Wave Function and Dynamic Equations to Calculate Spreading Energy of the Spin Waves in Ferromagnetic with Spin S=3/2

Dr. Zead Rostom*

(Received 24 / 4 / 2023. Accepted 11 / 10 /2023)

□ ABSTRACT □

This reaserch aimed to :1-Finding energy of spin waves distribution in ferromagnetic material with spin S=3/2 starting from finding suitable wave function in chosed graphic kordinate and then the Hameltone and Lagrange and hence the dynamic equations which give concrate descripting of magnons energy levels and his spreading sped.
2– Studying of constant direction and intensity magnetic field and isesotropy (difference properities) on waves distributions energy .
3-Studying the quadra and acto poles that formed on the conserved square of spin .
4-Estimate the earth fundamental situation that the studying system in it, has a minimum energy.

Keywords: wave function- magnon - saleton-spin waves-Heizenberg modals.

* **Associate Professor. Department of Physics .Tishreen University . Lattakia . Syria. zeiadrostom@gmail.com**

التابع الموجي والمعادلات الديناميكية لحساب طاقة انتشار موجة السبن في المواد حديدية المغنطة ذات سبن S=3/2

د. زياد رستم*

(تاريخ الإيداع 24 / 4 / 2023. قُبِل للنشر في 11 / 10 /2023)

□ ملخّص □

هذا البحث الى: 1-إيجاد طاقة انتشار الأمواج السبينية في الفيرومغانطذات سبن S=3/2 انطلاقا من إيجاد التابع الموجي المناسب في جملة الاحداثيات المختارة ثم الهاملتوني واللاغرانجي وبالتالي المعادلات الديناميكية التي تعطي وصف دقيق لسويات طاقة المغنونات وسرعة انتشارها.

2-دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي ثابت الاتجاه والشدة وعدم التماثلية (تباين الخواص) على طاقة انتشار الأمواج .

3-دراسة تأثير رباعيات وثمانيات الأقطاب المتشكلة على مصونية مربع السبن. 4-تعيين الوضعية الأساسية (الأرضية)والتي يمتلك فيها النظام المدروس طاقة صغرى.

الكلمات المفتاحية: التابع الموجي -مغنون -سليتون-أمواج سبينية-نموذج هايزنبرغ.

*أستاذ مساعد- قسم الفيزياء-كلية العلوم-جامعة تشرين- اللاذقية - سورية. zeadrostom@gmail.com

مقدمة:

لفتت الظواهر اللاخطية التي بدأت تلاحظ في نظرية البلازما ونظرية الأمواج السبينية انتباه الباحثين، ونتيجة الأبحاث النظرية لمجموعة التهيجات (الاضطرابات)اللاخطية في الأوساط المنتظمة والتي تسمى في كثير من الأحيان تهيجات شبه سليتونية [1,2] تبين انها تظهر كحلول موضعية لمعادلات حقلية كلاسيكية كمعادلة لانداو–ليفشيتس [3]ومعادلتي جيب–غاردون و كلاين–غاردون [4,5] وهذا الاهتمام متعلق قبل كل شيء بالاستخدام الواسع للبلورات المغناطيسية في مختلف الأوساط وبشكل خاص في الالكترونيات الدقيقة حيث تستخدم الخواص اللاخطية للمغانط [6,7] ففي المغانط توجد ظواهر لاخطية مرتبطة بالتأثير المتبادل للاهتزازات الخاصة في الأنظمة المغناطيسية أو بتأثير حقل مغناطيسي خارجي عليها [8,9] فمثلا اكتشاف ظاهرة انقسام(تضاعف) تردد الحقل المغناطيسي الخارجي والذي يظهر من أجل أي قيمة لسعة تردد الحقل الخارجي والتي تؤدي لظهور صفات لاخطية في المغانط والتي بدورها تؤدي لظهور تأثيرات أساسية هامة مثل طنين الاشباع المغناطيسي للمواد حديدية المغنطة والطنين الامتصاصي اللاخطي والتغيرات البارامترية للمغانط ،الناتجة عن تغير الحقل الخارجي وكل تلك الظواهر اللاخطية يمكن أن توصف في اطار التأثيرات المتبادلة للتهيجات الخطية الأولية لأنظمة المغنونات المغناطيسية[10]. ان عملية التأثيرالمتبادل بين المغنونات تلعب دورا كبيرا ليس فقط في انحراف العزوم المغناطيسية تحت تأثيرحقل مغناطيسي خارجي متغير بل في تحديد الخواص الديناميكية للأنظمة المغناطيسة و القائمة أساسا على نماذج هايزنبرغ [11,12]وفي الكثير من الحالات يتم تحديد تلك الخواص اما بإيجاد تابع كثافة الطاقة:

$E = \int W\left(\overrightarrow{M}, \frac{\partial M_l}{X_k}\right) d^3x$ المرتبطة بنماذج كمية محددة تتوافق مع الهاملتوني الكمي وذلك بتبديل مؤثر السبين $\hat{\vec{S}}$ بشعاع كلاسيكي$\vec{S}$ يساوي الى العزم المغناطيسي[13،14] أي $\hat{\vec{S}} \to \vec{S} = \frac{a_0}{2\mu_0}\overrightarrow{M}$ حيث$\overrightarrow{M}$تابع موضع مستمر يمكن أن يتغير من نقطة لأخرى في البلورة مع بقاء طويلته ثابتة $\overrightarrow{M}(\vec{p},\vec{t}) = {M_0}^2 = cte$ حيث $M_0 = \frac{2\mu_0 S}{{a_0}^3}$ الاشباع المغناطيسي،μ_0– مغناطون بور a_0^3–حجم الخلية الابتدائية اما صفات تابع الموضع $\overrightarrow{M}$ فتحددها معادلة لانداو–ليفشيتس،أو من خلال إيجاد معادلة الحركة$i\hbar\frac{d\vec{S}}{dt} = [\overrightarrow{H}, \vec{S}]$ التي تصف ديناميكية السبن[1,4 ,12] $\vec{S}$ حيث $\overrightarrow{H}$– هاملتوني هايزنبرغ الكمي ،أما البديل المنطقي من الناحية الفيزيائية والرياضية لدراسة الصفات الديناميكية للمغنونات هو إيجاد القيمة الوسطى للهاملتوني وذلك بإيجاد القيم الوسطى لمؤثرات السبين بواسطة تابع موجي محدد يحقق شروط المسألة المطروحة بحيث يلحظ من ناحية عدد الوضعيات الاحتمالية الممكنة ومن ناحية أخرى أن يحقق شرط التوحيد وعدة شروط أخرى ،كما سنرى لاحقا.

أهمية البحث وأهدافه:

الهدف من البحث:

يهدف هذا البحث الى إيجاد طرق بديلة تصف ديناميكية المغنونات في الفيرو مغلانط ذلك من خلال:

1–إيجاد القيم الوسطية لمؤثرات السبن وذلك بعد التحقق من صحة التابع الموجي المختار عن طريق التوابع الاختيارية.

2–إيجاد القيمة الوسطى للهاملتوني القائم أساسا على نموذج هايزنبرغ.

3–إيجاد معادلات الحركة وسويات الطاقة للأمواج السبينية.

4–دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي على طاقة المغنونات.

أهمية البحث:

تكمن أهمية البحث في:

1–إيجاد طرق بديلة لوصف حركة الانسحابية الدورانية لمغنونات في المواد حديدية المغنطة النقية.

2–ايجاد علاقات التشتت وسويات الطاقة المرتبطة بالوضعيات الاحتمالية.

3–معرفة مدى تأثير معامل الأنيزوتوبية (تباين الخواص) على حركة السبن وانعكاس ذلك التأثير على طاقة انتشار الأمواج السبينية.

4–تحديد الوضعية الأساسية(الأرضية) في الاحداثيات المختارة والتي يمتلك فيها النظام المدروس طاقة صغرى.

5–دراسة تأثير الحقل المغناطيسي على طيف طاقة المغنونات.

6– تبيان وجود نوعين من الأمواج ذات الترددات المرتفعة نتيجة تشكل ثمانيات أقطاب.

طرائق البحث ومواده:

ان إزاحة أو تغييرإتجاه أحد العزوم المغناطيسة في الفيرو مغانط المرتبة بشكل متواز وفي اتجاه واحد عن الوضعية الأرضية يؤدي الى انتشارالأمواج السبينية المتشكلة نتيجة ذلك في البلورة كحزمة موجية بطاقة محددة ،لذلك فان طريقة البحث نظرية تحليلية وتعتمد على إيجاد التابع الموجي المناسب لشروط المسألة المطروحة والتي يلحظ الوضعيات الاحتمالية لشعاع السبين في الاحداثيات المختارة (الأساسية) ثم إيجاد الهاملتوني واللاغرانجي واستنتاج معادلات الحركة ومنها يمكن معرفة علاقات التشتت وسويات الطاقة المرتبطة بالوضعيات الاحتمالية الممكنة لشعاع السبن .

النتائج والمناقشة:

الدراسة التحليلية للنتائج ومناقشتها:

لتحديد الخواص الديناميكية للأنظمة المغناطيسية فلا بد من إيجاد القيمة الوسطى لهاملتوني هايزنبرغ وذلك من خلال إيجاد تابع موجي مناسب على المجموعة$SU(2s+1)$، ان التابع الموجي بالشكل العام في هذه الحالة يعطى بالعلاقة التالية:

$$|\psi\rangle = (1+\sum_{i=1}^{2s}|\psi_i|^2)^{\frac{1}{2}}(|0\rangle + \sum_{i=1}^{2s}\psi_i\,|i\rangle) \qquad (1)$$

ففي الفضاء الطوري$SU(3)\otimes U(1)$/ SU(4) والذي ابعاده 2S+1فمن أجلS=3/2 يكون له أربعة دراجات من الحرية والتي تعبر عن عدد الوضعيات الاحتمالية لشعاع السبن وبالتالي فان التابع الموجي في حالتنا هذه يأخذ الشكل:

$$|\psi\rangle = \left(1+|\psi_1|^2+|\psi_2|^2+|\psi_3|^2\right)^{\frac{1}{2}}(|0\rangle+\psi_1|1\rangle+\psi_2|2\rangle+\psi_3|3\rangle) \qquad (2)$$

وكما هو واضح من (2) فان الوضعيات الاحتمالية لشعاع السبين هي أربعة والمعبر عنها بالشكل:

$$|0\rangle = \begin{pmatrix}0\\0\\0\\1\end{pmatrix} \quad ,|1\rangle = \begin{pmatrix}0\\0\\1\\0\end{pmatrix} \quad ,|2\rangle = \begin{pmatrix}0\\1\\0\\0\end{pmatrix} \quad ,|3\rangle = \begin{pmatrix}1\\0\\0\\0\end{pmatrix} \qquad (3)$$

معادلات الحركة:

يعتبر التابع الموجي الخطوة الأولى للحصول على منظومة المعادلات الديناميكية والتي تصف حركة المغنونات ضمن اطار المتحولاتψ_i وذلك بالحصول على اللاغرانجيان بالشكل التالي:

$$L = i\hbar\langle\Psi|\frac{\partial}{\partial t}|\Psi\rangle - H(\psi_i) \tag{4}$$

بتبديل (2) في (4) نحصل على اللاغرنج بالشكل العام ومن أجل مختلف قيم السبين:

$$L = i\hbar\frac{\sum_{j=1}^{2s}(\dot{\psi}_j\bar{\psi}_j - \psi_j\dot{\bar{\psi}}_j)}{1+\sum_{j=1}^{2s}|\psi_j|^2} \tag{5}$$

وبمساعدة اللاغرانجي(5) يمكن الحصول على معادلات الحركة بالشكل العام انطلاقا من العلاقة:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial L}{q_x} = 0 \tag{6}$$

حيث : $q=(\psi_i, i = 1,2.3)$ وبالتالي فان معادلات الحركة بالشكل العام في الفضاء الطوري SU(2S+1)هي:

$$i\dot{\psi}_j = \left(1+\sum_{j=1}^{j=2s}|\psi_j|^2\right)\left[\left(1+|\psi_j|^2\right)\frac{\delta H}{\delta\bar{\psi}_j} + \sum_{j=1}^{j=2s}\psi_j\bar{\psi}_j\frac{\delta H}{\delta\bar{\psi}_j}\alpha_{lj}\right] \tag{7}$$

حيث :

$$\alpha_{lj} = \begin{cases} 0 & ; l = j \\ 1 & ; l \neq j \end{cases}$$

ان التابع الموجي(2)يحقق: 1− شرط التنظيم $\langle\psi|\psi\rangle = 1$ ويلحظ الوضعيات الاحتمالية الأربعة.

2−مؤثر كازيمير [4] الذي يمثل مجموعة الترابطات الثنائية اللاخطية والذي يأخذ الشكل التالي:

$$\langle\hat{C}_l\rangle = \frac{1}{2}(\langle\hat{s}^+\hat{s}^-\rangle + \langle\hat{s}^-\hat{s}^+\rangle) + \langle\hat{s}^z\hat{s}^z\rangle = \frac{15}{4} \tag{8}$$

3−ان قانون مصونية مربع السبن والذي يمثل مفهوم مجموعة الترابطات الأحادية اللاخطية (عزوم ثنائيات الأقطاب)غير محقق أي:

$$\hat{s}^2 = (\langle\hat{s}^+\rangle\langle\hat{s}^-\rangle + \langle\hat{s}^-\rangle\langle\hat{s}^+\rangle) + \langle\hat{s}^z\rangle\langle\hat{s}^z\rangle \neq \left(\frac{3}{2}\right)^2 \tag{9}$$

ان العلاقة(9) تعتبر **نتيجة مهمة جدا** اذ تشير الى تشكل رباعيات $\hat{q}^2$وحتى ثمانيات $\hat{f}^2$أقطاب تؤدي لاختزال مربع السبين وبالتالي فان قانون المصونية يصبح: $\hat{s}^2 + \hat{q}^2 + \hat{f}^2 = (\frac{3}{2})^2$ وهنا تبرز أيضا **نتيجة مهمة أخرى** تؤكد صحة قانون المصونية اذ أنه في الوضعية الأساسية(الأرضية) والذي يمتلك فيها النظام المدروس طاقة صغرى أي عندما: $\psi_1 = \psi_2 = 0$ فان عزوم رباعيات $\hat{q}^2$ وثمانيات $\hat{f}^2$الأقطاب تؤل الى الصفرولانه في هذه الحالة تكون زاوية تحديد أتجاه رباعيات الأقطاب معدومة ويصبح قانون المصونية (9) محقق .

نستنتج مما سبق من (1,2,3) صحة التابع الموجي وبالتالي يمكن الاعتماد عليه في الحصول على المعادلات الديناميكية التي تصف بشكل كامل ودقيق طاقة انتشار الأمواج السبينية وسرعة المجموعة (السرعة المعممة) حيث:

$$\hat{q}^2 = \langle\hat{s}^-\hat{s}^+\rangle\langle\hat{s}^+\hat{s}^z\rangle + \langle\hat{s}^z\hat{s}^-\rangle\langle\hat{s}^z\hat{s}^-\rangle + \langle\hat{s}^-\hat{s}^-\rangle\langle\hat{s}^+\hat{s}^+\rangle + \left(\frac{9}{4} - \langle\hat{s}^z\hat{s}^z\rangle\right)^2 \tag{10}$$

$$\langle\psi|\hat{s}^+|\psi\rangle = \frac{\sqrt{3}\psi_2\bar{\psi}_3 + 2\psi_1\bar{\psi}_2 + \sqrt{3}\bar{\psi}_1}{1+|\psi_1|^2+|\psi_2|^2+|\psi_3|^2}$$

$$\langle \hat{s}^z \rangle = \langle \psi | \hat{s}^z | \psi \rangle = \frac{1}{2}\, \frac{3|\psi_3|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_1|^2 - 3}{1 + |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_3|^2}$$
$$\langle \hat{s}^- \rangle = \langle \overline{\hat{s}^+} \rangle$$
$$\langle \hat{s}^z \hat{s}^z \rangle = \frac{1}{4} N (9|\psi_3|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_1|^2 + 9) \qquad (11)$$
$$\langle \hat{s}^+ \hat{s}^- \rangle = N (3|\psi_3|^2 + 4|\psi_2|^2 + 3|\psi_1|^2)$$
$$\langle \hat{s}^- \hat{s}^+ \rangle = N (3|\psi_2|^2 + 4|\psi_1|^2 + 3)$$

$$\langle \hat{s}^- \hat{s}^- \rangle = \langle \hat{s}^+ \hat{s}^+ \rangle$$
$$\langle \hat{s}^+ \hat{s}^z \rangle = \frac{N}{2} (\sqrt{3}\psi_2 \bar{\psi}_3 - \psi_1 \bar{\psi}_2 - 3\sqrt{3}\bar{\psi}_1)$$
$$\langle \hat{s}^z \hat{s}^+ \rangle = \frac{N}{2} (3\sqrt{3}\psi_2 \bar{\psi}_3 + 2\psi_1 \bar{\psi}_2 - \sqrt{3}\bar{\psi}_1)$$
$$\langle \hat{s}^z \hat{s}^- \rangle = \langle \hat{s}^+ \hat{s}^z \rangle \quad ؛ \quad \langle \hat{s}^- \hat{s}^z \rangle = \langle \hat{s}^z \hat{s}^+ \rangle$$

حيث :

$$\hat{s}^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{s}^+ = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{s}^z = \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3}{2} \end{pmatrix}$$

$$\hat{s}^+ = \hat{s}^x + \hat{s}^y \qquad \hat{s}^- = \hat{s}^x - \hat{s}^y$$

وهذه المؤثرات تبادلية فيما بينها.

علاقات التشتت وسويات الطاقة:

كما هو معروف فان معرفة الصفات أو الخواص المغناطيسية للمواد حديدية المغنطة والمواد الحديدية العكسية يتم انطلاقا من نموذج هايزنبرغ الأنيزوتربي التبادلي (المتباين الخواص)[3,4,13]، حيث يأخذ بعين الاعتبار التأثير المتبادل لكل عقدتين متجاورتين في الشبكة البلورية وحيدة البعد، من الشكل:

$$\hat{H} = \mathrm{J} \sum_j \hat{\vec{S}}_j \quad \hat{\vec{S}}_{j+1} \qquad (12)$$

حيث:

J – تكامل بيريكليت والتي تمثل طاقة التأثير المتبادل بين كل عقدتين متجاورتين j و j+1 .

في حالتنا هذه أخذنا بعين الاعتبار ليس فقط الانيزوتروبية التبادلية بل أيضا الأنيزوتروبية الذاتية أي طاقة ذاتية التأثير (الأيون في أي عقدة يؤثر ذاتيا على نفسه) و تأثير حقل مغناطيسي خارجي Aثابت الشدة ، هذه النماذج تسمى نماذج هايزنبرغ متباينة الخواص(انيزوتروبية) ذات محور لين اي ثابتة الأنيزوتروبية موجبة ويعطى بالشكل:

$$\hat{H} = J \sum_j \hat{\vec{s}}_j\, \hat{\vec{s}}_{j+1} + \bar{\delta} s_j^z s_j^z + A \hat{\vec{s}}_j^z \qquad (13)$$

لايجاد القيمة الوسطى للهاملتوني (13) يجب أن نأخذ بعين الاعتبار ما يلي:

1-بما أن مؤثرات السبن تبادلية فيما بينها فان القيمة الوسطى لجداء المؤثرات تساوي جداء القيمة الوسطى لها.

2- بما أن شرط التنظيم $\langle\psi|\psi\rangle = 1$ (كما هو واضح من (2))محقق فيمكن نشر مؤثرات السبين حول الوضعية الأساسية بالنسبة لثابتة الشبكة البلورية a_0 أي:

$$\vec{S}_{j+1} = \vec{S}_j + a_0\vec{S}_{jx} + \frac{a_0^2}{2}\vec{S}_{jxx}$$

3- الانتقال من المجموع الى التكامل $(\sum_j \to \int \frac{dx}{a_0})$.

بالاعتماد على ما سبق فان الهاملتوني يأخذ الشكل الواضح التالي:

$$H = -\frac{J}{a_0}\int \left[\langle\hat{S}^+\rangle\langle\hat{S}^-\rangle + \left(\langle\hat{S}^z\rangle\right)^2 - \frac{a_0^2}{2}\langle\hat{S}^+\rangle_x\langle\hat{S}^-\rangle_x + \bar{\delta}\langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle + A\langle\hat{S}^z\rangle\right]\mathrm{d}_x \qquad (14)$$

بتبديل (14) في (7) مع الأخذ بعين الاعتبار (11) وبعد التقريب الخطي نحصل على معادلات الحركة التالية:

$$i\hbar\dot{\psi}_1 = \left[\psi_1\left(3\bar{\delta} - A\right) - \frac{3}{2}a_0^2\psi_{1xx}\right]\frac{J}{a_0}$$
$$i\hbar\dot{\psi}_2 = \left[2\left(3\bar{\delta} - A\right) - 2A\psi_1\right]\frac{J}{a_0} \qquad (15)$$
$$i\hbar\dot{\psi}_3 = \left[3(1 - \mathrm{A})\psi_3\right]\frac{J}{a_0}$$

ان المعادلات (15) خطية و متجانسة تقبل حلول على شكل أمواج مستوية:

$$\psi_i = \varphi_i exp\{i(kx - wt)\} \qquad (16)$$

بتبديل (16) في (15) نحصل على علاقات التشتت التالية:

$$\omega_1 = \omega_0\left(\frac{3}{2}a_0^2\kappa^2 + 2\bar{\delta} - A\right)$$
$$\omega_2 = \omega_0\left[2\left(3 - \bar{\delta}\right) - 2A\right] \qquad (17)$$
$$\omega_3 = 3\omega_0(1 - A)$$

وبالتالي فان طيف طاقة المغنونات (الأمواج السبينية)تعطى بالشكل الواضح التالي(حيث $E = \hbar\omega$):

$$E_1 = \hbar\omega_0\left(2\bar{\delta} + \frac{3}{2}a_0^2\kappa^2 - A\right)$$
$$E_2 = \hbar\omega_0\left(3 + \bar{\delta} - A\right) \qquad (18)$$
$$E_3 = 3\hbar\omega_0(1 - A)$$

حيث:

$$\omega_0 = \frac{J}{\hbar a_0}$$

من(18) يمكن استنتاج سرعة المجموعة:

$$V_\Gamma = \frac{1}{\hbar}grad_k \mathrm{E}(\kappa)$$
$$V_\Gamma = 3\omega_0 a_0^2$$

وبما أن الطاقة الحركية تعطى بالعلاقة:

$$E = \frac{1}{2}m_{eff}V_\Gamma^2 \qquad (19)$$

وبتعويض العلاقة الأولى من (18) في (19) نحصل على :

$$m_{eff} = \frac{2E}{V_\Gamma^2} = \frac{2\hbar\omega_0}{\left(3a_0^2\kappa\omega_0\right)^2}\left(2\bar{\delta} + \frac{3}{2}a_0^2\kappa^2 - A\right)$$

وهي علاقة الكتلة الفعالة للمغنون وكما هو ملاحظ فانها تتناسب طردا مع ثابتة الانيزوتروبية الذاتية وعكسا مع شدة الحقل المغناطيسي المؤثر

مناقشة سويات الطاقة في العلاقة (18):

1–نلاحظ وجود أمواج ذات ترددات منخفضة (E_1) ونوعان آخران من الاهتزازات ذات ترددات مرتفعة E_3 و E_2 هذا يشيرالى أن الأمواج ذات الترددات المنخفضة تحتل جزء من الفضاء الطوري SU(3) أما الأمواج ذات الترددات المرتفعة تحتل ما تبقى من ذلك الفضاء **وهذه نتيجة مهمة** لأن مختلف الدراسات تظهر فقط الأمواج منخفضة التردد [3,14,15].

2– ان طيف طاقة المغنونات تتناسب عكسا مع شدة الحقل المغناطيسي الخارجي المؤثر(A) وهذا يشير الى أن زيادة الحقل المغنطيسي المؤثر يجبر العزوم المغناطيسية الذاتية للعودة الى وضع التوازن والتناسق أي أن العزوم تصبح أكثر استقرارا (متوازية وفي اتجاه واحد).

3–اذا كانت شدة الحقل المغناطيسي معدومة وثابتة الأنيزوتروبية الذاتية معدومة أيضا فان سويتي الطاقة الثانية و الثالثة تنطبقان وهذا يدل الى أن طاقة التأثير الذاتية تلعب دورا كبيرا في اظهار البنية الدقيقة لسويات الطاقة.

4–اذا كان $\kappa = 0$فان طيف الطاقة يحوي منطقة طاقية ممنوعة عرضها $\hbar\,\omega_0\left(2\bar{\delta} - A\right($ وهي تتوضع بين السوية الثانية و الثالثة .

5–اذا أثر الحقل المغناطيسي الخارجي بعكس جهة العزوم الذاتية (بعكس المحور oz) فان ذلك يؤدي لتغير إشارة الحقل(A) في (18) لتصبح موجبة وهذا بدوره يؤدي الى :

- أن طيف طاقة المغنونات تصبح متناسبة تناسبا طرديا مع شدة الحقل وبالتالي كلما زادت شدة الحقل تزداد حالة عدم استقرار العزوم الذاتية ما يؤدي لزيادة سعة الاهتزاز.
- زيادة عرض المنطقة الطاقية الممنوعة.

تحديد الوضعية الأرضية(الأساسية):

ان الوضعية الأساسية هي الوضعية التي يمتلك فيها النظام المدروس طاقة صغرى ويتحقق هذا عندما تكون قيمة الجزء من الهاملتوني(14) ،والذي لا يحوي على قيم مشتقة ،عظمى ،أي عندما تكون قيمة المجموع $(\langle\hat{S}^+\rangle\langle\hat{S}^-\rangle + \langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle + \bar{\delta}\langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle)$ أعظمية هذا يعتمد على إشارة ثابتة الأنيزوتروبية الذاتية التأثير (المقدار $\bar{\delta}$) يجب أن يكون موجبا ،ويجب أن يكون كل حد من الحدود السابقة أعظميا أي:

$$\langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle = \frac{9 + 9|\psi_3|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_1|^2}{4(1 + |\psi_i|^2)} \quad ; i = 1,2,3$$

ويكون هذا الحد أعظميا عندما:

$9 + 9|\psi_3|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_1|^2 \geq 4(1 + |\psi_i|^2)$ وهذا يتحقق عندما: $|\psi_1|^2 = |\psi_2|^2 = 0$

أما الحد: $\langle\hat{S}^+\rangle\langle\hat{S}^-\rangle + \langle\hat{S}^z\rangle\langle\hat{S}^z\rangle \geq \left(\frac{3}{2}\right)^2$ يأخذ قيمة عظمة عندما: $\left(\frac{3}{2}\right)^2 = \frac{(3|\psi_3|^2+|\psi_2|^2-|\psi_1|^2-3)^2}{4(1+|\psi_i|^2)}$

وهذا يتحقق عندما: $|\psi_1|^2 = |\psi_2|^2 = |\psi_3|^2 = 0$ في هذه الحالة فان عزوم رباعيات وثمانيات الأقطاب تؤول الى الصفر وبالتالي فان طاقة الوضعية الأساسية (الأرضية) يمكن الحصول عليها بشكل مباشر من (14) وذلك بعد تبديل القيم الوسطية (11) لمؤثرات السبين ،واعتمادا على ذلك فان علاقة الطاقة تصبح: $E = 3\frac{j}{a_0}(3\bar{\delta} + A)$ وكما هو ملاحظ فان الطاقة تتناسب طردا مع شدة الحقل وثابتة الأنيزوتروبية الذاتية فقط وهو ما يؤكد مرة أخرى على أن

تشكل رباعيات وثمانيات الأقطاب يؤثر عل طاقة النظام المدروس بشكل كبير[16,17] وأن الأمواج المتشكلة في الحالة الأرضية هي أمواج ذات ترددات مرتفعة فقط.

الاستنتاجات والتوصيات:

الاستنتاجات:

لدراسة نماذج هايزنبرغ متباينة الخواص وذات محور لين في الاحداثيات الأساسية للحصول على سويات الطاقة وسرعة انتشار الأمواج السبينية في المواد حديدية المغنطة الواقعة تحت تأثير حقل مغناطيسي خارجي حصلنا على النتائج التالية:

1–إيجاد طريقة شبه كلاسيكية يتم من خلالها دراسة ظاهرة كمية بطريقة تقليدية.

2–تشكل رباعيات وثمانيات أقطاب تؤدي الى اختزال قيمة مربع السبن.

3–تشكل أمواج ذات ترددات مرتفعة تتقاسم أبعاد الفضاء الطوري مع الأمواج منخفضة التردد.

4–ان ثابتة تباين الخواص وشدة الحقل المغناطيسي الخارجي تؤثران بشكل ملحوظ على سويات الطاقة.

5–التمكن من تحديد السوية الأساسية والتأكد من أن متعددات الأقطاب المتشكلة تؤثر بشكل كبير على طاقة انتشار أمواج السبن.

التوصيات:

ان الاستخدام الواسع للبلورات المغناطيسية في مختلف الأوساط ولاسيما في الالكترونيات الدقيقة والالكترونيات سريعة التأثر تحتم دراسة تأثير الظواهر اللاخطية الملاحظة في تلك البلورات والناتجة عن مختلف التأثيرات (ذاتية كانت خارجية) على أداء البلورات المغناطيسية ، ويمكن دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي متغير الاتجاه والشدة وثابتة الانيزوتوبية والايزوتروبية ودرجة الحرارة على طاقة انتشار أمواج السبن وعزوم رباعيات وثمانيات الأقطاب والذي من المحتمل أن ينعكس على خواص السوية الأرضية وعلى خواص البلورات المغناطيسية موضوع الدراسة وخاصة الناقلية الكهربائية والسعة الحرارية النوعية وبالتالي الاجابة على السؤال التالي: هل لتوضعات السبن تأثير على الناقلية الكهربائية أو الحرارية؟

References:

1-Abdullaev Kh.o.-Aguero M.-Makhnkov A.V.-Momenov Kh.Kh.-*GENERAlIZD* SPIN *COHERENTS STATES AS A TOOL TO STUDY QLASSICAL BEHAVIOUR OF THE HEISENBRG FERROMAGNET,Dubna.2019.*

2-Pushkarov K.K.-Prematarov M.-*SOLITONY CLUSTER OF SPIN DVIATION AND LATTICE DEFORMATION IN ANTIMONIC FERROMAGNETIC CHAIN. M.NAUKA.2020.*

3-Landau L.Q-Leavshets E.M.-*NON RELATIVITY THEORY ON QUANTOM MECHANICS.TOM 3,MOSCO,1989.*

4-Ziead Roustom ,*SPIN WAVES IN FERROMAGN* ,TISHREEN UNIVERSITY JOURNAL OF SCIENCE,FOLDER32 ISSUE,NO.1,2010 .

5-Kittel Ch.-*INTRODUCTION TO SOLID STATE PHYSICS , seventh edition USA.* Gohn Wiley&SONS,inc.2010

6-Davidov A.C.*SOLID STATE THEORY*,Nauka Moscow,1990.

7-Kh.O.Abdulloev And Kh.Muminov,*COHERENT STATES OF SU(4)GROUP IN REAL PARAMETERIZATION AND HAMELTONIAN EQUATIONS OF MOTION*, REPORTSOF TAJIKISTAN ACADEMY OF SCIENCE, vol.36,no.6, 1993.
8-Davidov A.C-*QUANTUM MECHANICS* ,Nauka Moscow 1990.
9-FEYNMAN.R.P-Leighton .R.B-MATTHEW SANDS-*THE FEYNMAN LECTURES ON PHYSEICS*,PRINTED Mer,Moscow 1987.
10-Y.YOUSEFI,ET.AL,*SEMI CLASSICAL MODELING OF ISOTROPIC NON-HEISENBERG MAGNETS FOR SPIN S=1 AND LINEAR QUADRUPOLE EXCITATION DYNAMICS ,ARXIV:1304.0245,2013*.
11-Ziead Rostom,*THE SEMI CLASSIC DESCRIPTION AND DYNAMIC EQUATIONS OF SPIN WAVES IN FERROMAGNETIC WITH SPIN S=1/2 COMPLEX COORDAINATES SYSTEM.*AL-Paas University journal of of science 2014.
12-AKuezer A.Daria Kmek V.G-*SPIN WAVES,Nauak Moscow, 2019*$[360-368]$
13-Ziead Roustom.Amir Tfiha ,*STUDYING SMALL OSCILATIONS OF SPIN VECTOR OF THE FERROMAGNETIC WITH SPIN S=1.*Tishreen University Journal for Research and science. FOLDER 36,2014.
14-Krenchec.O.C-*PHYSICS OF MAGNETICAL PHENOMENA* , Moscow University ,1985.
15-Nguyer T.M.- Cottan M.G.-*spin wave in ferromagnetic nonotubes ,Department of physics and Astronomy University of western Ont,London,Ontario,Canada,2006,N6A-3k7.*
16-Milton. -Pereira Gr.-Costa Filho R.G.-Cottam M.G.-Dipole-exchange spin waves in heterostructures with a non-magnetic spaser. journal of Magnetic Material, e272-e276,2007.
17-Ziead Roustom.-*studying Magnons in iron magnits with spin S=1/2 according to the Heisnberg triaxis oneionic model in the structured coordinates.*Tishreen University .journal of science .FOLDER *44*,2021