ می‌باشد، که نخستین بار توسط گروه LHCb در سال ۲۰۲۱ به مقدار ۰,۰۰۲±۰,۰۰۳±۰,۰۰٦±۰,۰٤۹ اندازه‌گیری شد، در این مقاله مقدار محاسبه شده بصورت زیر است،

$$\frac{BR(B_s^0 \to D^{*-}D_s^+)}{BR(B^0 \to D^{*-}D_s^+)} = ۰,۰٤ \pm ۰,۰۰۸ \quad (۹)$$



شکل۱ : (a,b) گراف‌های فاینمن مربوط به واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$
(c,d) گراف‌های فاینمن مربوط به واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$

مقادیر عددی

جدول شماره ۱: مقادیر عددی استفاده شده در محاسبات [۱۱][۱۰][۹][۳].

G_f =۱,۱٦٦× ۱۰$^{-۵}$ [۱۰]	a_1 =۱,۰۱۷٦۷
m_{B^0} =۵۲۷۹,٦٦± ۰,۱۲Mev [۳]	a_4 =-۰,۰۲۲۰۰
m_{D^*} =۲۰۱۰,۲٦± ۰,۰۵ Mev [۳]	a_6 =-۰,۰۲۴۶۷
m_{D_s} =۱۹٦۸,۳۵± ۰,۰۷Mev [۳]	a_8 =۰,۰۰۰۳۳

m_c =(۱,۲۷ ± ۰,۰۰۲) Gev [۳]	a_{10} = ۰ , ۰۰۱۹۷
m_s =۹۳,۴$^{+۸,۶}_{-۳,۴}$Mev[۳]	$F_1^{B_s^0 \to D_s^+}$ = ۰ , ۸۴۳
m_b =۴,۱۸$^{+۰,۰۰۳}_{-۰,۰۰۲}$Gev[۳]	$A_0^{B^0 \to D^*}$ =۰,۸۰۹
f_{D^*} =۲۳۰ ± ۳۰Mev [۱۰]	f_{D_s} =۲۴۹ ± ۳Mev [۹]
$(\Gamma_{\text{tot}})_{B^0}$ =۴ , ۳۲ × ۱۰$^{-۱۳}$Gev	$(\Gamma_{\text{tot}})_{B_s^0}$ =۴ , ۳۴ × ۱۰$^{-۱۳}$Gev
V_{ts} = (۳۸ , ۸ ± ۱,۱) × ۱۰$^{-۳}$	V_{cb} = (۴۱ , ۰ ± ۱,۴) × ۱۰$^{-۳}$
V_{tb} =۱ , ۰۱۳ ± ۰,۰۳۰	V_{cd} =۰ , ۲۲۱ ± ۰,۰۰۴
V_{cs} = ۰ , ۹۸۷ ± ۰,۰۱۱	V_{td} =(۸ , ۰ ± ۰,۳) × ۱۰$^{-۳}$

جدول۲: مقادیر تجربی و تئوری واپاشی‌های $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ و $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ در مقیاس $\mu = m_b$.

نوع واپاشی	مقدار تجربی نسبت واپاشی	مقدار تئوری نسبت واپاشی
$B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$	(۳,۹ ± ۰,۸) × ۱۰$^{-۴}$	(۳,۲۲۸ ± ۰,۵) × ۱۰$^{-۴}$
$B^0 \to D^{*-}D_s^+$	(۸,۰ ± ۱,۱) × ۱۰$^{-۳}$	(۷,۲۶۸ ± ۰,۶) × ۱۰$^{-۳}$

نتیجه گیری

در این مقاله دو واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ و $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ مورد بررسی قرار گرفتند. واپاشی $B_s^0 \to D^{*-}D_s^+$ برای اولین بار توسط LHCb و همکاران در سال ۲۰۲۱ مقدار ۱۰$^{-۴}$ × (۳,۹ ± ۰,۸) اندازه‌گیری شد و در این مقاله مقدار ۱۰$^{-۴}$ × (۳,۲۲۸ ± ۰,۵) بدست آمد که تقریب بسیار خوبی با مقدار تجربی داشت. واپاشی $B^0 \to D^{*-}D_s^+$ که نخستین بار توسط گروه BeLLe به مقدار ۱۰$^{-۳}$ × (۸,۰ ± ۱,۱) ارائه شد و مقدار محاسبه شده در این مقاله ۱۰$^{-۳}$ × (۷,۲۶۸ ± ۰,۶) می‌باشد. پس از محاسبه نسبت شاخه‌ای دو واپاشی نسبت انشعاب آن دو که نخستین بار توسط LHCb و همکاران اندازه‌گیری شده بود محاسبه گردید و مقدار ۰,۰۰۸ ± ۰,۰۴ بدست آمد که دارای تقریب بسیار نزدیک به مقدار تجربی دارد.

مرجع‌ها

[۱] LHCb collaboration; "*Observation of the $BR(B_s^0 \to D^{*+}D^{*-})$*"; *JHEP* **07**, 119 (2023) .

[۲] LHCb collaboration; "*Angular analysis of $B^0 \to D^{*-}D_s^{*+}$ with $D_s^{*+} \to D_s^+\gamma$ decay"; Journal of High Energy Physics* **06**, (2021) 177.

[۳] R. L. Workman et al; "*Particle data group*"; *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 083C01 (2022).

[۴] C. S. Kim, R. M. Wang and Y. D. Yang; "*Stydying double charm decays of $B_{u,d}$ and B_s mesons in the MSSM with R-parity violation*"; *Phys. Rev. D* **79** , 055004 (2009).

[۵] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C.T. Sachrajda; "*QCD factorization in $B \to \pi K, \pi\pi$ decays and extraction of wolfenstein parameters*"; *Nucl. Phys. B* **606**, 245-321, (2001).

[۶] A.Ali and C. Groub; "*An analysis of two body non leptonic B decays involving light mesons in the standard model"; Phys. Rev. D* **58**, 094009 (1998).

[۷] D. Melikhov and B. Stech; "*Weak form factors for heavy meson decays: an update*"; *Phys. Rev. D* **62**, 014006 (2000).

[۸] R. N. Faustov and V. O. Galkin; "*Weak decays of B_s mesons to D_s mesons in the relativistic quark model"; Phys. Rev. D* **87**, 034033 (2013).

[۹] C. Aubin, C. Bernard, C. DeTar, M. Di Pierro, E. D. Freeland, Steven Gottlieb, U. M. Heller, J. E. Hetrick, A. X. El-Khadra, A. S. Kronfeld, L. Levkova, P. B. Mackenzie, D. Menscher, F. Maresca, M. Nobes, M. Okamoto, D. Renner, J. Simone, R. Sugar, D. Toussaint, H. D. Trottier; "*Charmed-meson decay constants in three-flavor lattice QCD*"; *Phys. Rev. Lett.* **95**, 122002 (2005).

[۱۰] B. Mohammadi, H. Mehraban; "*Final state interaction effects on the $B^+ \to J/\psi\rho^+$ decay*"; *IJPR* **3**, (2014).

[۱۱] R. L. Workman et al; "*Particle data group*"; *Prog. Theor. Exp. Phys*. 2022 **8**, 083C01 (20201).

مطالعه نظریه تابعی چگالی نسبیتی با تأکید بر مدل جفت شدگی نقطه‌ای

آقایی ، سهراب[۱] ؛ چناقلو، علیرضا[۲]

[۱] دانشکده علوم پایه، دانشگاه فرهنگیان ، تهران، ایران

[۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز، ایران

چکیده

نظریه تابعی چگالی نسبیتی روشی برای مطالعه چگالی الکترونی اتم‌های سنگین که دارای اثرات نسبیتی هستند مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این مقاله با ارائه توضیحاتی در مورد اهمیت نظریه و کاربرد آن در بخش‌های مختلف فیزیک از جمله فیزیک هسته‌ای، مدل جفت شدگی نقطه‌ای نسبیتی را در نظر گرفته و روش محاسبه چگالی تابعی انرژی را شرح داده‌ایم.

واژه های کلیدی: *نظریه تابعی چگالی نسبیتی، مدل جفت شدگی نقطه‌ای، میدان نوکلئون*

Studying the Relativistic Density Functional Theory with Emphasis on the Point-Coupling Model

Aghaei, Sohrab[1]; Chenaghlou, Alireza

[1] *Department of Sciences, Farhangian University, Tehran, Iran*

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

Abstract

The theory of relativistic density functional is a method which is employed for studying the electron density of heavy atoms that exhibit relativistic effects. In this article, we consider the relativistic point-coupling model, providing insights into the significance of the theory and its applications in various branches of physics, including nuclear physics. We present an explanation of the relativistic point-coupling model and describe the method for calculating the energy density functional.

***Keywords**: Relativistic Density Functional Theory, Point-Coupling Model, Nucleon Field*

PACS No. 2, 3, 12

مقدمه

نظریه تابعی چگالی[۱] (DFT) یک روش قدرتمند در فیزیک ذرات و شیمی کوانتومی است که برای بررسی ویژگی‌های الکترونی سیستم‌های مولکولی و جامدات استفاده می‌شود. در DFT، به جای مدل کردن توزیع دقیق الکترون‌ها، از تابعی استفاده می‌شود که به چگالی الکترونی نسبت داده می‌شود. در این نظریه هدف اصلی تعیین اندازه و توزیع چگالی الکترونی است. این تابع چگالی با نمایش مقدار چگالی الکترون در هر نقطه در فضا، به جای توزیع دقیق الکترون‌ها، سعی در تقریب ویژگی‌های الکترونی سیستم دارد. یکی از مهم‌ترین مفاهیم در این نظریه، مفهوم تابعی چگالی انرژی[۲] است. این تابع، انرژی کل سیستم را به چگالی الکترونی مرتبط می‌کند. اصل کار DFT بر مبنای تعیین توزیع چگالی الکترونی است به نحوی که انرژی کل سیستم به چگالی الکترونی وابسته باشد. از مزایای DFT می‌توان به کارایی

[۱] Density Functional Theory (DFT)

[۲] Energy Density Functional

محاسباتی بالا و استفاده از مدل‌های تقریبی مناسب اشاره کرد. با این حال، DFT همچنان مستلزم استفاده از تقریب‌ها و فرضیاتی است و برخی سیستم‌ها، به خصوص در مورد مواد سنگین با عدد اتمی بزرگ، نیاز به روش‌های دقیق‌تر دارد. معمولاً برای مطالعه ساختار الکترونی مواد چگال، یا سیستم‌هایی با اجزای سنگین و همچنین فیزیک هسته‌ای از نظریه تابعی چگالی نسبیتی[۱] استفاده می شود. در این حالتها، اثرات نسبیتی (نظیر افزایش سرعت و جرم الکترون‌ها) به شدت ممکن است تأثیر گذار باشند [۱–۷]. محاسبات RDFT نسبت به محاسبات DFT معمولی پیچیده‌تر هستند، زیرا نیاز به در نظر گرفتن اثرات نسبیتی اضافی دارند. استفاده از روش‌های عددی پیشرفته و محاسبات با دقت بالا معمولاً در این زمینه‌ها اساسی است [۸]. همچنین، نیاز به استفاده از سرورها و رایانه‌های قوی نیز ممکن است وجود داشته باشد.

کاربرد نظریه تابعی چگالی نسبیتی در فیزیک هسته‌ای و نحوه انجام محاسبات

نظریه تابعی چگالی نسبیتی که نظریه تابعی چگالی هم‌وردا[۲] نیز گفته می‌شود، در فیزیک هسته‌ای برای مطالعه ساختار و ویژگی‌های هسته‌ها به کار می‌رود. این نظریه به دلیل در نظر گرفتن اثرات نسبیتی در هسته‌ها اهمیت دارد. نظریه RDFT می‌تواند در مطالعه پدیده‌هایی که مستلزم در نظر گرفتن اثرات نسبیتی هستند، مانند اسپین و جابجایی لورنتس مؤثر باشد. همچنین از این نظریه در تحلیل واکنش‌های هسته‌ای می‌توان کمک گرفت. تحقیقات RDFT در حوزه فیزیک هسته‌ای به دلیل دقت بیشتری که این روش با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی ارائه می‌دهد، به ویژه در حوزه هسته‌های سنگین و در شرایطی که سرعت‌های الکترون‌های اطراف هسته بسیار نزدیک به سرعت نور باشد، مورد توجه زیادی قرار گرفته است. به عنوان مثال فرض کنید که می‌خواهیم اندازه یک هسته سنگین مانند اورانیوم–۲۳۵ را بررسی کنید. در این حالت، اثرات نسبیتی می‌توانند تأثیر گذار باشند. با استفاده از این نظریه می‌توان محاسبات دقیق‌تری در پیش‌بینی اندازه هسته و خصوصیات آن داشته باشیم. به عبارت دیگر، RDFT به ما این امکان را می‌دهد که با در نظر گرفتن پارامترهای نسبیتی در محاسبات، به توصیف دقیق‌تر و کامل‌تری از ویژگی‌های هسته‌های سنگین بپردازیم.

برای انجام محاسبات RDFT، ابتدا باید یک مدل تابعی چگالی نسبیتی مناسب را انتخاب می‌کنیم. این مدل تابعی چگالی نسبیتی شامل اثرات نسبیتی و یا تصحیح‌های دیگری برای ذرات مورد مطالعه در سیستم است. معادلات حاکم بر دینامیک ذرات با اثرات نسبیتی را که شامل هامیلتونی نسبیتی است، بدست می‌آوریم. لازم به ذکر است که معمولاً این هامیلتونی شامل جملات اصلاحی نسبت به هامیلتونی غیرنسبیتی معمولی است. با داشتن معادلات حاکم، توابع موج نسبیتی و انرژی‌های مرتبط با آنها را محاسبه می‌کنیم. از توابع موج به دست آمده برای محاسبه تابع چگالی نسبیتی استفاده می‌شود. تابع چگالی نسبیتی مشخص می‌کند که در هر نقطه از فضا، چگالی احتمال وجود ذرات چقدر است. با توابع چگالی و انرژی‌های به دست آمده، می‌توان خصوصیات فیزیکی مانند انرژی‌های حالت اولیه، ساختار توضیع ذرات و سایر ویژگی‌های سیستم را محاسبه کرد.

همانگونه که گفته شد، اولین مرحله در انجام محاسبات RDFT، در نظر گرفتن یک مدل تابعی چگالی نسبیتی است. یکی از مهمترین مدل‌ها، مدل جفت شدگی نقطه‌ای نسبیتی[۳] است که در فیزیک هسته‌ای برای توصیف تعاملات هسته‌ای به کار می‌رود که یکی از مدل‌های پیچیده و دقیق در این حوزه است. در مدل جفت شدگی نقطه‌ای نسبیتی، برهم کنش های هسته‌ای با استفاده از اصول تقارن و تبدیل‌های لورنتسی توصیف می‌شوند. این مدل از توابع موج نقطه‌ای برای الکترون‌ها و پروتون‌ها استفاده می‌کند. به عبارت دیگر، به جای توابع موج پیوسته، از توابع موجی که تنها در یک نقطه فضا غیرصفرند، استفاده می‌شود. در ادامه به صورت خلاصه به مطالعه و فرمولبندی این مدل می‌پردازیم [۹].

[۱] Relativistic Density Functional Theory (RDFT)

[۲] Covariant Density Functional Theory

[۳] Relativistic point coupling model

فرمول‌بندی مدل جفت شدگی نقطه‌ای نسبیتی

دومین مرحله در انجام محاسبات مربوط به RDFT بدست آوردن معادلات حاکم بر دینامیک ذرات است که در نهایت باید هامیلتونی نسبیتی مربوطه محاسبه گردد. برای این منظور ابتدا چگالی لاگرانژین را به صورت حاصلجمع چهار لاگرانژین در نظر می‌گیریم:

$$\mathcal{L}=\mathcal{L}^{\text{free}}+\mathcal{L}^{4\text{f}}+\mathcal{L}^{\text{der}}+\mathcal{L}^{\text{em}} \qquad (۱)$$

که در آن جمله $\mathcal{L}^{\text{free}}$ لاگرانژین مربوط به نوکلئون آزاد است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathcal{L}^{\text{free}}=\bar{\psi}\left(i\gamma_\mu\partial^\mu-M\right)\psi \qquad (۲)$$

در رابطه فوق M جرم نوکلئون، $\gamma_\mu=\left(\beta,\beta\alpha_i\right)$ ماتریس های دیراک و ψ میدان نوکلئون است. $\mathcal{L}^{4\text{f}}$ مربوط به چهار–فرمیون جفت شده نقطه ای[۱]است که به صورت زیر داده می‌شود:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{4\text{f}}=&-\frac{1}{2}\alpha_S\left(\bar{\psi}\psi\right)\left(\bar{\psi}\psi\right)-\frac{1}{2}\alpha_{tS}\left(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi\right)\\&-\frac{1}{2}\alpha_V\left(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)-\frac{1}{2}\alpha_{tV}\left(\bar{\psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\psi\right)\\&-\frac{1}{2}\alpha_T\left(\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi\right)\left(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi\right)-\frac{1}{2}\alpha_{tT}\left(\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\vec{\tau}\psi\right)\\&-\frac{1}{2}\alpha_{PS}\left(\bar{\psi}\gamma_5\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\psi\right)-\frac{1}{2}\alpha_{tPS}\left(\bar{\psi}\gamma_5\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\vec{\tau}\psi\right)\\&-\frac{1}{2}\alpha_{PV}\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\psi\right)-\frac{1}{2}\alpha_{tPS}\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\vec{\tau}\psi\right)\end{aligned} \qquad (۳)$$

αها ثابت‌های جفت شدگی می باشند که اندیس‌های S، V، T، PS و PV به ترتیب نشان‌دهنده اسکالر، بردار، تانسور، شبه اسکالر و شبه بردار هستند همچنین اندیس t به کانال‌های شبه برداری متناظر اشاره دارد. به جمله سوم $\mathcal{L}^{\text{der}}$ جمله مشتق[۲]گفته می‌شود که عبارت است از

$$\mathcal{L}^{\text{der}}=-\frac{1}{2}\delta_S\partial_\mu\left(\bar{\psi}\psi\right)\partial^\mu\left(\bar{\psi}\psi\right), \qquad (٤)$$

و فقط در کانال اسکالر–شبه اسکالر در نظر گرفته شده است. جمله چهارم نیز مربوط به اندرکنش الکترومغناطیسی است

$$\mathcal{L}^{\text{em}}=-e\frac{1-\tau_3}{2}\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \qquad (۵)$$

A_μ چهار بردار پتانسیل و $F_{\mu\nu}$ تانسور میدان الکترومغناطیسی است. برای سیستم هسته‌ای داده شده در لاگرانژین (۱)، عملگر هامیلتونی با استفاده از تبدیلات لژاندر بدست می‌آید که شامل چهار بخش زیر می‌باشد

$$H=H_{free}+H_{4f}+H_{der}+H_{em} \qquad (٦)$$

که پس از انجام محاسبات مربوطه، هر کدام از بخش‌ها به صورت زیر بدست می‌آیند. هامیلتونی مربوط به نوکلئون آزاد عبارت است از:

$$H_{free}=\int d^3\mathbf{r}\,\bar{\psi}\left(-i\gamma.\nabla+M\right)\psi \qquad (٧)$$

هامیلتونی مربوط به چهار–فرمیون جفت شده نقطه ای عبارت است از:

$$\begin{aligned}H_{4f}=\frac{1}{2}\int d^3\mathbf{r}[&\alpha_1\left(\bar{\psi}\psi\right)\left(\bar{\psi}\psi\right)+\alpha_2\left(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\vec{\tau}\psi\right)\\&+\alpha_3\left(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\right)+\alpha_4\left(\bar{\psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma^\mu\vec{\tau}\psi\right)\\&+\alpha_5\left(\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi\right)\left(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi\right)+\alpha_6\left(\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\vec{\tau}\psi\right)\\&+\alpha_7\left(\bar{\psi}\gamma_5\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\psi\right)++\alpha_8\left(\bar{\psi}\gamma_5\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\vec{\tau}\psi\right)\\&+\alpha_9\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\psi\right)++\alpha_{10}\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\vec{\tau}\psi\right)\left(\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\vec{\tau}\psi\right)\end{aligned} \qquad (٨)$$

برای محاسبه هامیلتونی فوق از تبدیلات فیرز[۳] استفاده شده است [۱۰ و ۱۱] و ضرایب برحسب ماتریس تبدیلات فیرز Λ به صورت زیر داده می‌شود:

$$\alpha_i=\sum_i C_{ij}\alpha_j, \qquad (٩)$$

که در آن C_{ij} عناصر ماتریس زیر هستند:

$$C=1-\Lambda^T=\begin{pmatrix}14&-6&-8&-24&-24&-72&-2&-6&8&24\\-2&18&-8&8&-24&24&-2&2&8&-8\\-2&-6&20&12&0&0&2&6&4&12\\-2&2&4&12&0&0&2&-2&4&-4\\-1&-3&0&0&20&12&-1&-3&0&0\\-1&1&0&0&4&12&-1&1&0&0\\-2&-6&8&24&-24&-72&12&-6&-8&-24\\-2&2&8&-8&-24&24&-2&18&-8&8\\2&6&4&12&0&0&-2&-6&20&12\\2&-2&4&-4&0&0&-2&2&4&12\end{pmatrix} \qquad (۱۰)$$

[۱] Four-fermion point coupling

[۲] Derivative term

[۳] Fierz transformation

هامیلتونی مربوط به جمله مشتق و اندرکنش الکترومغناطیسی به ترتیب به صورت زیر بدست می‌آیند:

$$
\begin{aligned}
H_{der} &= -\frac{1}{2}\int d^3\mathbf{r}\,\delta_S \nabla(\bar{\psi}\psi)\nabla(\bar{\psi}\psi) \\
H_{em} &= \frac{e^2}{8\pi}\iint d^3\mathbf{r}\,d^3\mathbf{r}'[\bar{\psi}(\mathbf{r})\gamma_\mu \frac{1-\tau_3}{2}\psi(\mathbf{r})]\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \\
&[\bar{\psi}(\mathbf{r}')\gamma_\mu \frac{1-\tau_3}{2}\psi(\mathbf{r}')]
\end{aligned}
\qquad (۱۱)
$$

اینک با در دست داشتن هامیلتونی کل سیستم، توابع موج نسبیتی و انرژی‌های مرتبط با آنها را می‌توانیم محاسبه می‌کنیم. برای این منظور، میدان نوکلئون ψ را برحسب عملگرهای خلق و فنای $\{c_\alpha, c_\alpha^+\}$ که توسط مجموعه‌ای کامل از اسپینورهای دیراک تعریف می‌شوند، بسط می‌دهیم:

$$\psi = \sum_\alpha \varphi_\alpha c_\alpha, \qquad \psi^+ = \sum_\alpha \varphi_\alpha^+ c_\alpha^+ \qquad (۱۲)$$

همچنین حالت پایه تابع موج $<\varphi_0|$ را با استفاده از دترمینان اسلاتر[۱] به صورت تقریبی زیر در نظر می‌گیریم:

$$|\varphi_0>= \prod_{\alpha=1}^{A} c_\alpha^+ |-> \qquad (۱۳)$$

که در آن A تعداد نوکلئونهایی است که در سیستم در نظر گرفته‌ایم. چگالی انرژی تابعی سیستم مقدار چشم داشتی هامیلتونی در حالت پایه دترمینان اسلاتر است:

$$E =< \varphi_0 | H | \varphi_0 > \qquad (۱٤)$$

لازم به ذکر است که در هسته‌هایی که دارای اسپین نصف صحیح هستند باید انرژی جفت شدگی را نیز در نظر بگیریم.

نتیجه گیری

در این مقاله، به معرفی نظریه تابعی چگالی (DFT) و نظریه تابعی چگالی نسبیتی (RDFT) به عنوان روشی قدرتمند در فیزیک ذرات و شیمی کوانتومی پرداخته شد. این نظریه ها، با جایگزینی توزیع دقیق الکترون‌ها با یک تابع چگالی الکترونی، به بررسی ویژگی‌های الکترونی سیستم‌های مولکولی و جامدات می‌پردازند. هدف اصلی این نظریه‌ها تعیین اندازه و توزیع چگالی الکترونی است و یکی از مفاهیم کلیدی آن تابع انرژی چگالی است که ارتباط میان انرژی کل سیستم و چگالی الکترونی را برقرار می‌کند. همچنین کاربرد نظریه تابعی چگالی نسبیتی در فیزیک هسته‌ای مورد بررسی قرار گرفت. این نظریه با در نظر گرفتن اثرات نسبیتی، به تحلیل ساختار و ویژگی‌های هسته‌ها می‌پردازد. معمولاً در مطالعه هسته‌های سنگین و در شرایطی که سرعت الکترون‌ها نزدیک به سرعت نور باشد، این نظریه به دلیل دقت بیشتر خود با استفاده از تقریب‌ها و روش‌های پیشرفته مورد توجه قرار می‌گیرد. لازم به ذکر است که با توجه به مطالعاتی که اخیرا در مقاله [۱۲] صورت گرفته است، محاسبه دقیق‌تر تبادل انرژی بین‌هسته‌ای را ممکن می‌سازد. در نهایت با بررسی مدل جفت شدگی نقطه ای نسبیتی، نحوه محاسبه چگالی تابعی انرژی نشان داده شد.

مرجع‌ها

[۱] Casida, Mark E. "Time-dependent density functional response theory for molecules." Recent Advances In Density Functional Method (Part I). 1995. 155-192.

[۲] Bast, Radovan, et al. "Static and Frequency-Dependent Dipole–Dipole Polarizabilities of All Closed-Shell Atoms up to Radium: A Four-Component Relativistic DFT Study." ChemPhysChem 9.3 (2008): 445-453.

[۳] Hohenberg, Pierre, and Walter Kohn. "Inhomogeneous electron gas." Physical review 136.3B (1964): B864.

[٤] Rehn, Daniel Adam, et al. Relativistic density functional theory in the full potential linear muffin tin orbital method. No. LA-UR-19-32606. Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 2020.

[٥] Tian, Yuan, Zhong-yu Ma, and P. Ring. "A finite range pairing force for density functional theory in superfluid nuclei." Physics Letters B 676.1-3 (2009): 44-50.

[٦] Kullie, Ossama. "Relativistic time-dependent density functional theory and excited states calculations for the zinc dimer." Journal of Atomic and Molecular Physics 2012 (2012).

[٧] Saue, Trond, and Trygve Helgaker. "Four-component relativistic Kohn–Sham theory." Journal of computational chemistry 23.8 (2002): 814-823.

[٨] Aghaei, Sohrab, Alireza Chenaghlou, and Niloofar Azadi. "Dirac equation in relativistic density functional theory and mapped Fourier grid method." *Modern Physics Letters B* (2023): 2350087.

[٩] Zhao, Qiang, et al. "Covariant density functional theory with localized exchange terms." *Physical Review C* 106.3 (2022): 034315.

[۱۰] Greiner, Walter, et al. "Unified Gauge Theories." *Gauge Theory of Weak Interactions* (2009): 305-388.

[۱۱] Sulaksono, A., et al. "Mapping exchange in relativistic Hartree–Fock." *Annals of Physics* 306.1 (2003): 36-57.

[۱۲] Zhao, Qiang, et al. "Accurate relativistic density functional for exchange energy of atomic nuclei." *Physics Letters B* 841 (2023): 137913.

---

[۱] Slater determinant

محاسبه ثابت پیوندی با استفاده از متغیر شکل رویداد

خاکشور، هانیه[1]؛ صالح‌مقدم، ریحانه[1] ؛ زمردیان، محمد ابراهیم[1]

[1]دانشکده فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد، میدان آزادی، ۱۴۳۶-۹۱۷۷۵ ، مشهد

چکیده

در این مقاله با استفاده از داده‌های شبیه‌سازی‌شده مونت‌کارلو در برهمکنش‌های الکترون-پروتون و پروتون-پروتون به محاسبه مقدار ثابت پیوندی می‌پردازیم. بدین منظور، در ابتدا با استفاده فراوانی پارامتر C در انرژی‌های مرکز جرم مختلف، مقدار میانگین این پارامتر محاسبه می‌شود. سپس با برازش روابط موجود در مدل پراکندگی روی نمودار توزیع میانگین متغیر شکل رویداد C برحسب انرژی مرکز جرم، مقدار ثابت پیوندی بدست می‌آید. با مقایسه نتایج حاصل مشاهده می‌شود که بین این مقادیر در دو برهمکنش و همچنین با مقادیر پیش‌بینی‌شده در نظریه‌ی دینامیک کوانتومی رنگ سازگاری وجود دارد. جزئیات بیشتر در مورد این تحقیقات در متن مقاله به‌طور کامل توضیح داده شده است.

Calculation of coupling constant using the event shape variable

Khajshoor, Hanieh[1]; Saleh Moghaddam, Reihaneh[1]; Zomorrodian, Mohammad Ebrahim[1]

[1]Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, 91775-1436, Mashhad, Iran

Abstract

In this article, we calculate the value of the coupling constant using Monte Carlo simulation data in electron-proton and proton-proton interactions. For this purpose, at first, using the multiplicity of C parameter in different center of mass energies, the average value of this parameter is calculated. Then, we obtained the value of the coupling constant, by fitting the relationships in the Dispersion model on the average distribution diagram of the event shape variable C in terms of the energy of the center of mass. By comparing our results, it can be observed that there is consistency between these values in two interactions and also with the predicted values in the QCD. More details about this research are fully explained in the text of the article.

PACS No. 12.38.t; 13.66. Bc; 13.30. Eg

مقدمه

امروزه بررسی روی داده‌های بدست آمده از برهمکنش‌های الکترون-پروتون و پروتون-پروتون، به دلیل وجود ساختار داخلی پروتون، بسیار مورد توجه قرار دارد. بدین منظور، در این مقاله نیز آشکارسازی هادرون‌ها در این برهمکنش‌ها و محاسبه مقدار ثابت پیوندی (α_s) در ناحیه اختلالی را مورد بررسی قرار می‌دهیم [۱]. برای دستیابی به این هدف، از یکی از انواع متغیرهای شکل رویداد بهره می‌گیریم که در بخش بعد توضیحات کامل در مورد آن (پارامتر C) ارائه می‌گردد.

به‌منظور محاسبه ثابت پیوندی نیز از روابط موجود در مدل پراکندگی که شامل ناحیه اختلالی است و همچنین از رویدادهای شبیه‌سازی‌شده مونت‌کارلو (PYTHIA) در دو نوع برهمکنش الکترون-پروتون و پروتون-پروتون استفاده می‌شود.

متغیر شکل رویداد

یکی از انواع متغیرهای شکل رویداد، پارامتر-C است. این متغیرها، حالت‌های فیزیکی ذرّات تولید شده در برهمکنش‌ها را توصیف می‌کنند، لذا می‌توان در بررسی آشکارسازی ذرات از آن‌ها

استفاده نمود. پارامتر–C با استفاده ازویژه مقادیر λ_i تانسور خطی تکانه θ_{jk} بدست می‌آید [۲] که با بهنجار نمودن ویژه‌مقادیر تکانه $\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3=1$ و جمع‌بندی روی تمام حالت‌های نهایی ذرات، پارامتر–C تعریف می‌شود.

تانسور تکانه با رابطه

$$\theta_{jk}=\frac{1}{\sum_i |P^i|}\sum_i \frac{P^i_j P^i_k}{|P^i|} \qquad (۱)$$

تعیین می‌گردد که در آن، P^i مولفه iام تکانه ذره در چارچوب مرکزجرم است.

رابطه زیر، نحوه محاسبه پارامتر–C را مشخص می‌کند:

$$C = 3(\lambda_1\lambda_2+\lambda_2\lambda_3+\lambda_3\lambda_1) \qquad (۲)$$

با توجه به آنکه بین ویژه‌مقادیر تانسور تکانه، رابطه

$$0\le\lambda_3\le\lambda_2\le\lambda_1\le 1 \qquad (۳)$$

وجود دارد، مقدار C در محدوده $0\le C\le 1$ تغییر می‌کند.

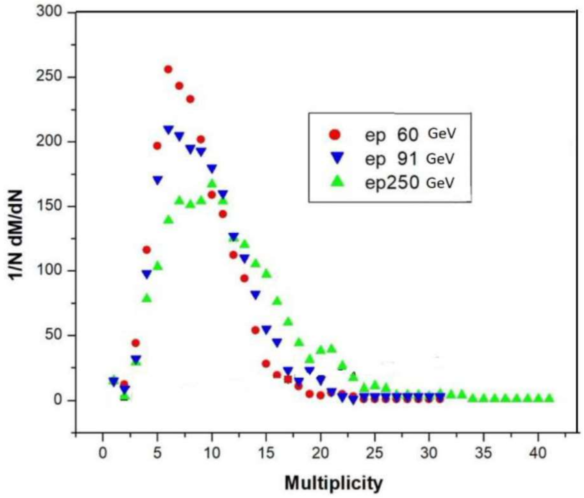
در یک رویداد دو جتی ایده‌آل C=0 است، در حالی‌که C=1 یک رویداد کروی را نشان می‌دهد. از طرف دیگر برای رویدادهای همسطح مقدار C در محدوده

$$0\le C\le 3/4 \qquad (٤)$$

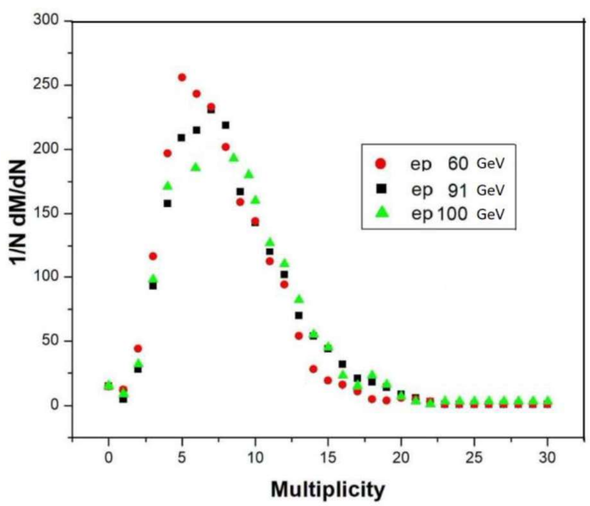
قرار می‌گیرد.

چندگانگی در انرژی‌های مختلف

همانطور که در مقدمه ذکر شد، در این مقاله از داده‌های شبیه–سازی مونت‌کارلو استفاده می‌کنیم. به‌منظور راستی آزمایی این داده‌ها، ابتدا نمودار چندگانگی تعداد ذرات باردار را در دو برهمکنش الکترون–پرتون (شکل۱) و برهمکنش پروتون–پروتون (شکل۲) رسم نمودیم. در این نمودارها مشخص است که با افزایش انرژی قله منحنی چندگانگی پایین‌تر قرار می‌گیرد، اما نمودار پهن‌تر می‌شود. این ویژگی که نشان‌دهنده ثابت ماندن فراوانی در انرژی‌های مختلف است، تاییدکننده درستی داده‌های شبیه‌سازی است.

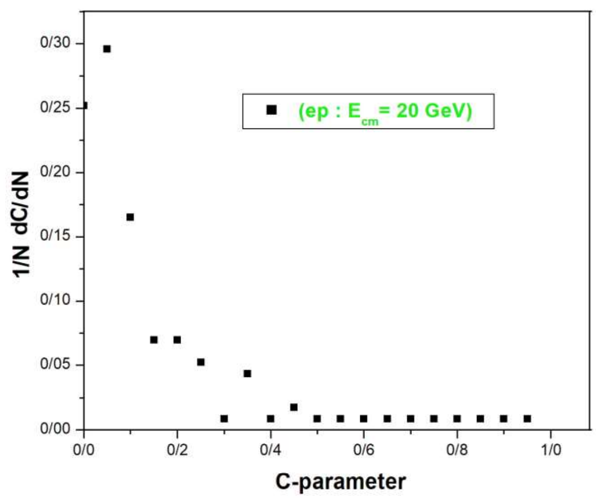


شکل۱ : توزیع چندگانگی تعداد ذرات باردار برهمکنش الکترون–پروتون در انرژی‌های مرکز جرم مختلف.



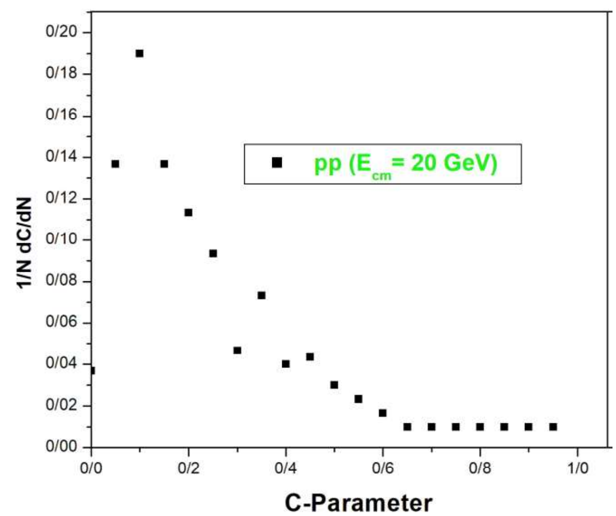
شکل۲ : توزیع چندگانگی تعداد ذرات باردار برهمکنش پروتون–پروتون در انرژی‌های مرکز جرم مختلف.

سپس چندگانگی رویدادها در انرژی‌های مرکز جرم متفاوت را برای پارامتر–C مورد بررسی قرار دادیم. از شکل۳ که برای انرژی مرکز جرم ۲۰GeV مشخص است که چندگانگی این متغیر در برهمکنش الکترون–پروتون دارای روندی نزولی است.



شکل۳ : توزیع چندگانگی پارامتر-C برهمکنش الکترون-پروتون.

این روند نزولی در انرژی ۲۰GeV برهمکنش پروتون-پروتون نیز مشاهده می‌گردد (شکل٤).



شکل٤ : توزیع چندگانگی پارامتر-C برهمکنش پروتون-پروتون.

هادرونی‌شدن برهمکنش‌ها

پروتون، هادرون (فرمیونی) است که از ترکیب سه کوارک uud تشکیل شده است. بنابراین در برهمکنش‌های الکترون-پروتون و پروتون-پروتون، پس از برهمکنش قابلیت هادرونی‌شدن وجود دارد. ناحیه‌ای که در آن ذرات پس از واپاشی با یکدیگر ترکیب و هادرون‌ها را تشکیل می‌دهند، ناحیه اختلالی می‌نامند. در اینجا هدف محاسبه ثابت پیوندی در رئوس این پیوند این هادرون‌ها است. این مقدار با استفاده از میانگین متغیرهای شکل رویداد (y) از جمله پارامتر C قابل محاسبه است [۳].

$$\langle y\rangle = \int y\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dy}\,dy \qquad (۵)$$

این مقدار میانگین از رابطه٦ قابل بررسی است:

$$\langle y\rangle = \bar{A}_y\left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right) + \left(\bar{B}_y + \bar{A}_y\beta_0\log\left(\frac{\mu^2}{E_{cm}{}^2}\right)\right)\left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 \qquad (٦)$$

در این رابطه، برای پارامتر-C خواهیم داشت:

$$\bar{A}_y = 8.6374 \qquad (۷)$$

$$\bar{B}_y = 172.778 - \left(\frac{3}{2}\right)C_F\,(8.6374) \qquad (۸)$$

$$Q/2 \le \mu \le 2Q \qquad (۹)$$

$$\beta_0 = (33 - 2N_F)/12\pi \qquad (۱۰)$$

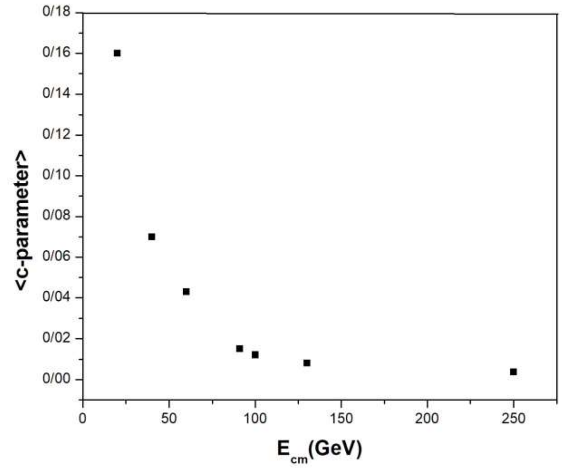
$$C_F = \frac{N^2-1}{2N} = \frac{4}{3} \qquad (۱۱)$$

که در این روابط N تعداد رنگ‌های کوارک و N_F طعم‌های کوارک در نظر گرفته شده است.

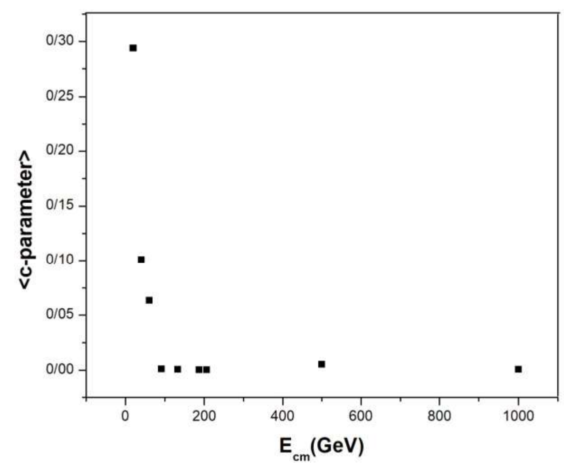
با توجه به رابطه٦، می‌توان با استفاده از برازش این رابطه روی نمودار میانگین پارامتر-C برحسب انرژی مرکز جرم، مقدار ثابت پیوندی (α_s) را بدست آورد.

نتایج فیزیکی

به‌منظور یافتن مقدار ثابت پیوندی، ابتدا مقدار میانگین پارامتر-C را در هر انرژی مرکز جرم بدست آورده‌ایم و سپس نمودار این داده‌ها را برحسب انرژی مرکز ترسیم نمودیم. از این نمودارها که برای هر دو نوع برهمکنش (شکل۵ و شکل٦) رسم شده‌اند، مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی، میانگین مقدار این پارامتر کاهش پیدا می‌کند.



شکل۵ : توزیع میانگین پارامتر–C در برهمکنش الکترون–پروتون برحسب انرژی مرکز جرم.



شکل٦ : توزیع میانگین پارامتر–C در برهمکنش پروتون–پروتون برحسب انرژی مرکز جرم.

همگی این نمودارها را با استفاده از نرم‌افزار ORIGIN رسم کرده‌ایم. از قسمت آنالیز این نرم‌افزار نیز برای برازش رابطه٦ روی توزیع میانگین سطح مقطع پارامتر–C استفاده می‌کنیم. این معادله غیرخطی را در قسمت آنالیز ثبت نموده و با تعیین $\langle C - Parameter\rangle$ برای محور قائم (محورy) و E_{cm} برای محور افقی (محورx) برازش روی نمودار را انجام می‌دهیم.

با برازش انجام شده روی نمودارهای هر دو نوع برهمکنش مقدار ثابت پیوندی ($\alpha_s(M_{Z^0})$) همراه با خطای سیستماتیک آن بدست می‌آید. این مقادیر در جدول۱ قرار داده شده‌اند.

جدول۱ : مقادیر ثابت پیوندی بدست آمده از برازش روابط روی نمودار

برهمکنش	$\alpha_s(M_{Z^0})$
ep	0.1153±0.0005
pp	0.1215±0.0042

با مشاهده این مقادیر می‌توان نتیجه گرفت که مقادیر ثابت پیوندی در ناحیه اختلالی (هادرونی‌شدن) از محدوده ۰.۱ می‌باشند. این مقادیر با یکدیگر و با مقدار پیش‌بینی‌شده در نظریه دینامیک کوانتومی رنگ [٤] نیز همخوانی دارند.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، به بررسی و محاسبه مقدار یکی از کمیت‌های اساسی در دینامیک کوانتومی رنگ، یعنی ثابت پیوندی در ناحیه اختلالی رویدادهای هادرونی واپاشی شده از برهمکنش‌های الکترون–پروتون و پروتون–پروتون می‌پردازیم. ابتدا چندگانگی متغیر شکل رویداد مورد بررسی (پارامتر–C) را برای رویدادهای سه‌جتی (شامل جت‌های کوارک، پادکوارک و گلوئون) مورد مطالعه قرار دادیم. سپس با برازش روابط موجود در مدل هادرونی با نمودار توزیع میانگین پارامتر–C برحسب انرژی مرکز جرم، مقدار ثابت پیوندی را در هر دو برهمکنش بدست آوردیم.

با بررسی نتایج مشاهده می‌گردد که مقدار ثابت پیوندی در ناحیه اختلالی از مرتبه ۰.۱ است که با مقدار پیش‌بینی نظریه *QCD* نیز سازگار است.

مرجع‌ها

[۱] C. Pahl, S. Bethke, O. Biebel, S. Kluth, J. Schieck; "*Eur. Phys. J.C*"; **64** (2009) 533-547.

[۲] R. Saleh Moghaddam and M. E. Zomorrodian; "*Pramana Journal of physics*"; **88** (2017) 5.

[۳] R. Saleh Moghaddan and M. E. Zomorrodian; "*Can. J. Phys*"; **98** (2020) 900.

[۴] Particle Data Group; "*Chinese Phys C*", **38** (2014) 090001.