

دراسة اهتزاز موجة الكثافة لسائل كوانتي بتابعية بارامترات لاندائو من المرتبة $l \leq 2$

الدكتور محمود أحمد*

الدكتورة نجاح قبيلان**

(تاريخ الإيداع 17 / 11 / 2014. قُبِلَ للنشر في 9 / 4 / 2015)

□ ملخص □

تم إيجاد الصيغ الموحية لاهتزاز موجة الكثافة لسائل كوانتي مكون من فيرميونات ذات سبين كسري في إطار نظرية لاندائو ومعاملاته F_0, F_1, F_2 في سائل فيرفي. اعتماداً على المعادلة الحركية الناتجة عن معادلة بولنزمان - لاندائو لإيجاد سرعة الصوت في ذلك السائل، وضمن المجال اللاتصادمي $[1 \ll \omega\tau]$ ، وتحت تأثير حقل كهروطيسي خارجي. تم مقارنة نتائجنا مع ما توصل إليه عدد من الباحثين لحساب تلك السرعة بتابعية (F_0, F_1) ، وذلك لبيان مدى تأثير ذلك الحقل على سرعة اهتزاز موجة الصوت في الأوساط الحقيقية.

الكلمات المفتاحية: سائل فيرمي، الصوت الصفري، معاملات لاندائو.

* أستاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.
** أستاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Studding of Particle as function of Landau parameters of Fermi Liquid with order $\ell \leq 2$

Dr. Mahmoud Ahmad*
Dr. Najah Kablan**

(Received 17 / 11 / 2014. Accepted 9 / 4 / 2015)

□ ABSTRACT □

We found the vibration wave density formula of quantum liquid formed of quasi-particles fermionic system in Landau parameters (F_0, F_1, F_2) frame. This depends on the kinetic equation produced from Boltzmann – Landau equation, to find the sound – wave through that liquid and in non- colliding field ($\omega\tau \gg 1$) and under external electromagnetic field.

We compared our results with the previous works for the sound – speed calculation as a function of F_0, F_1 parameters to find the effect of that field on the sound – wave-vibrational velocity, in the real – media.

Key words: Fermi liquid, zero sound ,Landau parameters.

*Assistant Professor , Physics Department, Tishreen University , Lattakia, Syria.

** Assistant Professor , Physics Department , Tishreen University , Lattakia , Syria

مقدمة :

نسمي الجمل المؤلف من جسيمات كثيرة مثل نرات الهليوم 3He ، والغاز الإلكتروني في المعادن في درجات الحرارة المنخفضة، والنيوكليونات في الذرات التي تخضع لإحصاء فيرمي-ديراك بالسائل الكوانتي، أو سائل فيرمي حسب لاندوا [1]

يكن جوهر نظرية لاندوا في سائل فيرمي في أن طاقة طيف السائل الكوانتي يملك الشكل العام للغاز الحر نفسه، إذ يوجد تقابل واحد لواحد بين الحالات الطاقية في كلتا الجملتين، الغاز الحر والسائل الكوانتي، ويعود الفرق الجوهرى بينهما حسب فرضيات لاندوا في سائل فيرمي إلى كون الطاقة لا تساوي مجموع طاقات الجسيمات المشكلة للسائل في حالة سائل فيرمي، بل تتبع تابع التوزيع، وهي عبارة عن تركيب من طاقة الجسيم إضافة لتأثير الجسيمات المحيطة به. سميت الجسيمات هذه لأول مرة من قبل لاندوا بأشياء الجسيمات (Quasi-Particles). طاقة شبه الجسيم تتعلق بتأثير الجوار القريب منه نتيجة التأثير المتبادل بينها، تملك أشباه الجسيمات الدفع نفسه الذي تمتلكه الجسيمات الأصلية الحرة، ويختلف تابع توزع فيرمي-ديراك في حالة أشباه الجسيمات عنه في حالة الجسيمات الحرة فقط في الهاملتوني، إذ تصبح الطاقة لشبه الجسيم تابعا للكثافة. أما من حيث الشكل العام فيبقى توزع فيرمي ديراك هو تابع التوزيع لإشياء الجسيمات في السائل الكوانتي، ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$f_{F-D} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - \varepsilon_F)} + 1}$$

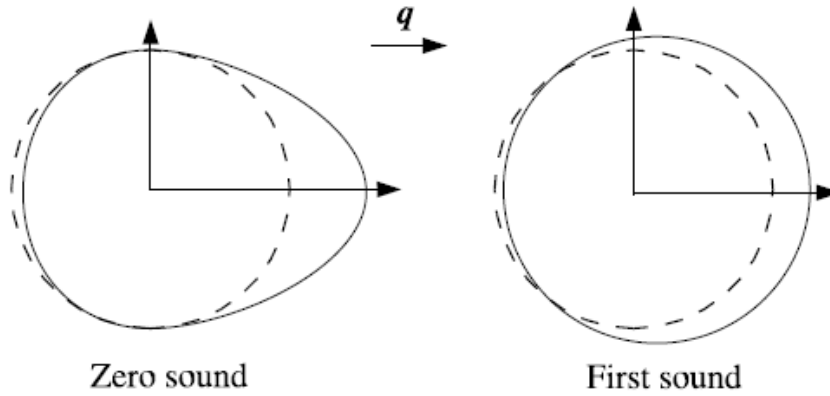
حيث $\beta = \frac{1}{\kappa_B T}$ ثابتة بولتزمان، ε_F طاقة فيرمي.

حسب فرضية لاندوا [1] في سائل فيرمي تنتشر الاهتزازات الإجمالية (البنوية collective wave) في السائل الكوانتي بسبب الاضطرابات الموضعية للكثافة، توصف هذه الاضطرابات بواسطة توابع ليجندر الكروية. تشكل معاملات النشر بتوابع ليجندر مجموعة من الوسطاء التي بمعرفتها تحدد خواص الاضطراب المنتشر في السائل الكوانتي. تسمى هذه المعاملات بارامترات لاندوا، أو بارامترات نظرية سائل فيرمي، ويرمز لها بالرمز: $F_\ell^{(s,a)}$ ، حيث يرمز الحرفان s, a إلى حالتي التناظر واللاتناظر في التوابع الموجية [1, 2].

يتميز انتشار الصوت في السوائل الكوانتية بأن له منشأ بنويًا (إجماليًا)، ويختلف من حيث المنشأ عن الصوت العادي الذي ينتشر في الأوساط المختلفة الأخرى، وينتشر الصوت من أجل تردد معين، ودرجة حرارة محددة بصورة مطابقة للقوانين الهيدروديناميكية، ويتناسب تخامد هذا الصوت طرداً مع زمن المسار الحر الوسطي (τ)، كما يزداد زمن التصادم مع تناقص درجة الحرارة بصورة متناسبة مع ($\propto T^{-2}$)، ويحصل التخامد التام، أو الاختناق للصوت عند $\omega\tau \cong 1$. مع انخفاض درجة الحرارة، ويمكن للصوت أن ينتشر مجدداً، وقد تم توقع هذه الظاهرة من قبل لاندوا وسمي اهتزاز الكثافة هذا من قبل لاندوا نفسه بالصوت الصفري (zero sound) [1, 3].

ويعدّ تغير الصوت من أهمّ التغيرات التي تحدث في الكثافة الجسيمية للسائل الكوانتي، حيث نستطيع من خلال اضطراب الكثافة دراسة الكثير من الظواهر، ومنها سرعة انتشار الصوت بأنواعه. بين لاندوا أنه بغياب التصادم بين الجسيمات يمكن للصوت الصفري أن ينتشر في السوائل الكوانتية، وهو موضوع دراستنا الحالية.

إنّ الصوت الصفري عبارة عن اهتزاز جماعي ينتج عن التأثير المتبادل بين الجسيمات، الذي يؤدي بدوره إلى انزياح دوري في سطح فيرمي، كما في الشكل أدناه: وهو اهتزاز عالي التردد $\omega\tau \gg 1$ في المجال اللاتصادمي (non-colliding regime) [4].



الشكل (1): التشوه في سطح فيرمي في حالة انتشار موجة الصوت الصفري والصوت الأول.

في حين ينتشر الصوت العادي (الصوت الأول) في المجال الهيدروديناميكي (1) $\langle \omega \tau \rangle$.

طرائق البحث ومواده:

لحساب سرعة الصوت في سائل فيرمي بتابعة معاملات لاندائو من مراتب عليا نقوم بحلّ معادلة بولتزمان الحركية شبه الكلاسيكية المعبر عنها بالشكل الآتي [5]:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \nabla_r \left\{ \sum_p v_p (\delta n_p - \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_p f_{pp'} \delta n_p) \right\} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

بأخذ تحويلة فورييه من الشكل: $\delta n_p(\vec{r}, t) = \delta n_p \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)}$ والتعويض في (1) نحصل على الصيغة الآتية للمعادلة الحركية:

$$(\vec{v} \cdot \vec{k} - \omega) \delta n_p - \vec{v} \cdot \vec{k} \cdot \frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} \sum_{p'} f_{pp'} \cdot \delta n_{p'} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

يمثل المقدار $\frac{\partial n^0}{\partial \varepsilon_p} = -\delta(\varepsilon_p - \mu)$ كثافة الحالات على سطح فيرمي، ومن ثم ندرس التغير في كثافة الحالات الكوانتية على سطح فيرمي من الشكل $\delta n_p = -\delta(\varepsilon_p - \mu) \cdot \Phi(\theta, \varphi)$ ، حيث إنّ $\Phi(\theta, \varphi)$ تابع كروي يصف التحويلات على سطح فيرمي الذي يحافظ على الشكل الكروي في دراستنا لهذه، الزوايا θ, φ التي يصنعها \vec{p} مع مركبات \vec{k} على المحاور الأحداثية المختلفة.

ينتج عن التحويلات أعلاه أنّ المعادلة (2) تتحوّل إلى الشكل الآتي:

$$(\vec{v} \cdot \vec{k} - \omega) \Phi + v \cdot \vec{k} \int d\Omega \sum_l F_l^s(\theta') \Phi(\theta') = 0 \dots \dots \dots (3)$$

وكما هو معروف فإنّ الصوت العادي عبارة عن اهتزاز للكثافة. تشير السرعة $\bar{u} = \frac{\omega}{|\vec{k}|}$ في هذه الحالة إلى سرعة الصوت في الأوساط غير المتناظرة و $|\vec{v}| = v_F$ ، أي سرعة فيرمي. بفرض $s = \frac{\bar{u}}{v_F}$ ، نحصل بعد التعويض في المعادلة (3) على المعادلة الآتية:

$$(s - \cos \theta)\Phi(\theta) = \cos \theta \int d\Omega \sum_{\ell} F_{\ell}^s(\theta')\Phi(\theta') \dots \dots \dots (4)$$

$$\Phi(\theta) \propto \frac{\cos \theta}{s - \cos \theta} \quad \text{حيث}$$

تعطى معادلة الحركة للكثافة الجسيمية بعد إضافة الحد $\alpha \vec{k} \cdot \vec{v}$ الذي يصف الترابط السبيني المداري بالعلاقة الآتية [6]:

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \vec{r}} \delta \tilde{\rho} + \left(\frac{e}{c}\right) (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial}{\partial p_a} (\delta \tilde{\rho}) + \alpha \vec{k} \cdot \vec{v} = \frac{1}{2} \text{Trace}[I]_{coll} \dots \dots \dots (5)$$

$$\delta \rho(\vec{r}, t) \propto \delta \rho(\vec{k}, \omega) = \delta \rho \cdot e^{-i(\omega \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad \vec{k} \cdot \vec{v} = k \cdot v \cdot \cos \gamma, \quad \delta \tilde{\rho} = \delta \rho - \delta \epsilon_1 \left(\frac{\partial \rho_o}{\partial \epsilon_p}\right)$$

$$\begin{aligned} v_{\sigma}(\vec{r}, t) &= v_{\sigma}(\vec{k}, \omega), \quad \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \delta \rho(\vec{r}, t) = i \vec{k} \cdot \delta \rho, \quad \frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = -i \omega \delta \rho(\vec{k}, \omega) \\ &, \quad \frac{\partial v_{\sigma}(\vec{r}, t)}{\partial \vec{r}} = v_{\sigma}(\vec{k}, \omega)(i \omega) \end{aligned}$$

بالتعويض من المعادلات أعلاه في المعادلة (4)، نحصل على معادلة الانتقال للكثافة الجسيمية الآتية:

$$\omega \delta \rho - \vec{k} \cdot \vec{v} \delta \tilde{\rho} + i \omega_c \frac{\partial \delta \tilde{\rho}}{\partial \varphi} + i \alpha \vec{k} \cdot \vec{v} = \frac{i}{2} \text{Trace}[I]_{coll} \dots \dots \dots (6)$$

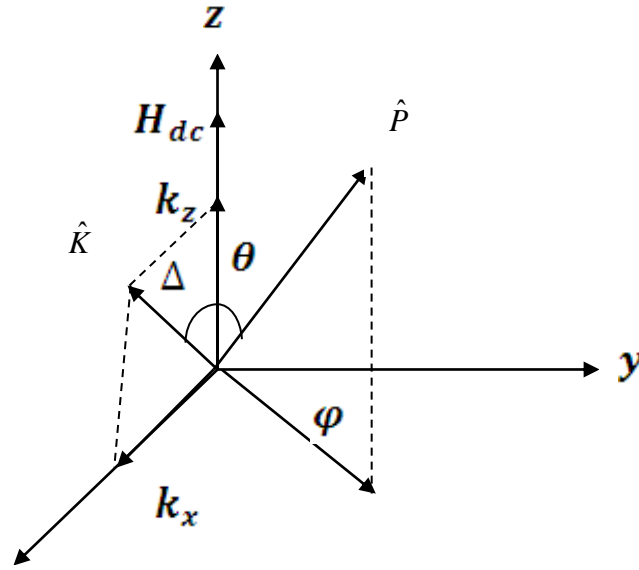
بنشر كل من $\rho(\hat{p}), \tilde{\rho}(\hat{p})$ بتوافقيات كروية من الشكل:

$$\rho(\hat{p}) = \sum_{\ell} \rho_{\ell}^m Y_{\ell}^m(\hat{p})$$

$$\tilde{\rho}(\hat{p}) = \sum_{\ell} \rho_{\ell}^m (1 + A_{\ell}) Y_{\ell}^m(\hat{p}), \quad A_{\ell} = \frac{F_{\ell}^s}{2\ell + 1}$$

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \tilde{\rho}(\hat{p}) = \frac{\partial}{\partial \varphi} \sum_{\ell} (1 + A_{\ell}) \rho_{\ell}^m Y_{\ell}^m = \sum_{\ell} (1 + A_{\ell}) \rho_{\ell}^m \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{\ell}^m$$

$$I[\tilde{\rho}] = \frac{1}{2} \text{Trace}[I]_{coll} = \sum_{\ell} \frac{(1 + A_{\ell})}{\tau_{\ell}} \rho_{\ell}^m Y_{\ell}^m \dots \dots \dots$$



الشكل (2): الجملة الإحداثية المستخدمة

$$\hat{P} = [\sin \varphi \cos \Delta, \sin \varphi \sin \Delta, \cos \varphi], \hat{K} = (\bar{K}_x, 0, \bar{K}_z)$$

$$Z = \bar{k} \cdot \bar{v} = kv(\bar{R}_k \cdot \hat{e}_v) \cdot (\sin \varphi \cos \Delta + \sin \Delta \sin \varphi \cos \varphi)$$

بفرض \bar{k} يرتبط بزوايا أولر (θ, φ) بالعلاقة الآتية:

$$k_{F\sigma}(\theta, \varphi) = k_F + \delta k_F(\theta, \varphi) = k_F + u_\sigma(\theta, \varphi)$$

عندها يمكن التعبير عن $\delta \rho_{i\sigma}$ بالشكل الآتي:

$$\delta \rho_{k\sigma} = -\frac{\partial \rho_k}{\partial k} \cdot \delta \bar{k}_F = -\frac{\partial \rho_{k_F}}{\partial \varepsilon_k} \cdot \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial k} = -\left(\frac{\partial \rho_k^0}{\partial \varepsilon_k}\right) v_F u_\sigma(\theta, \varphi)$$

$$\text{أو } \delta \rho_\ell^m = -\left(\frac{\partial \rho^0}{\partial \varepsilon_k}\right) v_F u_{\ell m}(\theta, \varphi)$$

بفرض أن الحقل الكهربائي \bar{E} يقع في المستوي (XOY) عندها يمكن التعبير عن $\bar{E} \cdot \bar{v}$ بالعلاقة:

$$\bar{E} \cdot \bar{v} = v e^{-i\delta} \cdot \text{حيث } \delta \text{ الزاوية التي يصنعها الحقل الكهربائي مع المحور X في المستوي (XOY).}$$

بالتعويض عن العلاقات أعلاه في المعادلة (3)، و بعد إجراء سلسلة من العمليات الرياضية نحصل على

العلاقة الآتية:

$$\sum_{\ell}^m Y_{\ell}^m(\theta_k, \varphi) u_{\ell m} \left\{ \lambda - \left[\cos(\theta - \varphi) + \frac{m\omega_c}{kv_F} - \frac{1}{kv_F \tau_{\ell}} \right] \left(1 + \frac{F_{\ell}^s}{2\ell + 1} \right) \right\} + \left[\frac{\alpha}{\left(\frac{\partial \rho^0}{\partial \varepsilon_k}\right)} \right] \cos(\theta - \varphi) \} = 0, \dots \dots \dots (7)$$

حيث $\lambda = \frac{\omega}{kv_f}$ بما أن $m = 0$ يمكن إهمال الحد $(Y_1^1 - Y_1^{-1})$ و تصبح المعادلة السابقة من أجل الحالة الخاصة ($\Delta = 0$) ، أي \vec{k} ينطبق على المحور \vec{Z} نحصل على المعادلة الآتية:

$$\sum_{\ell}^m Y_{\ell}^m(\theta_k, \varphi_k) u_{\ell m} [(\lambda - \cos \theta_k) - \cos \theta_k (\frac{F_{\ell}^s}{2\ell+1})] - (\frac{1}{kv_F})(m\omega_c + \frac{1}{\tau_{\ell}}) \sum_{\ell}^m (1 + \frac{F_{\ell}^s}{2\ell+1}) Y_{\ell}^m u_{\ell m} + (\frac{\partial \rho_0}{\partial \varepsilon_k}) \beta \cdot \cos \theta = 0 \dots \dots \dots (8)$$

وتعدُّ هذه المعادلة تعميماً للمعادلات التي تدرس سرعة الصوت ، حيث اقتصرَت الدراسات السابقة على المعادلة المختزلة الآتية [1, 7]:

$$\sum_{\ell}^m Y_{\ell}^m(\theta_k, \varphi_k) u_{\ell m} [\lambda - \cos \theta_k - \frac{\cos \theta_k}{2\ell+1} F_{\ell}^s] = 0 \dots \dots \dots (9)$$

نأخذ المعادلة السابقة نقطة الانطلاق لدراسة اهتزاز موجة الكثافة في السوائل الكوانتية (الصوت الصفري- الصوت الأول- الأنضغاطية.....) [1, 8].

بأخذ ($m = 0$) ، وإهمال حدِّ التصادم تصبح المعادلة الحركية على الشكل الآتي:

$$\sum_{\ell}^m Y_{\ell}^m(\theta_k, \varphi_k) u_{\ell m} \{ \lambda - [\cos(\theta - \varphi)] (1 + \frac{F_{\ell}^s}{2\ell+1}) \} - (\frac{i}{kv_F^2}) (\frac{\partial \rho^o}{\partial \varepsilon_k})^{-1} \cdot \alpha \cdot \cos(\theta - \varphi) = 0 \dots \dots \dots (10)$$

بفرض أن: $[\lambda - \cos(\theta - \varphi)] u(\theta, \varphi) = \sum_{\ell}^m [\lambda - \cos(\theta - \varphi) Y_{\ell}^m(\theta_k, \varphi_k)] u_{\ell m}$

$$\sum_{\ell}^m u_{\ell}^m Y_{\ell}^m = \sum_{\ell}^m u_{\ell}^m Y_{\ell}^m (\frac{F_{\ell}^s}{2\ell+1}) \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} - i [\alpha + (\frac{e}{k})(E)(\cos \delta) (\frac{\partial \rho_0}{\partial \varepsilon_p})] \frac{1}{\lambda - \cos \theta} \dots \dots \dots (11)$$

بفرض: $D = [\alpha + (\frac{e}{k})(E)(\cos \delta) (\frac{\partial \rho_0}{\partial \varepsilon_p})]$ تصبح المعادلة (1) على الشكل المختزل الآتي:

$$\sum_{\ell}^m u_{\ell}^m Y_{\ell}^m = \sum_{\ell}^m u_{\ell}^m Y_{\ell}^m (\frac{F_{\ell}^s}{2\ell+1}) \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} - i \frac{D}{\lambda - \cos \theta} \dots \dots \dots (12)$$

أولاً: من أجل $\ell = 0, 1$ ، نحصل بعد نشر المعادلة أعلاه (5) على العلاقة الآتية:

$$u_0^o Y_0^o + u_1^o Y_1^o = u_0^o Y_0^o F_0^s \cdot (\frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta}) + u_1^o Y_1^o (\frac{F_1^s}{3}) \cdot \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} - i \frac{D}{\lambda - \cos \theta} \dots \dots \dots (13)$$

يمكن التعبير عن (13) بتابعية Y_0^o من العلاقة الآتية: $Y_1^o = \sqrt{3} \cdot \cos \theta Y_0^o$; $Y_0^o = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$

بضرب طرفي (13) ب Y_0^o والمكاملة على الزاوية الجسممة $d\Omega = \int \frac{d\Omega'}{4\pi}$ ، وبضرب العلاقة ب Y_1^o

والمكاملة على الزاوية الجسممة نحصل على المعادلتين الآتيتين:

$$(1 - F_0^s I_1) u_0^o - [\sqrt{3} (\frac{F_1^s}{3}) I_2] u_1^o + i \frac{D}{\sqrt{4\pi}} I_0 \equiv 0 \dots \dots \dots (14a)$$

$$(\sqrt{3} F_0^s I_2) u_0^o + [(\frac{3F_1^s}{3}) I_3 - 1] u_1^o - i (\sqrt{\frac{3}{4\pi}}) D I_1 \equiv 0 \dots \dots \dots (14b)$$

$$I_0 = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{d \cos \theta}{\lambda - \cos \theta}; I_1 = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\cos \theta \cdot d \cos \theta}{\lambda - \cos \theta}; I_2 = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\cos^2 \theta \cdot d \cos \theta}{\lambda - \cos \theta}$$

بحذف $u_0^o; u_1^o$ من المعادلات (a14) و (b14) نحصل على عبارة التشتت الآتية:

$$\omega_{Re}^2 = (\frac{k^2 v_F^2}{3}) [(F_0^s)(1 + \frac{F_1^s}{3}) - (\frac{9}{5})(\frac{F_1^s}{3})(1 - F_0^s)] \dots \dots \dots (15a)$$

$$\omega_{Im}^2 = (\frac{k^2 v_F^2}{3}) [(\frac{4}{3})(\frac{F_1^s}{3})] \dots \dots \dots (15b)$$

حيث ω_{Re}, ω_{Im} القسم التخيلي والحقيقي لطاقة الموجة المحسوبة .

بدمج القسم الحقيقي والتخيلي لعبارة الطاقة (a15) و (b15) ، نحصل على العبارة العامة من الشكل :

$$\omega = \omega_{Re} + i \omega_{Im}$$

ثانياً : من أجل $\ell = 0; 1; 2$ نقوم بتمديد نشر المعادلة (12) من أجل مراتب عليا للتتابع الكروية لتشمل الحالة

المدروسة ، هذه المعادلة من أجل المرتبة المدروسة هنا على الشكل الآتي:

$$u^0 Y_0^0 + u_1^0 Y_1^0 + u_2^0 Y_2^0 = (F_0^s) Y_0^0 u_0^o \cdot \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} + (\frac{F_1^s}{3}) Y_1^0 u_1^o \cdot \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} + (\frac{F_2^s}{5}) Y_2^0 u_2^o \cdot \frac{\cos \theta}{\lambda - \cos \theta} - i \frac{D}{\lambda - \cos \theta} \dots \dots \dots (16)$$

بضرب طرفي العلاقة هذه بـ $Y_0^0; Y_1^0; Y_2^0$ على التوالي كما في الحالة السابقة ، أي من أجل $\ell = 0; 1$ نحصل

على ثلاث معادلات في $u_0^o; u_1^o; u_2^o$ بحذف هذه المتحويلات تماماً، كما في الحالة السابقة نحصل على عبارة

التشتت الآتية:

$$\omega_{Re}^2 = (\frac{k^2 v_F^2}{3}) \left\{ (F_0^s)(1 + \frac{F_1^s}{3}) + \frac{(\frac{4}{5})(\frac{F_2^s}{5})(1 + \frac{F_1^s}{3})}{[(\frac{9}{4})(\frac{F_2^s}{5}) - 1]} \right\} \dots \dots \dots (17a)$$

$$\omega_{Im}^2 = (\frac{k^2 v_F^2}{6}) \left\{ \frac{F_1^s}{3} - \frac{(\frac{F_2^s}{5})(1 + \frac{F_1^s}{3})}{2[(\frac{9}{4})(\frac{F_2^s}{5}) - 1]} \right\} \dots \dots \dots (17b)$$

النتائج والمناقشة:

نستنتج من العلاقات (a-17 b17) بعد مقارنتها مع نتائج البحوث [2, 5, 9] أنّ العامل F_1 يظهر في عبارة

الطاقة إضافة للبارامتر F_0 ، وبما أنّه لا يمكن إهمال F_1 في نظرية التأثير المتبادل للاندوا ، فإنّ هذه النتيجة تكتسب

أهمية خاصة في الدراسات التجريبية عند حساب سرعة الصوت في الأوساط الحقيقية (الكوانتية). كما نجد في البحث

التجريبي [10] أن سرعة انتشار الصوت تتعلق بتابع لانداو للتأثير المتبادل، وهذا التابع معرف بو ساطة مجموعة المعاملات F_ℓ . بمقارنة العلاقات (17) مع نتائج [10, 4, 2]، نجد ظهور البارامتر F_2 ، هنا نتيجة لأخذ توافقيات أعلى، مما أخذ في المراجع المذكورة، ولكن نلاحظ أن العلاقات هنا حافظت على الحدود نفسها في هذه المراجع، في حال وضعنا $0 \equiv (2) = \ell$ في منشور ليجاندر للمعادلة (12).

الاستنتاجات والتوصيات:

درسنا في الورقة العلمية الحالية تابعة طاقة موجة الكثافة للشعاع الموجي في جملة جسيمات تخضع لتابع لانداو للتأثير المتبادل من أجل $\ell = 0, 1, 2$ ، ويمكن الاستمرار في هذه الدراسة وإجراء الحسابات بطريقة مشابهة لإيجاد سرعة الصوت الثاني، والثالث، ومقادير فيزيائية أخرى، مثل الأنضغاطية، والمقاومة النوعية، ومعامل التمدد بتابعية معاملات لانداو المختلفة، كذلك يمكن التأكد من أهمية هذه المعاملات من أجل $\ell \geq 2$ ، لما لهذه المقادير من أهمية خاصة في التطبيقات العلمية المختلفة. إن معرفة العلاقات الرياضية التي تربط المقادير الفيزيائية، مثل سرعة الصوت، والطواعية المغناطيسية، والسعة الحرارية، والأنضغاطية لمادة تساعدنا في معرفة خواص هذه المادة، وهذا يساعدنا بدوره في استخدام المواد المناسبة في التطبيقات العلمية المختلفة، ولا يخفى على أحد ما للأفلام الرقيقة اليوم من أهمية تطبيقية في المجال الصناعي، حيث تشكل معرفة الخوص المغناطيسية لهذه الأفلام حجر الزاوية في استخداماتها في مختلف التطبيقات الصناعية.

المراجع:

- 1 - Landau Fermi- Liquid Theory, Concepts and Applications . Gordon Baym and Christopher Pethick . Willey – VCH Verlag & Co.KGaA. Wenheim (Germany) , 2004 .
- 2 -E.Egilsson and C.J.Pethick;The Transition from First Sound to Zero Sound in a Normal Fermi Liquid:Jou of Low Tem.Phys.Vol. 29 Nos 112 .(1977) .
- 3 - Stringari and F. Dalfouv,J. of Low Temp. Phys. 71 , 445 -S.,(1988) .
- 4 – R.E.Nettleton,Transverse Zero Sound and the Landau F_2 Parameter in Liquid ^3He .J.of Low Temp.Phy Vol. 24 .nos 314 (1976);p 275 .
- 5 –A.Gold,V.T.Dolgoplov,Pis'ma v ZhETF,Vol. 86,iss9 ,pp. 687 - 690 , (2007) , Determination of Landau's Fermi-Liquid parameters in Si-MOSFET systems.
- 6 – Ji-Shng Chen,Determiation of Landau Fermi-Liquid parameters of strongly interacting fermions by means of a nonlinear scaling transformation,Jou.of Statis. Mecha.,Theory and Exper.(China),online at stacks.jop.org/JSTAT/2009/08002 L.
- 7 - K.Matsumoto,T.Ikegami,S.Ito,M.Kirigaya,and Y.Okuda,Zero and First Sound Velocity and Ferm Liquid Parameter in Normal Helium Three>Jou. Of Low Temp.Phys. Vol102,Nos1/2 ,p. 227 (1996).
- 8 – D.S. Saraga and Danel Loss. Fermi Liquid parameters in 2D with spin- orbit interaction.arXiv:cond-nat/050466172 .(13 Jul 2005) .
- 9 – B.L.Friman and E.Krotscheck,Zero Sound Spin Fluctuations and Effective Mass in Liquid ^3He ,Phys.Rev.Lett.Vol 49 N23,p.1705 -1711 (1982).
- 10 -A.F.Andreev and P.V.Shevchenko.Nonlinear zero sound in normal Fermi liquid.Zh.Eksp.Terr. Fizi.VO107 .p.1587 -1595.(May1995) .