به نام خداوند بخشنده

مهربان

بسمه تعالی

دانشگاه تربیت مدرس
دانشکده علوم پایه

تاییدیه اعضای هیات داوران حاضر در جلسه دفاع از رساله دکتری

آقای /خانم **یحیی یونسی زاده** رساله واحدی خود را باعنوان: « **بررسی تابع پاسخ ساختار سیستم های چند فرمیونی در تقریب ضربه ای** »در تاریخ **۹۰/۸/۲۲** ارائه کردند.اعضای هیات داوران نسخه نهایی این رساله را از نظر فرم و محتوا تایید کرده است و پذیرش آنرا برای تکمیل درجه دکتری پیشنهاد می کند.

اعضای هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	رتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنما	آقای دکتر مجید مدرس	استاد	
۲-استاد ناظر داخلی	آقای دکتر شاهرخ پرویزی	استادیار	
۳- استاد ناظر داخلی	آقای دکترعلی ایمانپور	دانشیار	
٤- استاد ناظر خارجی	آقای دکترحسام الدین ارفعی	استاد	حسام الدین
٥- استاد ناظر خارجی	آقای دکتر فریبرز آرش فیروز	استاد	
٦- نماینده تحصیلات تکمیلی	آقای دکتر رضا عباسپور	استادیار	

آیین‌نامه حق مالکیت مادي و معنوي در مورد نتايج پژوهشهاي علمي دانشگاه تربيت مدرس

مقدمه: با عنایت به سیاست‌های پژوهشی و فناوری دانشگاه در راستای تحقق عدالت و کرامت انسانها که لازمه شکوفایی علمی و فنی است و رعایت حقوق مادی و معنوی دانشگاه و پژوهشگران، لازم است اعضای هیأت علمی، دانشجویان، دانش‌آموختگان و دیگر همکاران طرح، در مورد نتایج پژوهشهای علمی که تحت عناوین پایان‌نامه، رساله و طرحهای تحقیقاتی با هماهنگی دانشگاه انجام شده است، موارد زیر را رعایت نمایند:

ماده ۱- حق نشر و تکثیر پایان نامه/ رساله و درآمدهای حاصل از آنها متعلق به دانشگاه می باشد ولی حقوق معنوی پدید آورندگان محفوظ خواهد بود.

ماده ۲- انتشار مقاله یا مقالات مستخرج از پایان‌نامه/ رساله به صورت چاپ در نشریات علمی و یا ارائه در مجامع علمی باید به نام دانشگاه بوده و با تایید استاد راهنمای اصلی، یکی از اساتید راهنما، مشاور و یا دانشجو مسئول مکاتبات مقاله باشد. ولی مسئولیت علمی مقاله مستخرج از پایان نامه و رساله به عهده اساتید راهنما و دانشجو می باشد.

تبصره: در مقالاتی که پس از دانش‌آموختگی بصورت ترکیبی از اطلاعات جدید و نتایج حاصل از پایان‌نامه/ رساله نیز منتشر می‌شود نیز باید نام دانشگاه درج شود.

ماده ۳- انتشار کتاب، نرم افزار و یا آثار ویژه (اثری هنری مانند فیلم، عکس، نقاشی و نمایشنامه) حاصل از نتایج پایان‌نامه/ رساله و تمامی طرحهای تحقیقاتی کلیه واحدهای دانشگاه اعم از دانشکده ها، مراکز تحقیقاتی، پژوهشکده ها، پارک علم و فناوری و دیگر واحدها باید با مجوز کتبی صادره از معاونت پژوهشی دانشگاه و براساس آئین نامه های مصوب انجام شود.

ماده ٤- ثبت اختراع و تدوین دانش فنی و یا ارائه یافته ها در جشنواره‌های ملی، منطقه‌ای و بین‌المللی که حاصل نتایج مستخرج از پایان‌نامه/ رساله و تمامی طرح‌های تحقیقاتی دانشگاه باید با هماهنگی استاد راهنما یا مجری طرح از طریق معاونت پژوهشی دانشگاه انجام گیرد.

ماده ٥- این آیین‌نامه در ٥ ماده و یک تبصره در تاریخ۸۷/٤/۱ در شورای پژوهشی و در تاریخ ۸۷/٤/۲۳ در هیأت رئیسه دانشگاه به تایید رسید و در جلسه مورخ ۸۷/۷/۱٥ شورای دانشگاه به تصویب رسیده و از تاریخ تصویب در شورای دانشگاه لازم‌الاجرا است.

«اینجانب....**یحیی یونسی زاده**..دانشجوی رشته..**فیزیک ذرات بنیادی**...... ورودی سال تحصیلی...**۸٥**................ مقطع ....**دکتری**............ دانشکده ....**علوم**............ متعهد می شوم کلیه نکات مندرج در آئین نامه حق مالکیت مادی و معنوی در مورد نتایج پژوهش های علمی دانشگاه تربیت مدرس را در انتشار یافته های علمی مستخرج از پایان نامه / رساله تحصیلی خود رعایت نمایم. در صورت تخلف از مفاد آئین نامه فوق الاشعار به دانشگاه وکالت و نمایندگی می دهم که از طرف اینجانب نسبت به لغو امتیاز اختراع بنام بنده و یا هر گونه امتیاز دیگر و تغییر آن به نام دانشگاه اقدام نماید. ضمناً نسبت به جبران فوری ضرر و زیان حاصله بر اساس برآورد دانشگاه اقدام خواهم نمود و بدینوسیله حق هر گونه اعتراض را از خود سلب نمودم»

امضا:.......................

تاریخ: ...**۹۰/۸/۲۲**........

آیین نامه چاپ پایان‌نامه (رساله)های دانشجویان دانشگاه تربیت مدرس

نظر به اینکه چاپ و انتشار پایان نامه (رساله)های تحصیلی دانشجویان دانشگاه تربیت مدرس، مبین بخشی از فعالیتهای علمی - پژوهشی دانشگاه است بنابراین به منظور آگاهی و رعایت حقوق دانشگاه،دانش آموختگان این دانشگاه نسبت به رعایت موارد ذیل متعهد می‌شوند:

ماده ۱: در صورت اقدام به چاپ پایان نامه (رساله)ی خود، مراتب را قبلاً به طور کتبی به «دفتر نشر آثارعلمی» دانشگاه اطلاع دهد.

ماده ۲: در صفحه سوم کتاب (پس از برگ شناسنامه) عبارت ذیل را چاپ کند:

«کتاب حاضر، حاصل پایان نامه کارشناسی ارشد/ رساله دکتری نگارنده در رشته **فیزیک** است که در سال **آبان ماه ۱۳۹۰** در دانشکده **علوم** دانشگاه تربیت مدرس به راهنمایی سرکار خانم/جناب آقای دکتر **مجید مدرس**، مشاوره سرکار خانم/جناب آقای دکتر و مشاوره سرکار خانم/جناب آقای دکتر از آن دفاع شده است.»

ماده ۳: به منظور جبران بخشی از هزینه‌های انتشارات دانشگاه، تعداد یک درصد شمارگان کتاب (در هر نوبت‌چاپ) را به «دفتر نشر آثارعلمی» دانشگاه اهدا کند. دانشگاه می‌تواند مازاد نیاز خود را به نفع مرکز نشر درمعرض فروش قرار دهد.

ماده ۴: در صورت عدم رعایت ماده ۳، ۵۰٪ بهای شمارگان چاپ شده را به عنوان خسارت به دانشگاه تربیت‌مدرس، تأدیه کند.

ماده ۵: دانشجو تعهد و قبول می کند در صورت خودداری از پرداخت بهای خسارت، دانشگاه می‌تواند خسارت مذکور را از طریق مراجع قضایی مطالبه و وصول کند؛ به علاوه به دانشگاه حق می‌دهد به منظور استیفای حقوق خود، از طریق دادگاه، معادل وجه مذکور در ماده ۴ را از محل توقیف کتابهای عرضه شده نگارنده برای فروش، تامین نماید.

ماده ۶: اینجانب **یحیی یونسی زاده** دانشجوی رشته **فیزیک ذرات بنیادی** مقطع **دکتری**

تعهد فوق وضمانت اجرایی آن را قبول کرده، به آن ملتزم می شوم.

نام و نام خانوادگی: **یحیی یونسی زاده**

تاریخ و امضا: **۹۰/۸/۲۲**

دانشکده: علوم

رساله دکتری

رشته: فیزیک **گرایش:** ذرات بنیادی

عنوان رساله:

بررسی تابع پاسخ و تابع طیفی دستگاه‌های چندفرمیونی در تقریب ضربه‌ای

نام دانشجو:

یحیی یونسی زاده

استاد راهنما:

مجید مدرس

ماه و سال دانش آموختگی:

آبان ماه ۱۳۹۰

تقدیم می کنم :

اول: به روح دوست عزیزم " ***مهندس محسن کمری***" که در راه علم و استقلال مملکت جانفشانی کرد

دوم: به همسر عزیزم که در تمام دوران سخت دکتری حامی و پشتیبان من بود و همیشه با صبر و بردباری مشکلات مر ا تحمل کرد

سوم: به پدر و مادر عزیزم که برای پیشرفت علمی من از جان ودل مایه گذاشتند

چهارم: به همه آنهایی که در راه علم، عشق، آزادی و ارزش های والای انسانی گام برداشتند و به همه آنهایی که در طول تاریخ مظلوم و فقیر واقع شدند.

تقدیر و تشکر:

اول بر خود لازم می دانم که **خداوند** را شکرگزار باشم که راه علم را بر من هموار کرد در ثانی از استاد عزیزم جناب آقای " **دکتر مجید مدرس**" که در تمام دوران تحصیلم مرا یاری کردند تشکر میکنم و برای ایشان سلامتی را آرزو دارم. از اساتید عزیز آقایان **"دکتر عباسی**" و "**دکتر علی ایمانپور**" که به هر طریقی در دوران دکتری به من کمک کردند بینهایت تشکر می کنم .از مدیریت محترم گروه فیزیک دانشگاه تربیت مدرس ، جناب آقای "**دکتر احمد یزدانی**" که در دو سال آخر دکتری ، زحمت های زیادی را برای دانشجویان دکتری متحمل شد، نیز کمال تشکر را دارم. در نهایت از همه دوستان و عزیزان ، دانشجویان دکتری فیزیک دانشگاه تربیت مدرس و دانشگاه تهران ، که مرا در انجام رساله دکتری یاری رساندند و همچنین از برادران عزیزم که در انجام بعضی از محاسبات مرا کمک کردند نیزکمال تشکرو قدردانی را دارم.

چکیده :

تابع پاسخ یک دستگاه چند فرمیونی به یک ذره پرتابه (مانند یک الکترون) در تقریب ضربه‌ای از دو راه محاسبه و ابهامات ایجاد شده برای این تابع بررسی می‌شود. با توجه به نتایج بدست آمده، تابع پاسخ هسته-های ^{4}He ، ^{16}O و ^{40}Ca در دو چارچوب تابع طیفی و تابع توزیع بدست آمده و آنها باهم مقایسه می‌شوند. اینطور می‌توان نتیجه گرفت که هرچه تعداد نوکلئونها بیشتر شود، اختلاف بین تابع پاسخ در هر دو مورد، بیشتر می‌شود. در ادامه، تابع طیفی دو نوکلئونی عنصر ^{16}O در تقریب $LOCV$ محاسبه شده و حالتهای نهایی ^{14}C از طریق این تابع بدست می‌آید. انرژی حالتهای بدست آمده، توافق خوبی را با نتایج تجربی نشان می‌دهند. همچنین اثر همبستگی‌های کوتاه برد و بلند برد روی تابع موج، با بکار بردن تابع همبستگی f(r) روی تابع موج غیرهمبسته، در نظر گرفته شده و از این طریق انرژی هر حالت تخمین زده می‌شود. تابع طیفی دو نوکلئونی را برحسب تکانه‌های ذرات جدا شده بدست آورده و نشان می‌دهیم که احتمال جدایی ذرات با تکانه های متوسط و خیلی کم زیاد است که این ناشی از انرژی خیلی زیاد برای جدایی این ذرات می‌باشد.

کلمات کلیدی:

۱)تابع پاسخ دستگاه چند فرمیونی ۲) تابع طیفی تک ذره‌ای دستگاه ۳) تابع توزیع تکانه ۴) تابع طیفی دو ذره‌ای سیستم ۵)توابع همبستگی دستگاه ۶) برهمکنش کوتاه برد و بلند ۷) تقری‌ب ضربه‌ای

فهرست مطالب:

فصل ۱

بررسی مفاهیم بنیادی و تقریب‌های بکار برده‌شده در دستگاه‌های چند فرمیونی

۱-۱) مقدمه:

در فیزیک ذرات بنیادی و هسته ای، مفهوم دستگاه‌های چند ذره‌ای به ویژه دستگاه‌های چند فرمیونی از اهمیت زیادی برخوردار است. هر دستگاه چند فرمیونی را که در نظر بگیریم دارای پارامترهای خیلی مهمی از جمله انرژی و تابع موج حالت پایه است که باید برای آن دستگاه مشخص شوند . روشهای مختلفی برای بررسی ساختار درونی یک دستگاه چند فرمیونی بکار می‌رود که یکی از آنها پرتاب یک الکترون با انرژی مشخص به سمت دستگاه مورد نظر است که از نحوه پراکندگی آن، بعضی از کمیت های دستگاه را محاسبه می‌کنند. در واقع محاسبه بعضی از کمیت‌های دستگاه چند فرمیونی به طور دقیق مشکل است و ناچاریم که از بعضی تقریب‌ها استفاده کنیم تا بتوانیم حجم محاسبات را کم کرده و این کمیت ها(مانند انرژی حالت پایه) را به راحتی محاسبه کنیم. مثلا انرژی حالت پایه یک دستگاه چند ذره‌ای (فرمیو نی) را به راحتی نمی‌توان حساب کرد مگر اینکه با اعمال تقریب‌های منطقی و مشخصی بتوانیم مقدار انتظاری عملگر انرژی را بر حسب کمیت-های مشخص دیگری از آن دستگاه بنویسیم. این تقریب ها در آخر این فصل به طور مفصل بیان می‌شوند. ملموس‌ترین دستگاه چند فرمیونی می‌تواند یک هسته باشد که معمولا با پرتاب یک الکترون به طرف این هسته، آن را به واکنش وا می‌دارند و می‌توانند اجزای این هسته را بررسی‌کنند. حل دقیق کوانتومی دستگاه-های چند ذره‌ای به دلیل زیاد بودن تعداد متغیرها و پیچیده بودن برهمکنش داخلی ذرات با همدیگر عملا غیرممکن و نشدنی است. محاسبات مربوط به یک دستگاه فیزیکی از یک روش مشخص، برحسب یک یا چند کمیت دستگاه چند ذره‌ای بیان می‌شود، طوریکه این کمیت‌ها خصوصیات دستگاه چند ذره‌ای را به سادگی نشان دهند. می‌توان یک تابع مشخص را به عنوان متغیر اساسی در دستگاه چند ذره‌ای انتخاب کرد که یکی از این توابع، تابع چگالی ذرات است. استفاده از متغیر چگالی ذرات برای اولین بار بوسیله توماس در ۱۹۲۶ و فرمی در ۱۹۲۷ انجام شد که در واقع یک تقریب محاسباتی قابل قیاس با تقریب هارتری و هارتری فوک است که در این تقریب‌ها تابع موج، متغیر مهم دستگاه است . در طرح توماس _ فرمی امکان محاسبه همه ویژگی‌ها میسر نیست.در ۱۹۵۴, هوفنبرگ و کوهن اثبات کردند که کلیه خواص دستگاه چند ذره‌ای را می‌توان بر حسب چگالی صریحا بیان کرد اما در عمل هنگام استفاده، تقریب های فراوانی را اعمال کردند. از آن زمان تا کنون روشهای مختلفی برای حل دستگاه‌های چند ذره‌ای ارائه شده است تا اینکه در سالهای اخیر آقای بنار و همکاران با استفاده از تقریب ضربه ای (IA) توانسته‌اند با تقریب خوب (در تکانه های انتقالی بالا) اکثر کمیت های مهم دستگاه‌های چند ذره‌ای را محاسبه کنند[1]. در این رساله، کارهایی که در سالهای اخیر در جهت بر طرف کردن بعضی از مشکلات این دستگاه ها در تقریب ضربه ای (IA) انجام داده را بطور مختصر بیان کرده-ایم[2,3].

۱-۲)تابع طیفی تک ذره ای دستگاه های چند فرمیونی :

تابع طیفی تک ذره‌ای یک دستگاه چند ذره‌ای، $P(k,E)$ عبارتست از احتمال برداشتن یک ذره با تکانه k از حالت پایه دستگاه و رهاکردن دستگاه باقی مانده با انرژی برانگیختگی E . تابع طیفی تک ذره ای بصورت زیر تعریف می شود:

$$P(k,E) = \sum_n \left| \int dR \, e^{i\boldsymbol{k}.\boldsymbol{r_1}} \psi_0^* (R) \Phi_n(\tilde{R}) \right|^2 \delta(E - E_n + E_0) \qquad (۱-۱)$$

یا می‌توان بر حسب عملگرهای خلق وفنا ،آن را به صورت زیر نوشت :

$$P(k,E) = \sum_n \left| \langle \bar{0} | a_k^\dagger | \bar{n} \rangle \right|^2 \delta(E - E_n + E_0) \qquad (۱-۲)$$

که $a_k^\dagger$ و a_{k} عملگرهای آفرینش و نابودی ذره را ارائه می داند. $|\bar{0}\rangle$ حالت پایه دستگاه و $|\bar{n}\rangle$ ویژه حالت برانگیخته دستگاه A-1 ذره باقی مانده می باشند. می‌توان این تابع را با بکار بردن تقریب‌های سودمندی ساده کرد و برای دستگاه‌های مشخصی مانند هسته اتم های ^4He ، ^{16}O و ^{40}Ca آن را به دست آورد که این در فصل سه بررسی و توابع طیفی این عناصر محاسبه می‌گردد.

۱-۳)تابع طیفی دونوکلئونی برای دستگاه چند فرمیونی:

مهمترین قسمت در توصیف واکنش کندن دو نوکلئونی از هسته مربوط به تابع طیفی دو نوکلئونی دستگاه است که به صورت زیر بیان می‌شود[5]:

$$S^{\mathrm{hh}}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, \omega) = \sum_{\mathrm{n}} \left\langle \Psi_0^{\mathrm{A}} \middle| \mathrm{a}^\dagger_{\mathbf{p}'_1} \, \mathrm{a}^\dagger_{\mathbf{p}'_2} \middle| \Psi^{\mathrm{n,A-2}} \right\rangle$$
$$\times \left\langle \Psi^{\mathrm{n,A-2}} \middle| \mathrm{a}_{\mathbf{p}_1} \mathrm{a}_{\mathbf{p}_2} \middle| \Psi_0^{\mathrm{A}} \right\rangle$$
$$\times \, \delta\left(\omega - (\mathrm{E}^{0,\mathrm{A}} - E^{n,A-2})\right) \qquad (۱-۳)$$

که ψ_0^A اشاره دارد به حالت پایه (0^+) دستگاه هدف و $\psi^{n,A-2}$ به حالت برانگیخته n ام هسته باقی مانده اشاره دارد، $a_{\mathbf{p}}^{\dagger}$ و $a_{\mathbf{p}}$ عملگرهای خلق وفنا با تکانه p هستند .همچنین $\boldsymbol{p_1}$ و $\boldsymbol{p_2}$ تکانه‌های ابتدایی ذرات مورد هدف و $\boldsymbol{p_1'}$ و $\boldsymbol{p_2'}$ تکانه های ذرات کنده شده بعد از برخورد است،چون حالت‌های هسته‌ای اعداد خوش تعریفی مانند پاریته وتکانه زاویه ای دارند ، بنابراین سودمند است که ما عملگرهای خلق وفنا رابرحسب اعدادکوانتومی مدل پوسته‌ای مطابق زیر بسط دهیم :

$$a_{\mathbf{p}} = \sum_{\alpha} \phi_{\alpha}(\boldsymbol{p}) a_{\alpha} \qquad (۴\text{-}۱)$$

با $\alpha = \{n_{\alpha}, l_{\alpha}, j_{\alpha}, m_{\alpha}\}$. برای توصیف دستگاه های مقید، هر شخصی می‌تواند توابع موجی را که با ویژه حالت های نوسانگر هارمونیک یا وود - ساکسون تطابق دارد بکار گیرد .اگر تفکیک پذیری انرژیهای تجربی در سطح مقطع های تطابقی به اندازه کافی خوب باشد ،ممکن است سهم هایی از حالت های نهایی مجزای دستگاه با تکانه‌های زاویه ای خوش تعریف معرفی شود. بنابراین طبیعی است که ما یک تابع موج جفت ذره را در شکل تکانه زاویه‌ای جفت شده معرفی کنیم [6,7,8] :

$$\Phi_{cd}^{JM}(\mathbf{p}_1', \mathbf{p}_2') = \sum_{m_{\gamma}, m_{\delta}} \left(j_{\gamma} m_{\gamma} j_{\delta} m_{\delta} \middle| JM\right) \phi_{\gamma}(\mathbf{p}_1') \phi_{\delta}'(\mathbf{p}_2') \qquad (۵\text{-}۱)$$

که یک ضریب کلبش گوردن بکار برده شده است و اندیس های c و d به حالت های پایه بدون عدد کوانتومی مغناطیسی اطلاق می شود: $a = \{n_a, l_a, j_a\}$. تابع طیفی دو ذره‌ای بالا برای حالت های نهایی با تکانه زاویه ای J ، می تواند حالا بصورت زیر نوشته شود:

$$S^{hh}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_1', \mathbf{p}_2', \omega) = \sum_{abcd,M} \Phi_{cd}^{*JM}(\boldsymbol{p_1'}, \boldsymbol{p_2'}) S_{cdab;JM}^{-}(\omega) \Phi_{ab}^{JM}(\boldsymbol{p_1}, \boldsymbol{p_2}) \qquad (۶\text{-}۱)$$

تابع طیفی برداشتن دو نوکلئونی $S_{abcd;JM}^{-}$ ممکن است با ساختن تابع موجهای مدل پوسته ای برای هسته-های ابتدایی و نهایی و مشخص کردن عناصر ماتریسی عملگرهای نابودی دو ذره با تکانه زاویه‌ای جفت شده یعنی $(a_{\boldsymbol{p_1}} a_{\boldsymbol{p_2}})$ محاسبه شود. یک روش این است که از رابطه بین تابع طیفی و تابع گرین دو ذره ای استفاده کنیم:

$$S_{abcd;JM}^{-}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \, Im \, G_{abcd;JM}^{II}(\omega) \, ; \omega \leq E^{0,A-2} - E^{0,A} \qquad (۷\text{-}۱)$$

می‌توان تابع گرین دو ذره‌ای را در نمایش لهمنن[1] در شکل تکانه زاویه‌ای جفت شده به صورت زیر نوشت:

[1] Lehmann representation

$$G^{II}_{abcd;J}(\omega)$$

$$= \sum_n \frac{\left\langle \psi_0^A \right\| \left(a_{\widetilde{\beta}} a_{\widetilde{\alpha}}\right)_J \left\| \psi_J^{n,A+2} \right\rangle \left\langle \psi_J^{n,A+2} \right\| \left(a^\dagger_{\widetilde{\gamma}} a^\dagger_{\widetilde{\delta}}\right)_J \left\| \psi_0^A \right\rangle}{\omega - \left(E_J^{n,A+2} - E^{0,A}\right) + i\eta}$$

$$- \sum_m \frac{\left\langle \psi_0^A \right\| \left(a^\dagger_{\widetilde{\gamma}} a^\dagger_{\widetilde{\delta}}\right)_J \left\| \psi_J^{m,A-2} \right\rangle \left\langle \psi_J^{m,A-2} \right\| \left(a_{\widetilde{\beta}} a_{\widetilde{\alpha}}\right)_J \left\| \psi_0^A \right\rangle}{\omega - \left(E^{0,A} - E_J^{m,A-2}\right) - i\eta}$$

$$= \sum_n \frac{Y^{n*}_{abJ} Y^n_{cdJ}}{\omega - \left(E_J^{n,A+2} - E^{0,A}\right) + i\eta}$$

$$- \sum_m \frac{X^{m*}_{cdJ} X^M_{abJ}}{\omega - \left(E^{0,A} - E_J^{m,A-2}\right) - i\eta}. \tag{8-1}$$

با توجه به رابطه بالا ورابطه (۱-۳)، می‌توانیم بنویسیم:

$$S_J^{hh}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, \omega)$$

$$= \sum_{\mathrm{n}} \sum_{\mathrm{abcd,M}} \Phi^{*JM}_{cd}(\boldsymbol{p}'_1, \boldsymbol{p}'_2) X^{n*}_{cdJ} X^n_{abJ} \Phi^{JM}_{ab}(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2)$$

$$\times \ \delta\left(\omega - \left(\mathrm{E}^{0,\mathrm{A}} - E^{n,A-2}\right)\right) \tag{۱-۹}$$

که X^n_{abJ} ها دامنه حذف دو ذره وX^{n*}_{abJ}هادامنه ایجاد دو ذره می باشند که آنها را می‌توان در تقریب‌های مختلف با بدست آوردن تابع گرین بدست آورد[9,10,11].

(۱-۴) تابع توزیع تکانه برای دستگاه های چندذره‌ای

تابع توزیع تکانه که آن را با $n(k)$ نشان می دهند، چنین بیان می شود: احتمال اینکه یک ذره سازنده هدف که حمل کننده تکانه k است در حالت پایه یافت شود[1]. این تابع بصورت زیر نشان داده می‌شود:

$$n(k) = \int d^3r_1 d^3r_1' e^{ik.(r_1-r_1')} \int d\widetilde{\boldsymbol{R}} \psi_0^*(\boldsymbol{r}_1, \widetilde{\boldsymbol{R}}) \psi_0(\boldsymbol{r}_1', \widetilde{\boldsymbol{R}}) \qquad (۱۰-۱)$$

که این تابع به برهمکنش بین ذرات هدف بستگی دارد. این برهمکنش بین ذرات درتابع موج های وارد شده در تابع توزیع، خود را نشان می‌دهد. اگر هدف را یک دستگاه با ذرات آزاد در نظر بگیریم ، یعنی پتانسیل مابین ذرات را نادیده بگیریم و دستگاه را در دریای فرمی مورد بحث قرار دهیم، برای ذرات داخل دریای فرمی، $n(k)$ بصورت تابعی پله ای نشان داده می‌شود که اگر $k < k_f$ باشد آنگاه $n(k) = 1$ و اگر $k > k_f$ باشد آنگاه ما داریم: $n(k) = 0$ و در $k = k_f$ یک ناپیوستگی در تابع ایجاد می‌شود. اگر بین ذرات دستگاه یک پتانسیل برهمکنش کننده باشد، شکل $n(k)$ از تابع پله ای خارج می شود و کم کم ناپیوستگی از بین می‌رود ولی در تکانه های خیلی بالا ، $n(k)$ خیلی کوچک می‌شود [12].

(۵-۱) تابع پاسخ دستگاه‌های چند فرمیونی

اگر یک ذره کاوشگر مانند الکترون به یک دستگاه چند فرمیونی برخورد کند و باانتقال تکانه **q** و انرژی ω از دستگاه پراکنده شود سطح مقطع پراکندگی، یعنی تابع: $\sigma(\boldsymbol{q}, \omega)$ [13] :

$$\sigma(\boldsymbol{q}, \omega) = 2\pi |v(q)|^2 N\, S(\boldsymbol{q}, \omega) \qquad (۱۱-۱)$$

به تابعی به نام پاسخ دینامیکی دستگاه ، $S(\boldsymbol{q}, \omega)$، بستگی خواهد داشت که N تعداد ذرات دستگاه بوده و $v(q)$ تبدیل فوریه پتانسیل متوسط بین ذرات است. این تابع پاسخ دینامیکی بصورت زیر تعریف می شود[1]:

$$S(\boldsymbol{q}, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int dt\, e^{i\omega t} \langle \rho_{\boldsymbol{q}}^{\dagger}(t) \rho_{\boldsymbol{q}}(0) \rangle \qquad (۱۲-۱)$$

که متوسط گیری $\langle\ \rangle$ در واقع مقدار انتظاری نوسانات چگالی را در زمان t و در حالت $\langle 0|$ بدست می‌دهد. در اینجا می توان $\rho_{\boldsymbol{q}}(t)$ یا چگالی ذرات دستگاه را به دو صورت نوشت و با این دو صورت سعی در ساده کردن تابع پاسخ نمود. اولین شکل تابع $\rho_{\boldsymbol{q}}(t)$ بصورت زیر است:

$$\rho_{\boldsymbol{q}} = \sum_{i=1}^{N} e^{(i\mathbf{q}.\mathbf{r}_i(t))} \qquad (۱۳-۱)$$

که با قرار دادن این تابع در رابطه (۱۲-۱) می توان تابع پاسخ دینامیکی دستگاه را بر حسب تابع طیفی و تابع توزیع تکانه بدست آورد. از این راه می توان تابع پاسخ دینامیکی را به دو تابع دینامیکی همدوس و غیر همدوس

تقسیم کرد که این دو تابع پاسخ بترتیب، مطابق با اینکه آیا ذره جذب کننده تکانه **q** همانی باشد که تکانه را بعداز زمان t پس دهد یا پس ندهد، تعریف می شوند . بنابراین پاسخ غیر همدوس را بصورت[2] :

$$S^{i}(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{2\pi N}\int dt\, e^{i\omega t}\langle \sum_{i} e^{-i(\mathbf{q}.\mathbf{r}_i(t)-\mathbf{q}.\mathbf{r}_i(0))}\rangle \qquad (۱۴\text{-}۱)$$

و پاسخ همدوس را بصورت

$$S^{c}(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{2\pi N}\int dt\, e^{i\omega t}\langle \sum_{i\neq j} e^{-i(\mathbf{q}.\mathbf{r}_i(t)-\mathbf{q}.\mathbf{r}_j(0))}\rangle \qquad (۱۵\text{-}۱)$$

تعریف مي كنيم و سعی مي كنيم آنها را ساده كنيم. شكل دوم $\rho_{\boldsymbol{q}}(t)$ بصورت:

$$\rho_{\boldsymbol{q}} = \sum_{\boldsymbol{k}} a^{\dagger}_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}} a_{\boldsymbol{k}}$$

بیان می شود که ما از شکل دوم استفاده می‌کنیم زیرا با تقریب IA همخوانی دارد.

(۱-۶) تابع ساختار دستگاه‌های چند فرمیونی

یکی دیگر از عامل‌های مهمی که بوسیله آن می توان ساختار دستگاه را مورد بررسی قرار داد تابع ساختار دستگاه چند فرمیونی است که آن را با $S(\mathbf{q})$ نشان می دهند و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$S(q) = \int_0^{\infty} S(\boldsymbol{q},\omega)\, d\omega \qquad (۱۶\text{-}۱)$$

یعنی اگر ما در تابع پاسخ سهم همه انرژی‌های انتقالی را در نظر بگیریم و با هم جمع بزنیم، تابع ساختار دستگاه بدست می آید . اگر $S(\boldsymbol{q},\omega)$ را بصورت زیر بنویسیم :

$$S(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{2\pi N}\int dt\, e^{i\omega t}\langle 0|\rho^{\dagger}_{\boldsymbol{q}}(t)\rho_{\boldsymbol{q}}(0)|0\rangle \qquad (۱۷\text{-}۱)$$

و آن را در $S(\mathbf{q})$ قرار دهیم :

$$S(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{2\pi N}\int dt\, d\omega\, e^{i\omega t}\langle 0|\rho^{\dagger}_{\boldsymbol{q}}(t)\rho_{\boldsymbol{q}}(0)|0\rangle \qquad (۱۸\text{-}۱)$$

می‌توان نوشت:

$$S(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{N}\int dt\Big(\frac{1}{2\pi}\int d\omega\, e^{i\omega t}\Big)\langle 0|\rho^{\dagger}_{\boldsymbol{q}}(t)\rho_{\boldsymbol{q}}(0)|0\rangle \qquad (۱۹\_۱)$$

بنابراین با توجه به $\frac{1}{2\pi}\int d\omega\, e^{i\omega t} = \delta(t)$ ، می توانیم بنویسیم:

$$S(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{N}\int \mathrm{dt}\, \delta(\mathrm{t})\langle 0|\rho_{\boldsymbol{q}}^{\dagger}(t)\rho_{\boldsymbol{q}}(0)|0\rangle \qquad (۲۰-۱)$$

بنابراین خواهیم داشت:

$$S(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{\mathrm{N}}\langle 0|\rho_{\boldsymbol{q}}^{\dagger}\rho_{\boldsymbol{q}}|0\rangle \qquad (۲۱-۱)$$

که این تابع ساختار برای یک دستگاه چند فرمیونی است.

(۷-۱) تقریب ضربه ای یا (IA) :

معمولا برای ساده کردن بعضی از محاسبات پیچیده در فیزیک، تقریب های سودمندی را بکار می‌برند که در این قسمت سعی می‌کنیم تقریب ضربه‌ای (IA) را مورد بررسی قرار دهیم. این تقریب در تکانه های بالا صحیح است و بر دو اصل استوار است[1]: ۱) فرض اساسی مشخص‌کننده (IA) این است که در این اصل به دلیل بزرگ بودن تکانه انتقالی به دستگاه ، از دیدگاه ذره کاوشگر، دستگاه هدف به صورت ذرات مجزا از هم به نظر می آید. یعنی کمیت تفکیک فضایی $\frac{1}{|\boldsymbol{q}|}$، برای ذره کاوشگر خیلی کوچک است. با این تصور از دستگاه ، پاسخ یک مایع کوانتومی به عنوان دستگاه، این احتمال را اندازه می‌گیرد که بعد از دادن تکانه $\mathbf{q}$ به یکی از اجزای دستگاه در زمان $t = 0$ ، دستگاه مورد نظر بعد از زمان t با دادن همان تکانه در جهت عکس یعنی $-\mathbf{q}$ از طریق یکی از ذرات سازنده، به حالت پایه خود برمی‌گردد. ۲) فرض دوم مشخص کننده (IA) اینست که برهمکنش‌های حالت نهایی بین ذره هدف و دستگاه مشاهده‌گر، یعنی H_{FSI}، نادیده گرفته می‌شود. یعنی اگر هامیلتونی کل هدف را بصورت زیر بنویسیم، خواهیم داشت:

$$H = H_0 + H_{FSI} + T_1 \qquad (۲۲-۱)$$

که در آن H_0 هامیلتونی دستگاه مشاهده‌گر(N-1 ذره باقی مانده دستگاه) ، T_1 انرژی جنبشی ذره هدف و H_{FSI} برهمکنش ذره هدف با دستگاه مشاهده‌گر است. در تقریب ضربه ای از H_{FSI} صرفنظر می‌شود.یعنی :

$$H_{FSI} = 0 \qquad (۲۳-۱)$$

بنابراین هامیلتونی دستگاه چنین است :

$$H_{tot} = H_0 + T_1 \quad (۲۴-۱)$$

با این تقریب می‌توان مشکلات فراوانی از محاسبات تابع پاسخ دینامیکی را از بین برد. یکی از مزیت های این محاسبات این است که H_0 و T_1 با هم جابجا می‌شوند. بنابراین بعضی محدودیت های مکانیک کوانتومی حل می‌شود و ما می توانیم تابع پاسخ را بطور ساده‌ای محاسبه کنیم[3].

(۱-۸) تقریب LOCV برای محاسبه انرژی بین نوکلئونی و سایر کمیت‌های دستگاه

تقریب LOCV [۱] به معنی تقریب مقید در پایین‌ترین مرتبه، می تواند برای محاسبه انرژی های بین ذرات بکار رود. یک ماده هسته ای می‌تواند به عنوان یک دستگاه چند ذره‌ای غیر نسبیتی که از A نوکلئون تشکیل شده است، در نظر گرفته شود که این ذرات بوسیله نیروهای دو ذره‌ای واقعی با هم برهمکنش می‌کنند که هامیلتونی این دستگاه ذرات می‌تواند بصورت زیر نوشته شود:

$$H = \sum_{i=1}^{A} T_i + \sum_{1\leq i\leq j\leq A} V_{ij} \quad (۲۵-۱)$$

که $T_i = \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla_i^2$ و m جرم نوکلئون و V_{ij} پتانسیل برهمکنشی بین دو ذره می باشد. توابع همبستگی کوتاه برد قوی می توانند به شکل زیر در توابع موج وارد شوند:

$$\psi = \prod_{1\leq i\leq j\leq A} F(r_{ij})\ \Phi_F \quad (26\text{-}۱)$$

که در اینجا Φ_F و $F(r_{ij})$ به ترتیب به عنوان تابع موج حالت پایه گاز فرمی غیر برهمکنشی و تابع همبستگی کوتاه برد معرفی می‌شوند .شکل معادله بالا به عنوان تابع موج جاسترو[۲] شناخته می‌شود. توابع همبستگی باید در شرایط زیر صدق کنند : ۱) وقتی که $r \to 0$ باید تابع همبستگی به صفرمیل کند. یعنی $F(r) \to 0$. ۲) تابع $(F(r) - 1)$ سریعتر از $\frac{1}{r^3}$ به صفر می‌رود وقتی که $r \to \infty$. حال برای آنکه تقریب LOCV را بیان کنیم باید انتگرال بهنجارش کلی را به صورت زیر تعریف کنیم[14]:

$$I(\beta) = \langle\psi|e^{\beta(H-T_F)}|\psi\rangle \quad (۲۷-۱)$$

---

[1] Lowest order constrained variational
[2] Jastrow

بعد از ساده سازی در $\beta = 0$ *می توان به رابطه زیر رسید :*

$$E = T_F + \frac{\partial}{\partial\beta}\ln I(\beta)|_{\beta=0} \tag{۲۸-۱}$$

که T_F انرژی حالت پایه گاز فرمی غیر برهمکنشی می‌باشد. می توان $I(\beta)$ را برحسب تعداد ذرات همبسته بسط داد . بنابراین می‌توان یک بسط خوشه ای بهم پیوسته ایجاد کرد[14]:

$$E = T_F + E_2 + E_3 + \cdots + E_A \tag{۲۹-۱}$$

که جمله انرژی دو ذره‌ای یعنی E_2 بصورت زیر بیان می‌شود:

$$E_2 = \sum_{ij}\langle ij|V_{eff}|ij\rangle_a \tag{۳۰-۱}$$

که V_{eff} پتانسیل موثر دو بعدی نام دارد و $|ij\rangle$ برای ماده هسته ای بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$|ij\rangle = |\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\rangle|\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2;\mathrm{M}_{\mathbf{s}_1}\mathrm{M}_{\mathbf{s}_2}\rangle|\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2;\mathrm{M}_{\boldsymbol{\tau}_1}\mathrm{M}_{\boldsymbol{\tau}_2}\rangle \tag{۳۱-۱}$$

که $\mathbf{k}_1$ و $\mathbf{k}_2$ تکانه‌های دو ذره می‌باشند و $\mathrm{M}_{\mathbf{s}_1}$، $\mathrm{M}_{\mathbf{s}_2}$، $\mathrm{M}_{\boldsymbol{\tau}_1}$ و $\mathrm{M}_{\boldsymbol{\tau}_2}$ بترتیب ویژه مقدارهای S_{1z}، S_{2z}، τ_{1z} و τ_{2z} می باشند که $\mathrm{S}_1 = \mathrm{S}_2 = \frac{1}{2}$ و $\tau_1 = \tau_2 = \frac{1}{2}$. در معادله (۱-۳۰) می توان $\mathrm{V_{eff}}$ را بصورت زیر نوشت:

$$V_{eff} = \frac{-\hbar^2}{2m}\left[F(r),[\nabla_r^2,\mathrm{F(r)}]\right] + F(r)V(r)F(r) \tag{۳۲-۱}$$

می‌باشد و در تقریب مورد نظر LOCV ، از E_3 و بقیه جملات صرفنظر می‌کنیم و برای انرژی از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

$$E = T_F + E_2 \tag{۳۳-۱}$$

قصد داریم در این رساله همه کمیت های دستگاه های چند فرمیونی(تابع طیفی و ...) را در این تقریب بدست آوریم.تقریب LOCV با تقریب IA همخوانی دارد زیرا همبستگی‌های سه ذره ای و بیشتر را به خاطر تکانه و انرژی بالای کاوشگری که به سمت دستگاه پرتاب می‌شود، نادیده می‌گیرید.