مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

اثر همبستگی‌های دینامیکی بر ناپایداری موج–چگالی در گاز فرمیونی دوقطبی دو بعدی

ایران صیدی[۱]، سعید عابدین‌پور[۱] و بیلال تاناتار[۲]

[۱] *دانشکده فیزیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی علوم پایه زنجان، ۴۵۱۳۷-۶۶۷۳۱، ایران*

[۲] *دانشکده فیزیک، دانشگاه بیلکنت، آنکارا ۰۶۸۰۰، ترکیه*

چکیده

در این مطالعه خواص دینامیکی یک تک لایه گاز فرمیونی دوقطبی را در چارچوب نسخه کوانتومی روش STLS بررسی کرده‌ایم. برهم‌کنش دینامیکی مؤثر و تابع دی‌الکتریک را محاسبه کردیم. برهم‌کنش استاتیکی مؤثر به‌دست آمده از این روش در مقایسه با روش‌های STLS و FHNC ساختار نوسانی دارد. داده‌های مربوط به تابع دی الکتریک استاتیکی در بازه محدودی از q منفی می‌شود. منفی شدن تابع دی‌الکتریک استاتیکی می‌تواند نشان‌دهنده وجود ناپایداری موج- چگالی در گاز فرمیونی دوقطبی باشد.

گازهای فرمیونی دوقطبی به دلیل برهم‌کنش‌های بلندبرد و ناهمسانگرد خواص عجیبی را نشان می‌دهند. گازهای اتمی دوقطبی فراسرد کاربردهای جالب توجهی را در واکنش‌های شیمیایی در انرژی‌های بسیار پایین، گذار فازهای کوانتومی جدید و اطلاعات کوانتومی دارند. یک ویژگی پیچیده از این گازها این است که در حد برهم‌کنش‌های قوی و جاذبه، ناپایدار می‌شوند[۳-۱]. به منظور بررسی ناپایداری موج–چگالی در گاز فرمیونی دوقطبی، یک تک لایه از گاز دوقطبی اسپین قطبیده که در هندسه پنکیکی شکل با برهم‌کنش‌های دوقطبی همسانگرد به دام افتاده است را در نظر می‌گیریم. هامیلتونی این سیستم با رابطه زیر داده می‌شود.

$$H=-\frac{\hbar^2}{2m}\sum_i \nabla^2_{\vec r_i}+\sum_{i<j}V_{dd}\left(\left|\vec r_i-\vec r_j\right|\right) \qquad (۱)$$

در اینجا m جرم یک دوقطبی و $V_{dd}(\vec r)=\frac{C_{dd}}{4\pi}\frac{1}{r^3}$ پتانسیل برهم‌کنش دوقطبی- دوقطبی همسانگرد است که C_{dd} ثابت جفت‌شدگی دوقطبی–دوقطبی است و برای ذراتی با دوقطبی الکتریکی دائمی d برابر d^2/ε_0 و برای ذراتی با دوقطبی مغناطیسی دائمی M برابر $\mu_0 M^2$ است. به‌دلیل واگرایی شدید پتانسیل در حد $r\to 0$، نمی‌توان از آن تبدیل فوریه گفت، بنابراین پتانسیل برهم‌کنش دوقطبی- دوقطبی را به صورت $V_{dd}(\vec r)=C_{dd}/\left(4\pi\left(r^2+l^2\right)^{3/2}\right)$ بهنجار می‌کنیم که l یک پارامتر کوچک و مثبت است. تبدیل فوریه این پتانسیل برابر است با $V(q)=\frac{C_{dd}}{2l}\exp(-ql)$. ویژگی‌های هامیلتونی معادله (۱) را می‌توان با استفاده از پارامتر بدون بعد $\lambda=k_F r_0$ توصیف کرد که $r_0=mC_{dd}/\left(4\pi\hbar^2\right)$ مقیاس طول مشخصه، $k_F=\sqrt{4\pi n}$ عدد موج فرمی و n چگالی متوسط است.

تابع پاسخ چگالی- چگالی یک سیستم دارای برهم‌کنش در تقریب میدان میانگین تعمیم یافته با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید[۴]:

$$\chi(q,\omega)=\frac{\chi_0(q,\omega)}{1-V(q)\left[1-G(q,\omega)\right]\chi_0(q,\omega)} \qquad (۲)$$

که $\chi_0(q,\omega)$ تابع پاسخ چگالی- چگالی سیستم بدون برهم‌کنش است، $G(q,\omega)$ عامل میدان موضعی دینامیکی و $V(q)$ تبدیل فوریه پتانسیل برهم‌کنشی است. ما عامل میدان موضعی دینامیکی را در چارچوب نسخه کوانتومی تقریب STLS[1] (QSTLS) [۵و۶] برای یک سیستم دوبعدی محاسبه کرده‌ایم. $G(q,\omega)$ در تقریب QSTLS با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$G(q,\omega)=-\frac{1}{n}\int\frac{d\vec{k}}{(2\pi)^2}\frac{\chi_0(q,k;\omega)}{\chi_0(q,\omega)}\frac{V(k)}{V(q)}[S(q-k)-1]. \qquad (۳)$$

در این عبارت $\chi_0(q,k;\omega)$ تابع پاسخ بدون برهم‌کنش ناهمگن و S(q) عامل ساختار استاتیکی است که در کار حاضر به جای استفاده از حل خودسازگار، با استفاده از روش FHNC[2] [۷] به‌دست آمده است. $G(q,\omega)$ را با استفاده از دو نکته بهنجار می‌کنیم. نکته اول اینکه $G(q,\omega)$ در حد $\omega\to\infty$ به $G^{STLS}(q)$ نزدیک می‌شود و نکته دوم اینکه در حد برهم‌کنش کوتاه برد برای سیستم فرمیونی اسپین قطبیده، برهم‌کنش مؤثر صفر و در نتیجه $G(q)$ باید برابر واحد شود. با اعمال این شرط بهنجارش عامل میدان موضعی دینامیکی و با استفاده از تعریف برهم‌کنش دینامیکی مؤثر $W_{eff}(q,\omega)=V(q)[1-G(q,\omega)]$، پتانسیل برهم‌کنشی بهنجارشده را در حد $l\to 0$ به شکل $\tilde{V}(q)=-\frac{C_{dd}}{2}q=-\frac{\lambda}{2}q$ به‌دست می‌آوریم. از این عبارت که مستقل از پارامتر بهنجارش l است در رابطه (۳) به جای پتانسیل برهم‌کنشی استفاده می‌کنیم. تابع پاسخ ناهمگن برای سیستم اسپین قطبیده به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\chi_0(q,k;\omega)=\frac{1}{L^2}\sum_{\vec{p}}\frac{n_{\vec{p}-\vec{k}/2}-n_{\vec{p}+\vec{k}/2}}{\hbar\omega+\varepsilon_{\vec{p}-\vec{k}/2}-\varepsilon_{\vec{p}+\vec{k}/2}+i\hbar\eta} \qquad (۴)$$

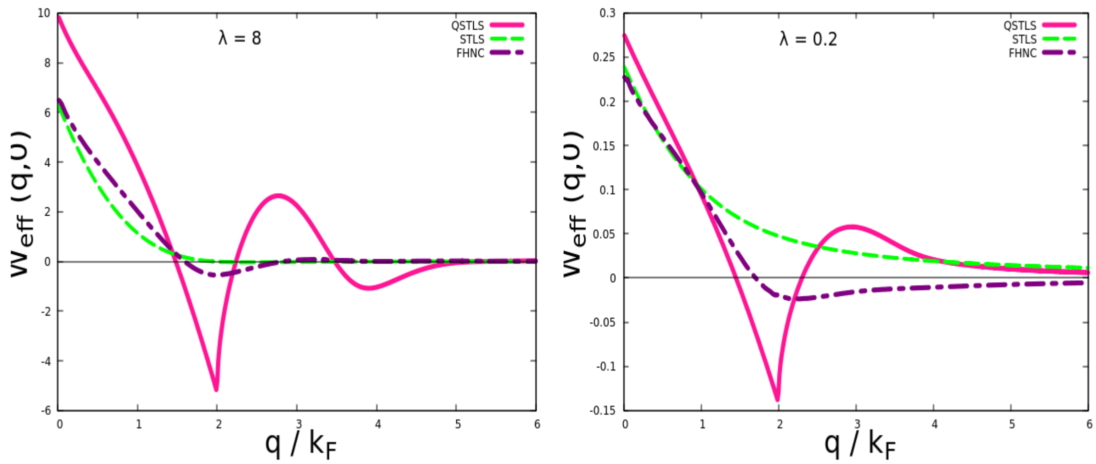
که L طول سیستم، η پارامتر بینهایت کوچک، $n_{\vec{p}}$ تابع توزیع فرمی-دیراک و $\varepsilon_{\vec{p}}=\hbar^2p^2/2m$ است.

نتایج حاصل از مقایسه برهم‌کنش مؤثر استاتیکی $W_{eff}(q,0)$ گاز دوقطبی فرمیونی بدست آمده از روش‌های QSTLS، STLS و FHNC برای $\lambda=8$ و $\lambda=0.2$ در شکل ۱ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود برهم‌کنش استاتیکی مؤثر بدست آمده از روش QSTLS رفتار نوسانی با یک کمینه در $q=2k_F$ دارد و در محدوده‌هایی از q جاذبه می‌شود در حالی که نمودارهای بدست آمده از روش‌های STLS و FHNC تابع تقریباً هموراری از q هستند. پتانسیل استاتیکی مؤثر به دست آمده از هر سه روش در حد qهای بزرگ به صفر میل می‌کند. شکل ۲ نمودارهای تابع دی‌الکتریک استاتیکی به‌دست آمده ازاین روش را به ازای لانداهای مختلف نشان می‌دهد. $\varepsilon(q,0)$ به ازای همه لانداها در محدوده‌ای از q منفی می‌شود و این می‌تواند نشان‌دهنده وجود ناپایداری موج- چگالی در آن ناحیه باشد. جایی که تابع دی‌الکتریک صفر می‌شود یعنی تابع پاسخ چگالی استاتیکی $\chi(q,0)$ واگرا می‌شود. واگرا شدن تابع پاسخ را می‌توان به گذار فاز ساختاری از فاز مایع همگن به فاز ناهمگن موج-چگالی یا بلور ویگنر نسبت داد.

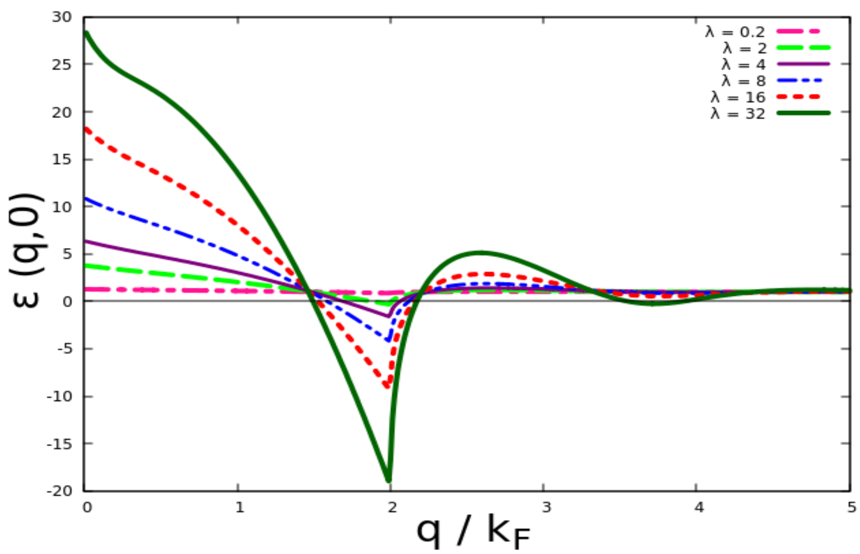
نتیجه گیری

روش QSTLS به دلیل به حساب آوردن اثرات همبستگی دینامیکی در محاسبه عامل میدان موضعی نسبت به روش‌های دیگری از قبیل STLS تصویر بهتری از ناپایداری‌های موج- چگالی را در سیستم گاز فرمیونی دو قطبی ارائه می‌کند به‌نحوی که منفی شدن تابع دی‌الکتریک استاتیکی می‌تواند دلیلی بر وجود این ناپایداری‌ها یا حتی وجود گذار فاز از فاز مایع همگن به فاز بلور ویگنر در سیستم گاز فرمیونی دوقطبی باشد.

1- Singwi-Tosi-Land-Sjölander
2- Fermi-Hyper-Netted-Chain approximation



شکل ۱– مقایسه برهم‌کنش مؤثر استاتیکی (در واحد $2\pi\hbar^2/m$) به‌دست آمده از روش‌های QSTLS، STLS و FHNC به ازای λ=0.2 (راست) و λ=8 (چپ).



شکل۲– تابع دی الکتریک استاتیکی به ازای λهای مختلف.

مرجع‌ها

1. M. A. Baranov, *Phys. Rep*. **464**, 71 (2008).
2. B. M. Fregoso, K. Sun, E. Fradkin, and B. L. Lev, *New J. Phys*. **11**, 103003 (2009).
3. M. M. Parish and F. M. Marchetti, *Phys. Rev. Lett*. **108**, 145304 (2012).
4. G. F. Giuliani and G. Vignale, *Quantum Theory of the Electron Liquid* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2005).
5. K. S. Singwi, M. P. Tosi, R. H. Land, and A. Sjölander, *Phys. Rev*. **176**, 589 (1968).
6. T. Hasegawa and M. Shimizu, *J. Phys. Soc. Jpn*. **38**, 965 (1975).
7. S. H. Abedinpour, R. Asgari, B. Tanatar, and M. Polini, *Ann. Phys. (N.Y.)* **340**, 25 (2014).