

## **EARTHQUAKE PREDICTION THEORY & ITS RELATION TO PRECURSORS**

*A. Negarestani\*, S. Setayeshi\*, M. Ghannadi - Maragheh\*\*, B. Akasheh\*\*\**

*Faculty of Physics, Amir-Kabir University (Tehran Polytechnic), Iran\**

*Atomic Energy Organization of Iran\*\**

*Tehran University\*\*\**

Since we don't have enough knowledge about the Physics of earthquakes, therefore, the study of seismic precursors plays an important role in earthquake prediction. Earthquake prediction is a science which discusses about precursory phenomena during seismogenic process, and then investigates the correlation and association among them and the intrinsic relation between precursors and the seismogenic process. at the end judges comprehensively the seismic status and finally makes earthquake prediction. There are two ways for predicting earthquake prediction. The first is to study the physics of seismogenic process and to determine the parameters in the process based on the source theories and the second way is to use seismic precursors. In this paper the theory of earthquake is reviewed. We also study theory of earthquake using models of earthquake origin, the relation between seismogenic process and various accompanying precursory phenomena. The earthquake prediction is divided into three categories: long-term, medium-term and short-term. We study seismic anomalous behavior (SAAB), electric field, crustal deformation, gravity, magnetism of earth, change of groundwater variation, groundwater geochemistry and change of Radon gas emission. Finally, it is concluded that there is a correlation between Radon gas emission and earthquake phenomena. Meanwhile, there are some samples from actual processing in this area.

## محاسبه پذیرفتاری اسپینی مایع هلیوم دو بعدی در دمای صفر مطلق

علیرضا درودی

بخش فیزیک نظری و ریاضیات، سازمان انرژی اتمی ایران

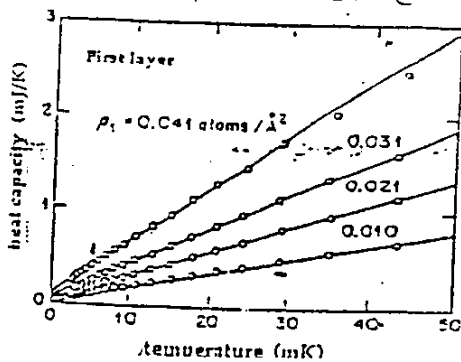
### چکیده

در این مقاله با استفاده از فرمولبندی خود سازگار STLS<sup>(۱)</sup>، که روش بس ذره‌ای غیر اختلالی است، به مطالعه خواص اسپینی مایع بهنجار هلیوم دو بعدی در دمای صفر مطلق می‌پردازیم. به عنوان پتانسیل برهمکنش بین ذرات هلیوم، از پتانسیل (HFD-B)<sup>(۲)</sup> استفاده می‌کنیم و به کمک آن پارامتر لاندانو  $F^a$  و پذیرفتاری اسپینی<sup>(۳)</sup> یک لایه نازک (فیلیم) دو بعدی هلیوم ۳ را در چگالیهای سطحی مختلف به دست می‌آوریم. در پایان، کمیت‌های حساب شده با نتایج تجربی مقایسه می‌شوند.

### ۱- مقدمه

لایه‌های نازک هلیوم ۳ در ضخامت‌های اتمی، که به صورت جذب سطحی روی زمینه گرافیتی ظاهر می‌شوند، در دماهای میلی‌کلوین خواص بسیار جالبی بروز می‌دهند. این خواص در مرحله اول ناشی از ماهیت فرمیونی اتم‌های هلیوم ۳ و در مرحله بعد به علت سرشت دو بعدی این گونه دستگاه‌هاست. بیشترین اطلاعات ما در باره خواص این گونه دستگاه‌های دو بعدی به وسیله اندازه‌گیری ظرفیت گرمایی [۱،۲،۳] و اندازه‌گیری تشدید مغناطیسی هسته‌ای [۴،۵،۶،۷] روی لایه‌های هلیوم جذب شده بر سطح گرافیت به دست آمده است. پژوهشگران متعددی این دستگاه را مورد مطالعه قرار داده‌اند و با استفاده از تغییر چگالی سطحی، ساختارهای متفاوتی برای آن به دست آورده‌اند. اندازه‌گیری ظرفیت گرمایی بر روی لایه نازک «زیر-تک لایه»<sup>(۴)</sup> نشان داده است که این دستگاه دو بعدی، بسته به چگالی سطحی خود می‌تواند در فاز سیال و یا در فازهای مختلف جامد ظاهر شود. نمودار فاز لایه نازک هلیوم ۳، جذب شده بر سطح گرافیت، نشان می‌دهد که «هلیوم ۳ دو بعدی» در لایه اول تا چگالی حدود  $0.043 \text{ \AA}^{-2}$ ، در لایه دوم تا چگالی حدود  $0.055 \text{ \AA}^{-2}$  و در لایه‌های سوم و بالاتر تا چگالیهای بیشتری به صورت سیال است و رفتار مایع گونه دارد. می‌دانیم که در دستگاه فرمیونی، ظرفیت گرمایی در حالت مایع باید با دما رابطه خطی داشته باشد. چنین رفتاری در اندازه‌گیریهای ظرفیت گرمایی لایه نازک هلیوم ۳ در چگالیهای

سطحی کم، در دماهای میلی‌کلوین مشاهده شده است. دو نمونه از اندازه‌گیری ظرفیت گرمایی در لایه‌های اول و دوم، در شکل‌های ۱ و ۲ نشان داده شده و مؤید این است که هلیوم ۳ در چگالیهای کم، رفتار مایع فرمیونی را دارد. از جمله کمیت‌های ترمودینامیکی لایه نازک دو بعدی هلیوم ۳ که به طور تجربی اندازه‌گیری شده پذیرفتاری اسپینی به صورت تابعی از چگالی سطحی است؛ در این مقاله با استفاده از یک نظریه ریزنما (میکروسکوپی) این کمیت را محاسبه و با نتایج تجربی مقایسه کرده‌ایم.



شکل ۱- ظرفیت گرمایی لایه اول مایع هلیوم ۳ به صورت تابعی از چگالی سطحی در دماهای بسیار پایین. رفتار خطی، مشخصه یک مایع فرمی است [۲].

- 1- کوتاه شده: Sinowi, Tosi, Land, Sjolander
- 2- کوتاه شده: Hartree - Fock - damped dispersion
- 3- Spin susceptibility
- 4- Submonolayer



۲- چارچوب نظری - فرمولبندی STLS

معادله حرکت تابع توزیع تک ذره‌ای کلاسیک  $f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t)$  در حضور میدان مغناطیسی، خارجی  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t) + \mu_{\sigma} \vec{\nabla}_{\vec{r}} H(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (1)$$

$$- \sum_{\sigma'} \int \vec{\nabla}_{\vec{r}'} v(\vec{r} - \vec{r}') \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}'} f_{\sigma'}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{r}', \vec{p}', t) d\vec{r}' d\vec{p}' = 0$$

در این معادله  $f_{\sigma\sigma'}$  تابع توزیع دو ذره‌ای و  $\mu_{\sigma} = \pm g\mu_B$  است که بسته به جهت نسبی میدان مغناطیسی  $H$  و اسپین  $\sigma$  علامت + یا - وارد می‌شود.

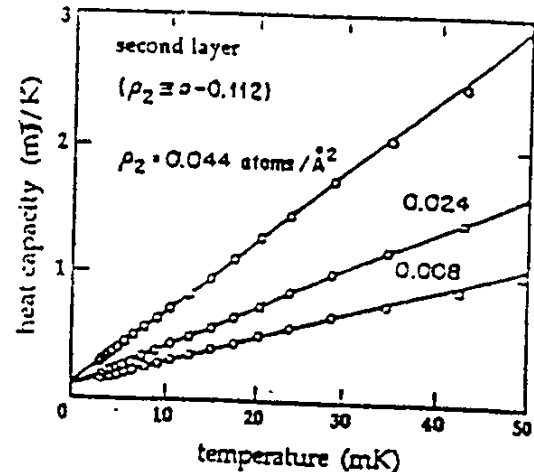
این معادله حرکت در صورتی قابل حل است که تابع توزیع دو ذره‌ای به طریقی برحسب توابع توزیع تک ذره‌ای بیان شود. تقریب اساسی STLS به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\sum_{\sigma'} f_{\sigma\sigma'}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{r}', \vec{p}', t) = f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t) \sum_{\sigma'} f_{\sigma'}(\vec{r}', \vec{p}', t) g_{\sigma\sigma'}(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2)$$

در این تقریب تابع توزیع دو ذره‌ای برحسب توابع توزیع تک ذره‌ای و تابع همبستگی استاتیک تعادلی بیان می‌شود. تابع همبستگی استاتیک تعادلی برای یک جفت ذره با اسپین‌های  $\sigma$  و  $\sigma'$  چنین است:

$$g_{\sigma\sigma'}(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{1}{N^2} \left\langle \sum_i^{\langle\sigma\rangle} \sum_j^{\langle\sigma'\rangle} \delta(\vec{r} - \vec{r}' + \vec{r}_i - \vec{r}_j) \right\rangle \quad (3)$$

برای تبدیل این معادله به معادله قابل حل در چارچوب نظریه پاسخ خطی  $(6)$  فرض می‌کنیم که انحراف تابع توزیع نسبت به تابع توزیع تعادلی  $f_{\sigma}^{(0)}(\vec{p})$  که به وسیله میدان مغناطیسی خارجی القای شود کوچک باشد. بنابراین، می‌توان از تقریب پاسخ خطی استفاده کرد و تابع توزیع تک ذره‌ای را به صورت زیر نوشت:



شکل ۲- ظرفیت گرمایی لایه دوم مایع هلیوم ۳ به صورت تابعی از چگالی سطحی در دماهای بسیار پایین. رفتار خطی، مشخصه یک مایع فرمی است [۲].

تقریب STLS نخستین بار در ۱۹۶۸ به منظور در نظر گرفتن برهمکنش الکترون - الکترون در ناحیه چگالیهای فلزی ارائه شد و نتایج خوبی در مورد مایع‌های الکترونی به همراه داشت [۸]. سپس در ۱۹۸۷ این تقریب در مورد دستگاه فرمیونی مدل با پتانسیل برهمکنش هسته سخت  $(5)$  همراه با دنباله جذبی، به عنوان مدلی از مایع هلیوم ۳ بکار رفت [۹].

همین تقریب با پتانسیل برهمکنش واقعی مانند پتانسیل عزیز (یا لباردجونر و مشابه آنها) در مورد هلیوم ۳ مایع بکار گرفته شد و نتایج معقولی به دست آمد [۱۰]. به دلیل موفقیت آمیز بودن کاربرد آن برای مایع هلیوم ۳ (سه بعدی)، سعی کردیم که آن را در باره لایه نازک دو بعدی هلیوم ۳ نیز به کار ببریم [۱۱].

در این مقاله نظریه خودسازگار STLS [۸] را در مورد مایع هلیوم دو بعدی ناقصیده بکار برده‌ایم. با معرفی «تابع پاسخ اسپینی» در چارچوب STLS، که نظریه تقریب فاز اتفاقی (راندمی) تعمیم یافته است و با استفاده از «پتانسیل برهمکنش عزیز» به عنوان پتانسیل برهمکنش اتمهای لخت، علاوه بر پذیرفتاری اسپینی، تابع ساختار استاتیکی و تابع توزیع دوتایی و پتانسیل برهمکنش مؤثر نیز قابل محاسبه‌اند، همچنین تغییرات آنها در اثر تغییر چگالی سطحی نیز قابل بررسی است.

5- Hard Core

6- Linear response theory



$$X_s(\vec{q}, \omega) = \int \frac{\vec{q} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f^{(*)}(\vec{p})}{\frac{\vec{q} \cdot \vec{p}}{m} - \omega} d\vec{p} \quad (11)$$

$X_s(\vec{q}, \omega)$  قطبش پذیری دستگاه فرمیونی بدون برهمکنش و تابع شناخته شده‌ای از  $\vec{q}$  و  $\omega$  است. بنابراین مغناطش پذیری دینامیکی وابسته به  $\vec{q}$  و  $\omega$  در چارچوب نظریه پاسخ خطی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$X_s(\vec{q}, \omega) = -g^r \mu_B^r \frac{X_s(\vec{q}, \omega)}{1 - v_{eff}^r(\vec{q}) X_s(\vec{q}, \omega)} \quad (12)$$

لازم به توضیح است که در چارچوب نظریه پاسخ خطی\*، تابع پاسخ اسپینی که همان مغناطش پذیری دینامیکی پارامغناطیس است به صورت «نسبت مقدار متوسط  $F(\vec{q}, \omega)$  به اختلال خارجی»  $H(\vec{q}, \omega)$  تعریف می‌شود.

با استفاده از قضیه افتاخیز - اتلاف<sup>(7)</sup>، رابطه بین  $\tilde{S}(\vec{q}, \omega)$  و  $X_s(\vec{q}, \omega)$  به دست می‌آید:

$$\tilde{S}(\vec{q}) = \frac{\hbar}{\pi n g^r \mu_B^r} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \text{Im} X_s(\vec{q}, \omega) \quad (13)$$

معادلات (9) و (12) و (13) یک دستگاه معادله را تشکیل می‌دهند که با حل خود سازگار این دستگاه می‌توان  $\tilde{S}(\vec{q})$  و  $\tilde{g}(\vec{r})$  را به دست آورد. معادلات بالا در حقیقت نشان دهنده تقریب فاز اتفاقی (RPA)<sup>(8)</sup> تعمیم یافته است.

برای یک سیستم همسانگرد (کمیت‌های فیزیکی مستقل از جهت‌گیری فضایی هستند) برهمکنش مؤثر شبه ذرات در چارچوب تقریب STLS به صورت زیر در می‌آید.

$$v_{eff}^r(r) = - \int_r^{\infty} dr \tilde{g}(r) \frac{dv(r)}{dr} \quad (14)$$

که  $v_{eff}^r(r)$  تبدیل فوریه  $v_{eff}^r(q)$  است.

برای یک سیستم دوبعدی که در اینجا مورد نظر است معادلات

\* - برای تفصیل بیشتر، به مراجع [12] و [13] مراجعه شود.

7- Fluctuation - Dissipation Theorem

8- Generalized random phase approximation

$$f_{\sigma}(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_{\sigma}^{(*)}(\vec{p}) + f_{\sigma}^{(1)}(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (4)$$

$f_{\sigma}^{(1)}$  انحراف تابع توزیع نسبت به توزیع تعادلی است که فرض می‌شود در مقایسه با  $f_{\sigma}^{(*)}(\vec{p})$  کوچک است. با قراردادن معادله 4 در معادله 1 و با در نظر گرفتن تنها جملات خطی بر حسب:

$$F(\vec{r}, \vec{p}, t) \equiv f_{\uparrow}(\vec{r}, \vec{p}, t) - f_{\downarrow}(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (5)$$

خواهیم داشت:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) F(\vec{r}, \vec{p}, t) + g_{\mu_B} \vec{\nabla}_{\vec{r}} H(\vec{r}, t) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f^{(*)}(\vec{p}) - \int \vec{\nabla}_{\vec{r}'} v(\vec{r} - \vec{r}') \cdot F(\vec{r}' \vec{p}', t) [\tilde{g}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' d\vec{p}'] \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f^{(*)}(\vec{p}) = 0 \quad (6)$$

در این رابطه داریم:

$$\tilde{g}(\vec{r}) = \frac{1}{\nu} [g_{\uparrow}(\vec{r}) - g_{\downarrow}(\vec{r})] \quad (7)$$

با قراردادن تبدیل فوریه توابع موجود در معادله 6 نسبت به  $\vec{r}$  و  $t$  و ضرب طرفین معادله در عبارت  $\exp[-i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)]$  و انتگرال‌گیری از دو طرف معادله نسبت به  $\vec{r}$  و  $t$  و سرانجام انتگرال‌گیری نسبت به  $p$  داریم:

$$g_{\mu_B} \int F(\vec{q}, \omega, \vec{p}) d\vec{p} = -g^r \mu_B^r \frac{X_s(\vec{q}, \omega) H(\vec{q}, \omega)}{1 - v_{eff}^r(\vec{q}) X_s(\vec{q}, \omega)} \quad (8)$$

که در آن:

$$v_{eff}^r(\vec{q}) = \frac{1}{n} \Phi(\vec{q}) \int \frac{\vec{q} \cdot \vec{q}'}{q'^r} [\tilde{S}(\vec{q} - \vec{q}') - 1] \frac{dq'}{(2\pi)^r} \quad (9)$$

$$\tilde{S}(\vec{q}) - 1 = n \int \tilde{g}(\vec{r}) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (10)$$



$$\tilde{S}(q) = \frac{vq}{\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \left\{ \sqrt{1 - q^2 / 4 \sin^2 \alpha} - \frac{\cos^2 \alpha}{\sqrt{1 - q^2 / 4 \sin^2 \alpha}} \right\} \times \left\{ \frac{1 - \cos \alpha}{1 + v_{\text{eff}}^n(q) \frac{m}{\pi \hbar^2} (1 - \cos \alpha)} \right\} \quad (21)$$

به صورت زیر نوشته می شوند:

$$X_s(q, \omega) = \frac{X_s(q, \omega)}{1 - v_{\text{eff}}^n(q) X_s(q, \omega)} \quad (15)$$

که در آن:

$$\alpha(q) = \begin{cases} \frac{\pi}{2} & : q \leq 2 \\ \sin^{-1} \left( \frac{2}{q} \right) & : q \geq 2 \end{cases} \quad (22)$$

$$v_{\text{eff}}^n(q) = -\frac{1}{q} \int_0^\infty dr \tilde{g}(r) \frac{dv(r)}{dr} r J_0(qr) \quad (16)$$

$$\tilde{S}(q) = -\frac{2}{q^2} \int_0^\infty d\omega \text{Im} X_s(q, \omega) \quad (17)$$

$$\tilde{g}(r) = -\frac{1}{q^2} \int_0^\infty dq q J_0(qr) [\tilde{S}(q) - 1] \quad (18)$$

اکنون معادلات ۱۶ و ۲۱ را به صورت تکراری حل می کنیم: با شروع از  $g(r)$  که در تقریب هارتری - فاخ شناخته شده است به کمک معادله ۱۶ پتانسیل مؤثر  $v_{\text{eff}}^n(q)$  را به دست می آوریم، سپس به کمک رابطه ۲۱ تابع  $\tilde{S}(q)$  را حساب می کنیم، آنگاه از معادله ۱۸ تابع  $\tilde{g}(r)$  را در نخستین مرحله تکرار به دست می آوریم.  $\tilde{g}(r)$  بدست آمده را بار دیگر در ۱۶ قرار می دهیم و عملیات بالا را تکرار می کنیم تا نهایتاً یک تابع  $\tilde{g}(r)$  همگرا به دست آید.

برای تابع لیندهارد ( $X^0(q, \omega)$ ) دو بعدی، صورتهای مختلفی استخراج شده است که مناسب ترین آنها به توسط فرایتناس<sup>(۹)</sup>، یوریاتی<sup>(۱۰)</sup> و اشتودارت<sup>(۱۱)</sup> پیشنهاد شده است [۱۴]. آنان به کمک تبدیل های زیر، متغیرهای  $q$  و  $\omega$  را به متغیرهای  $\alpha$  و  $\beta$  تبدیل کرده و شکل  $X^0(\alpha)$  را به دست آورده اند.

لازم به توضیح است که بدون ثابت گرفتن پتانسیل لخت برهمکنش بین دو ذره در ناحیه مغزی<sup>(۱۲)</sup>، (حدود  $r < 2/6 \text{ \AA}$ ) این روش تکرار همگرا نخواهد شد.

$$\frac{2q_F}{q} = \text{Cos h } \beta \sin \alpha \quad (19a)$$

$$\frac{2m\omega}{\hbar q^2} = \sin h \beta \cos \alpha \quad (19b)$$

$$0 < \beta < \infty \text{ و } 0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$$

با این تبدیل،  $X^0(\alpha)$  به صورت زیر به دست می آید:

$$X_s(\alpha, \beta) = X_s(\alpha) = -\frac{m}{\pi \hbar^2} (1 - \cos \alpha) \quad (20)$$

بنابراین تنها پارامتر ورودی در این تقریب، که همان پتانسیل برهمکنش لخت بین ذرات است، با تغییر اشاره شده در بالا (یعنی به ازای  $r < r_c$  داریم  $v(r) = v(r_c)$ ) در محاسبات به کار می رود. نقطه برش پتانسیل در این محاسبات، بسته به چگالی سطحی دستگاه، می تواند از  $r_c = 2/45 \text{ \AA}$  تا  $r_c = 2/52 \text{ \AA}$  تغییر کند. منشأ عدم همگرایی در مرجع ۱۰ توضیح داده شده است. همچنین شکل تحلیلی پتانسیل HFD-B در مقاله مذکور آمده است.

با قراردادن تابع  $X^0$  در معادله ۱۵ تابع ساختار استاتیک اسپینی  $\tilde{S}(q)$  به صورت زیر به دست می آید:

### ۳- نتایج عددی

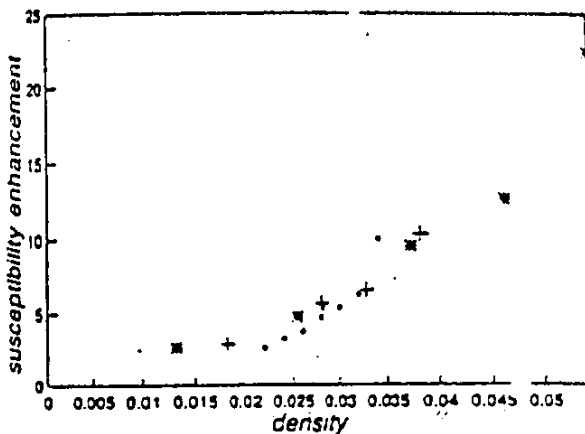
الف) پارامتر لاندانو  $F_0^c$ : پارامتر  $F_0^c$  را می توان به کمک رابطه زیر به دست آورد [۱۳]:

9- Freitas

10- Ioriatti

11- Studart

12- Core region



شکل ۴- پذیرفتاری نسبی اسپینی به صورت تابعی از چگالی سطحی مایع نقطه‌ها، معرف نتایج حاصل از محاسبات در این مقاله است. ستاره‌ها نتایج تجربی مرجع [۵] و علامتهای + نتایج تجربی مرجع [۷] را نشان می‌دهند.

ب) پذیرفتاری اسپینی: پذیرفتاری اسپینی هسته‌های لایه هلیوم ۳ جذب شده با استفاده از روش تشدید مغناطیسی هسته‌ای (NMR) (۱۵) برای لایه اول  $^3\text{He}$  بر روی گرافیت به توسط Morhard و همکاران [۷] و برای لایه دوم سیال  $^3\text{He}$  بر روی گرافیت به توسط Lusher و همکاران [۵] اندازه‌گیری شده است. پذیرفتاری نسبی به صورت نسبت پذیرفتاری یک مایع فرمی برهمکنشی در صفر مطلق،  $X(\infty)$ ، به مقدار متناظر آن برای گاز فرمی ایده‌آل  $X_0(\infty)$  تعریف می‌شود.

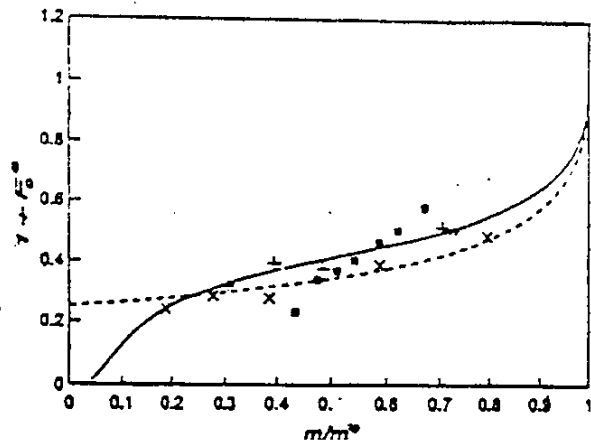
این پذیرفتاری نسبی با معادله

$$\frac{X(\infty)}{X_0(\infty)} = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1+F_0^*}$$

به پارامتر لاندائو  $F_0^*$  ارتباط پیدا می‌کند [۷]. برای مقادیر  $\frac{m^*}{m}$  بدان‌سان که در قسمت الف توضیح داده شد، از مقادیر تجربی استفاده شده است [۲]. در شکل ۴ پذیرفتاری نسبی حاصل از این محاسبات با مقادیر تجربی مقایسه شده است [۷ و ۵]. چگالی برحسب  $\text{\AA}^{-2}$  بیان شده است و مربعهای کوچک توپر نتایج حاصل از محاسبات را نشان می‌دهد.

$$F_0^* = \frac{m^*}{m} \lim_{q \rightarrow 0} [n \times v_{\text{eff}}^2(q)] \quad (23)$$

$m^*$  جرم مؤثر شبه ذرات  $^3\text{He}$  و  $n$  چگالی عددی دستگاه دو بعدی است.



شکل ۳- پارامتر لاندائو به صورت تابعی از معکوس جرم مؤثر نسبی. خطوط توپر و نقطه چین به ترتیب نشان دهنده نتایج نظری مدل پارامگنون [۱۵] و مدل فرمیونی تقریباً جایگزیده [۱۶] می‌باشند. علامتهای + نتایج تجربی مرجع [۷] و ضربدرها نتایج تجربی مرجع [۵] را نشان می‌دهند مربعهای توپر نشان دهنده نتایج حاصل از محاسبات در این مقاله است.

برای تعیین مقدار  $\frac{m^*}{m}$  در چگالیهای مختلف، از مقادیر تجربی عرضه شده به توسط پژوهشگران که با اندازه‌گیری گرمای ویژه به دست آمده‌اند، استفاده شده است [۷ و ۲].

مقادیر محاسبه شده پارامتر  $F_0^*$  به صورت تابعی از  $m/m^*$  با مقادیر تجربی و مقادیر پیش‌بینی شده در نظریه‌های دیگر مقایسه شده است (شکل ۳). در این شکل، منحنی‌های توپر و نقطه چین به ترتیب نشان دهنده نتایج نظری مدل پارامگنون (PMM) (۱۳) [۱۵] و مدل فرمیونی تقریباً جایگزیده (ALFM) (۱۴) [۱۶] می‌باشند. و مربعهای توپر نشان دهنده نتایج حاصل از محاسبات این مقاله است.

۱۳- کوتاه شده Paramagnon model

۱۴- Almost Localized fermion model

۱۵- Nuclear magnetic resonance



### بحث و نتیجه گیری

در اینجا ما با استفاده از تقریب STLS به محاسبه پارامتر لاندانو  $L_2^*$  و پذیرفتاری ماده هلیوم ۳ دوبعدی به صورت تابعی از چگالی سطحی آن پرداخته ایم. پتانسیل برهمکنش لخت به کار رفته «پتانسیل عزیز» (HFD-B) است که رفتار مجانبی درستی دارد و پارامترهای آن از طریق برآزش این پتانسیل با داده های ترمودینامیکی به دست آمده اند. به طوری که اشاره شد لایه نازک

هلیوم ۳ یا ضخامت اتمی به صورت لایه جذب شده بر روی زمینه گرافیتی و بعضی مواد زمینه ای جامد دیگر ظاهر می شود. ماده زمینه دارای اثر پوشش دهی<sup>(۱۶)</sup> بر روی بخش جذبی پتانسیل برهمکنش بین اتمهای هلیوم است همچنین باید حرکت اتمها در جهت عمود بر صفحه لایه نازک دوبعدی را در نظر گرفت. این عوامل بر پتانسیل برهمکنش لخت اثر می گذارند و آن را تغییر می دهند. در مرحله بعد می خواهیم این پتانسیلهای تغییر یافته را به کار ببریم و اثر آنها را بر روی پارامترهای دستگاه مطالعه کنیم.

### References

1. D.S. Greywall and P. A. Busch, Phys. Rev.Lett. 60, 1860 (1988); 62, 1868(1989); 65, 2788(1990).
2. D.S. Greywall and P.A. Busch. Phys. Rev. Lett. 65, 64(1990).
3. D.S. Greywall, Phys. Rev. B 41, 1842 (1990); Physica B 197, 1 (1994).
4. J. Saunders, C.P. Lusher, and B.P. Cowan. Phys. Rev. Lett. 64, 2523 (1990).
5. C.P. Lusher, B.P. Cowan, and J. Saunders. Phys. Rev. Lett. 67, 2497 (1991).
6. R.E. Rapp and H. Godfrin. Phys. Rev.B 47, 12004 (1993).
7. K. D. Morhard, J. Bossy, and H. Godfrin. Phys. Rev. B 51, 446 (1995).
8. K.S. Singwi, M.P. Tosi, R.H. Land, and A. Sjölander, Phys. Rev. 176, 589(1968); K.S. Singwi and M.P. Tosi, "Solid State Physics", Advances in Research and Application, edited by Editor(s) (Academic, New Yourk, 1981), Vol.36, p. 177, and references therein.
9. Tai Kai Ng and K.S. Singwi. Phys. Rev. B 35, 1708 (1987); 35,6683(1987).
10. N. Nafari and A. Doroudi. Phys. Rev. B 51, 9019(1995).
11. A. Doroudi, Phys. Rev. B 58,438(1998).
12. A.L. Fetter and J. D. Walecka, Quantum Theory of Many Particle Systems(McGraw - Hill, Inc. 1971).
13. D. Pines and P.Noziers, The theory of Quantum Liquids (Benjamin, New Yourk,1966), Vol. 1.
14. U. de Freitas, L.C.Ioriatti, and N. Studart, J. Phys. C 20, 5983 (1987).
15. S. Doniach and S. Engelsberg, Phys. Rev. Lett. 17, 750 (1966); N.F. Berk and J.R. Schrieffer, ibid. 17, 433(1966).
16. W.F. Brinkman and T.M.Rice, Phys. Rev. B 2, 4302 (1970).

16- Screening effect

## **Calculation of Spin Susceptibility of Two-dimensional Liquid $^3\text{He}$ at Zero Temperature**

*A. Doroudi*

*Department of Theoretical Physics and Mathematics  
Center for Nuclear Research, AEOI, P.O. Box 11365-8486,  
Tehran - Iran*

### ***Abstract***

In this paper the self-consistent scheme proposed by Singwi, Tosi, Land, and Sjölander has been used to study equilibrium properties of two-dimensional normal liquid  $^3\text{He}$  at zero temperature. By employing the Aziz potential (HFD-B) as a realistic two-body interaction between helium atoms, the Landau parameter  $F_0^s$  and spin susceptibility as a function of surface densities has been calculated. The calculated spin susceptibility enhancement factor is compared with the experimental data.