مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (36) العدد (5) 2014
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (36) No. (5) 2014

دراسة نظرية لتحديد عوامل الجسوءة في بلّورة المادة الفيرومغناطيسية (الحديدية المغنطة)

الدكتور فرحان ياسين*

(تاريخ الإيداع 17 / 7 / 2014. قُبِل للنشر في 8 / 9 /2014)

□ ملخّص □

تم في هذا العمل تحديد عوامل الجسوءة (C_3، C_2، C_1) في بلّورة مادة فيرومغناطيسية تدخل في حسابات ثوابت تباين المناحي (**Anisotropy**) للبلورات المغناطيسية. علاوةً على ذلك، تم تحديد قيم مجالات C_3 بين متجهة تمغنط البلورة $\vec{M}$ واتجاه الحقل المغناطيسي المطبق عليها $\vec{H}$ ، التي توافق وجود حالات التوازي $\vec{M} \uparrow\uparrow \vec{H}$ ، وحالات التوازي المضاد $\vec{M} \uparrow\downarrow \vec{H}$ ، وكذلك المجالات المناسبة لعملية القفز المغناطيسي بين الحالتين .

الكلمات المفتاحية: الطاقة الحرة، عوامل الجسوءة، ثوابت تباين المناحي (**Anisotropy**) المغناطيسية، بلّورة المادّة الفيرومغناطيسية.

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

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (36) العدد (5) 2014
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (36) No. (5) 2014

The oritical study for determination the stiffness factors in ferromagnetic crystal

Dr. Farhan Yassin*

(Received 17 / 7 / 2014. Accepted 8 / 9 /2014)

□ ABSTRACT □

This work studies the determination of stiffness factors C_1 , C_2 and C_3 in ferromagnetic crystal which enter into the calculations of anisotrophic constants of ferromagnetic crystal .

However , Value intervals of C_3 which coresponds to the existence of parallel states $\overrightarrow{M} \uparrow\uparrow \overrightarrow{H}$, and antiparallel states $\overrightarrow{M} \uparrow\downarrow \overrightarrow{H}$ between the magnetic crystal vector $\overrightarrow{M}$ and applied magnetic field vector $\overrightarrow{H}$. In addition , the suitable intervals for the magnetic jumps between two states have been found.

Keywords: Free energy, Stiffness factors , Magnetic anisotroic constants , Ferromagnetic crystal.

*Associate Professor, Physic Department , Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia , Syria.

مقدمة :

من المعروف أن المواد حديدية التمغنط (الفيرومغناطيسية) تتمغنط بحقول مغناطيسية متناهية الصغر. في الحقيقة ترتبط متجهة التمغنط $\vec{M}$ في المواد الحديدية التمغنط (الفيرومغناطيسية) باتجاه مفضّل(سهل التمغنط) ، وحقل محدد لازم لتدوير التمغنط عن الاتجاه المفضّل (السهل التمغنط).

ويوصف هذا السلوك بطاقة تباين المناحي البلّورية(**Anisotropy**) ، أي طاقة التمغنط $\int M.H\ dv$ اللازمة لتدوير متجهة التمغنط من الاتجاه السهل التمغنط إلى الاتجاه الّصعب التمغنط . إن لطاقة تباين المناحي (**Anisotropy**) مسببات متنوعة ، وبالتالي يمكن لها أن تظهر بأشكال متنوعة بالنسبة للمحاور البلورية. لقد وجد تجريبيا أن تباين المناحي البلوري يمكن أن يوصف بحدود سلسلة قوى لا متناهية من تجيب اتجاه التمغنط بالنسبة إلى المحاور البلورية. إن الاتجاهات المفضّلة للتمغنط في البلورات المكعبة هي **[100] ، [110] ، [111]** .

يوجد عامل مهم جداً في عمليات التمغنط يدعى بعامل **Stiffness** الذي يعبر عن مقدار ارتباط التمغنط بالاتجاهات المفضّلة . ويعرّف هذا العامل بالمشتق الثاني للطاقة الحرة للبلورة F_k ، بالنسبة إلى زاوية الدوران ϑ عن موضع الاتزان**[1]**.

$$C = \left.\frac{\partial^2 F_k}{\partial \vartheta^2}\right|_{\vartheta=0}$$

بالنسبة إلى طاقة التأثير المتبادل **E** بين التمغنط والحقل المغناطيسي المطبق نجد هذا العامل :

$$E = -\vec{M}.\vec{H} = -MH\cos\vartheta$$

$$C = \left.\frac{\partial^2 E}{\partial \vartheta^2}\right|_{\vartheta=0} = M.H$$

وبالتالي نحصل على حقل تباين المناحي (**Anisotropy**) البلورية المغناطيسية H^A :

$$H^A = \frac{1}{M}.\ C = \frac{1}{M}\left.\frac{\partial^2 F_k}{\partial \vartheta^2}\right|_{\vartheta=0}$$

يبين الجدول الآتي شروط الطاقة اللازمة لاتجاهات التمغنط المفضّلة في البلورة وحقل تباين المناحي (**Anisotropy**) المغناطيسي البلوري :

Direction	[100]	[110]	[111]
الطاقة الحرة F_k	0	$K_1\frac{1}{4}$	$K_1+\frac{1}{27}K_2\frac{1}{3}$
الاتجاه المفضل	$K_1 > 0$ $K_1 > -\frac{1}{9}K_2$	$0 > K_1 > -\frac{4}{9}K_2$	$K_1 < -\frac{4}{9}K_2$ $K_1 < -\frac{1}{9}K_2$
حقل تباين المناحي H^A	$2\ K_1 / M_s$	Plane (100) : $-2\ K_1 / M_s$ Plane (110) :$(K_1 + K_2) / M_s$	$-(\frac{4}{3}K_1 + \frac{4}{9}K_2) / M_s$

حيث M_s تمغنط الاشباع .

من أجل الاتجاهات [100] و [111] فإن عوامل الجسوءة متماثلة المناحي **(Isotropy)** تساوي :

$$C_{[100]} = 2\,K_1$$
$$= -\left(\frac{4}{3}K_1 + \frac{4}{9}K_2\right)C_{[110]}$$

لكن من أجل الاتجاه [100] فإن عامل الجسوءة يكون متباين المناحي **(Anisotropy)** ، ويعطى انحرافه وفق المستويين (100) و (110) ، كما في العلاقتين الآتيتين :

$$C_{[100]}^{(100)} = -2\,K_1$$
$$= K_1 + K_2 C_{[110]}^{(110)}$$

أهمية البحث وأهدافه :

تكمن أهمية البحث في إيجاد قيم عوامل الجسوءة في البلورات الفيرومغناطيسية (الحديدية المغنطة) التي تدخل في تحديد ثوابت تباين المناحي في البلورات المغناطيسية ، ثم تحديد الاتجاهات المفضلة (السهلة التمغنط) والاتجاهات صعبة التمغنط . علاوة على ذلك، تحديد حالة القفز المغناطيسي بين الحالة الموازية والحالة اللامتوازية .

طرائق البحث ومواده :

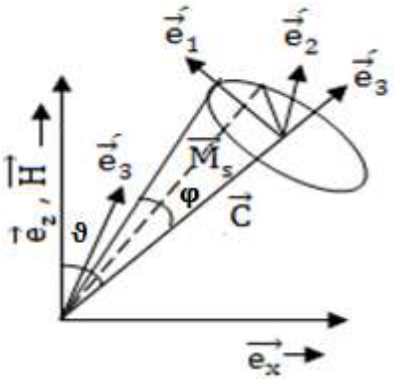
تمت دراسة هذا البحث بطريقة نظرية انطلاقاً من إيجاد الطاقة الحرة للبلّورة الفيرومغناطيسية ، ومن ثم إيجاد عوامل الجسوءة ، وثوابت تباين المناحي **(Anisotropy)** لمعرفة الاتجاهات سهلة التمغنط ، والاتجاهات صعبة التمغنط في البلورة .

<u>الدراسة التحليلية</u>

لإجراء الدراسة التحليلية يلزمنا إيجاد العلاقات بين الزوايا الحاصلة بين المحور البلوري $\vec{C}$ ، ومتجهة التمغنط $\vec{M}$ واتجاه الحقل المغناطيسي المطبّق $\vec{H}$ الشكل (1) .

استناداً إلى الشكل (1) نجد الزاوية $\beta(\measuredangle \vec{H}, \vec{M})$ ومتجهة التمغنط $\vec{M}$ [2] :

$$\vec{M} = M\cos\varphi_o \vec{e}_3 + M\sin\varphi_o\,(\cos\delta\,\vec{e}_1 + \sin\delta\,\vec{e}_2)\,, \qquad (1)$$
$$\vec{e}_3 = \vec{e}_z\cos\vartheta + \vec{e}_x\sin\vartheta\,, \qquad (2)$$
$$\vec{e}_1 = \vec{e}_z\sin\vartheta - \vec{e}_x\cos\vartheta$$
$$\vec{e}_2 = \vec{e}_3 \times \vec{e}_1 = \vec{e}_y$$



الشكل (1) : أشعة الواحدة لوصف المغنطة في مستوى القاعدة (أي العمودي على المحور $\vec{C}$) .

تجدر الإشارة إلى أن متجهة الواحدة $\vec{e}_1$ تقع في المستوى $\vec{e}_x$ ، $\vec{e}_z$ ، انظر الشكل (*1*) .

بتعويض (2) في (1) والترتيب نجد المغنطة $\vec{M}$:

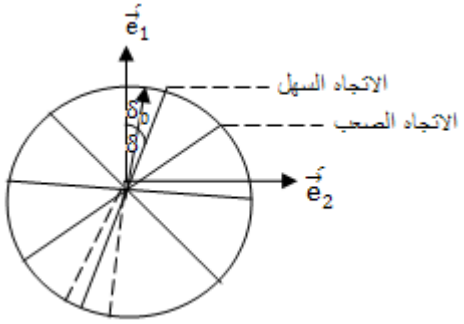
$$\vec{M}=M[(\sin\vartheta\cos\varphi_o-\cos\vartheta\sin\varphi_o\cos\delta)\vec{e}_x+\sin\varphi_o\sin\delta\,\vec{e}_y+$$
$$(\cos\vartheta\cos\varphi_o+\sin\vartheta\sin\varphi_o\cos\delta)\vec{e}_z] \quad . \qquad (3)$$

لدينا :

$$\cos\beta = \frac{\vec{M}.\vec{H}}{M.H} = \frac{\vec{M}.\vec{e}_z}{M}$$

$$\cos\boldsymbol{\beta} = \cos\vartheta\cos\varphi_o + \sin\vartheta\ \sin\varphi_o\cos\ \delta \qquad (4)$$

الزاويتان δ_0 ، δ (قاعدة المستوي $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$):



الشكل (2) : تعريف الزاوية δ_0 ، δ

$$\vec{H} = |\vec{H}|\cos\vartheta\,\vec{e}_3 + |\vec{H}|\sin\vartheta\,\vec{e}_1 \qquad (5)$$

لا يلعب العامل $H \sin\vartheta \vec{e}_3$ أي دور فهو لا يؤثر في الاختبارات أو الحسابات التالية ، وذلك لأنه يرتكز عمودياً (شاقولياً) على المستوى (القاعدة) $\vec{e}_1\vec{e}_2$, ، وعليه يمكن أن نعمم دون أية شروط أن $0 \le \delta_0 \le \frac{\pi}{4}$ ، انظر الشكل (2).

فرضية :

إن تباين المناحي (**Anisotropy**) في المستوى الأساسي يكون ضعيفاً جدًا على مستوى القاعدة ،هذا يعني أن الحقول اللازمة للتغلب على تباين المناحي صغيرة ، وبذلك تقع المغنطة في هذه الحقول الصغيرة على مخروط ، وبإمكان المغنطة أن تتحرك بحرية على هذا المخروط طالما أنّ تباين المناحي في المستوى الأساسي العمودي على المحور $\vec{C}$ مهمل ، حيث زاوية انفتاح المخروط هي φ_o .

إلى جانب المغنطة الموازية المذكورة أعلاه توجد أيضاً أوضاع مغنطة مضادة التوازي . وكافة الأوضاع الأخرى غير الموضعين السابقين لن تتحقق ، عندما ننطلق من وضع الإشباع المغناطيسي (حالة الإشباع في المغنطة) . وبزيادة الحقول تصبح المغنطة غير الموازية أقل استقراراً ويتجاوز المغنطة الموازية.

ويمكن حساب الطاقة الحرة F في هذه المسألة كما يأتي [3, 4]:

$$F = - \vec{M}.\vec{H} + F_{anis.} \qquad (6)$$

حيث إن $F_{anis.}$ هي طاقة تباين المناحي(**Anisotropy**) ، و $\vec{M}.\vec{H}$ هو الطاقة المغناطيسيّة اللازمة لتدوير متجه المخروط من اتجاه مفضل (سهل) إلى اتجاه صعب [5,6,7] .

$$F = - M_0 H.\cos\beta + K_1 \sin^2\varphi + K_2 \sin^4\varphi + K_3 \sin^4\varphi . \sin^2 (\delta - \cos^2 (\delta - \delta_0) \qquad (7)\ \delta_0)$$

حيث K_1 ، K_2 ، K_3 هي ثوابت المغنطة اللامتناحية (**Anisotropy**)، وتعطى واحدات قياس هذه الثوابت بـ $joul/m^3$ ، كما أن قيمة ثابتة اللاتناحي K_3 صغيرة جدا أمام K_1 ، K_2 [8]، في حين أن K_1 تبقى موجبة [9] ، φ هي الزاوية الكائنة بين المغنطة $\vec{M}$ والمحور $\vec{C}$.

من أجل :

δ_0 يكون : $\delta - \delta_0 = n\frac{\pi}{2}$ ، حيث n عدد صحيح

$$\sin^2 (\delta - \cos^2 (\delta - \delta_0) = 0$$

ومع الاستفادة من $\cos\beta$ الواردة في المعادلة (4) نجد أن :

$$F = - M_0 H (\cos\vartheta \cos\varphi + \sin\vartheta \sin\varphi_o \cos\delta) + K_1 \sin^2\varphi + K_2 \sin^4\varphi + K_3 \sin^4\varphi . \sin^2 (\delta - \delta_0) \cos^2 (\delta - \delta_0)$$

والانطلاق من التقريب : $\varphi = \varphi_o = constant$

ينجم عنه أن :

$$F = -M_0 H \sin\vartheta \sin\varphi_o \cos\delta + K_3 \sin^4\varphi_o \sin^2 (\delta - \delta_0) \cos^2 (\delta - \delta_0) + constant \qquad (8)$$

إن الحدّ الأول في هذه المعادلة يتكون من :

$$- M_0 H \sin\vartheta \sin\varphi_o \cos\delta = - M_0 H \sin\vartheta \sin\varphi \cos\delta$$

والجداء $H \sin\vartheta \vec{e}_1$ يتناسب مع مركبات $\vec{H}$ في مستوى القاعدة ، و $M_0 \sin\varphi$ يوافق مركبات $\vec{M}$ في مستوى القاعدة مع $\cos\delta$ ، ويمثّل مسقطاً لهذا المكوّن على $\vec{e}_1$.

لإيجاد قيم الزاوية δ التي تجعل الطاقة الحرة F في حالتها الدنيا نأخذ المشتق الأول للعلاقة (8) ونجعله مساوياً الصفر [10 ,11] :

$$H \sin\vartheta \sin\varphi_o \sin\delta + 2K_3 \sin^4\varphi_o \left[\sin(\delta-\delta_0)\cos^3(\delta-\delta_0) - M_0 \sin^3(\delta-\delta_0)\cos(\delta-\delta_0)\right] = 0 \quad (9)$$

ليكن :

$$C_1 = H \sin\vartheta \sin\varphi_o M_0 \quad , \quad C_2 = K_3 \sin^4\varphi_o \quad (10)$$

$$C_3 = C_1 / 2C_2$$

وباستخدام العلاقات المثلثية المناسبة يمكن أن نكتب (9):

(11)

$$\frac{\partial F}{\partial \delta} = \sin 4(\delta-\delta_0) + 4C_3 \sin\delta = 0$$

وبحلّ المعادلة (11) نجد:

(12)

$$\delta_0 = \delta + n\frac{\pi}{2} + \frac{1}{4}\arcsin(4C_3 \sin\delta)$$

حيث ينبغي تحديد قيمةn ، بحيث تقع δ_0 ، δ وَ arcsin ضمن المجال المسموح به .

الحل الموازي↑↑ والقيم الحدية لـ δ ($0 \le \delta \le \frac{\pi}{4}$) :

عند $\delta_0 = 0$ تكونδ في قيمتها الصغرى، ويتبع ذلك $\delta_{min} = 0$.

وتتحقق القيمة العظمى لـِ δ عندما $\frac{d\delta}{d\delta_0} = 0$ ، ونطبق ذلك على(12) فنجد :

$$1 - \frac{d\delta_0}{d\delta} = -\frac{C_3\cos\delta}{\cos 4(\delta-\delta_0)} = -\frac{C_3\cos\delta}{\pm\sqrt{1-(4C_3\sin\delta)^2}} = \mp\frac{C_3\cos\delta}{\sqrt{1-(4C_3\sin\delta)^2}} \Rightarrow$$

$$\frac{d\delta_0}{d\delta} = \begin{cases} 1+\dfrac{C_3\cos\delta}{\sqrt{1-(4C_3\sin\delta)^2}} & \text{for} \quad \cos 4(\delta-\delta_0) > 0 \\ 1-\dfrac{C_3\cos\delta}{\sqrt{1-(4C_3\sin\delta)^2}} & \text{for} \quad \cos 4(\delta-\delta_0) < 0 \end{cases} \quad (13)$$

$$\frac{d\delta}{d\delta_0} = 0 \Rightarrow \frac{d\delta_0}{d\delta} = \infty$$

وينتج من ذلك أنّ :

$$1 - (4C_3\sin\delta)^2 = 0 \quad (14)$$

وبالتالي فإنّ :

$$\sin \delta_{max} = \frac{1}{4\,C_3} = \frac{C_2}{2\,C_1} \quad (15)$$

ولهذه المعادلة حلّ واحد فقط من أجل $\frac{1}{4\,C_3} \leq 1$ ، بالتالي من أجل $C_3 > 0.25$ نجد

من (11) و(14) δ_{max} :

$$\sin 4\,(\delta_{max} - \delta_{0,max}) + 1 = 0$$

$$\delta_{max} - \delta_{0,max} = -\frac{\pi}{8}$$

وعليه فإن :

$$\delta_{0,max} = \delta_{max} + \frac{\pi}{8}$$

ينبغي أيضاً أن يكون :

$$\delta_{0,max} \leq \frac{\pi}{4}$$

وهذا يعني أن :

$$\delta_{max} \leq \frac{\pi}{8}$$

من المعادلة (15) نجد الثابت C_3 :

$$C_3 \geq \frac{1}{4 \sin \delta_{max}}$$

بالتالي:

$$C_3 \geq \frac{1}{4 \sin \frac{\pi}{8}} = 0.6532815$$

وتحدد δ_{max} من المعادلة (15) عندما يتحقق :

$C_3 < 0.6532815$

يتم حساب δ_{max} من العلاقة (11) عند $\delta_0 = \frac{\pi}{4}$ وإجراء الترتيب :

$$\sin\delta\,[\,(-2\cos^2\delta + 1) + \cos\delta + C_3] = 0 \quad (16)$$

وتمتلك هذه المعادلة حلولاً متعددة :

1) $\sin\delta = 0$ ، الأمر الذي يؤدي الى $\delta = 0$ ،

ونحصل على الحل المستقر(أصغريّاً)عند الشرط $\frac{d^2F}{d\delta^2} > 0$ للعلاقة(11) والاستفادة من (10) :

$$\frac{d^2F}{d\delta^2} = C_1 \cos\delta + 2C_2 \cos 4\,(\delta - \delta_0) \quad (17)$$

وعندما يكون $\delta = 0$ نجد : $\delta_0 = \frac{\pi}{4}$ و

$$\frac{d^2F}{d\delta^2} = -2C_2\ C_1 > 0 \quad (18)$$

الأمر الذي يؤدي الى كون $C_3 > 1$. انظر العلاقة (9) .

2) عندما $C_3 < 1$ ، فإن $\sin\delta \neq 0$ ، بالتالي نجد من (16) :

$$(-2\cos^2\delta + 1)\cos\delta + C_3 = 0 \quad (19)$$

ويتم الحل في المجال : $0 \leq \delta \leq \frac{\pi}{4}$

ومن أجل الحل الموازي يتم الحصول باستخدام(12) و (15)على :

$$\delta^{p}_{0,max} = \delta^{p}_{max} + n\pi + \frac{1}{4}\arcsin\left(4c_3\frac{1}{4C_3}\right) = \delta^{p}_{max} + n\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{8} \qquad (20)$$

$$n = 0 \quad : \quad \delta^{p}_{0,max} = \delta^{p}_{max} + \frac{\pi}{8}$$

$$\delta^{p}_{max} = \arcsin\left(\frac{1}{4C_3}\right) \quad \text{for} \quad C_3 > 0.6532815$$

$$\delta^{p}(\ ) = \begin{cases} (-2\cos^2\delta + 1)\cos\delta + C_3 = 0 & \text{for} \quad C_3 < 1 \\ \frac{\pi}{4} & \\ 0 \quad \text{for} \quad C_3 > 1 & \end{cases}$$

الحل الموازي المضاد ↑↓ : إن قيمة δ الصغرى تتحقق عند $\delta_0 = 0$ ، بالتعويض في (11) :

$$\sin\delta\,[\,(2\cos^2\delta - 1)\cos\delta + C_3\,] = 0$$

حل هذه المعادلة :

$$\delta = -\pi \quad .$$

ونحصل على الحل المستقر من خلال تحقق الشرط $\left.\frac{d^2F}{d\delta^2}\right|_{\delta_0=0} > 0$ العلاقة (17) :

إن $\delta = -\pi < 0$ ، لذا يجب أن يكون $-C_1 + 2C_2 > 0$ ،

وهذا سوف يتحقق عندما $C_3 \le 1$.

وعندما تصبح المغنطة لدى $\delta_0 = 0$ و $\delta = -\pi$ غير مستقرة ، عندئذ فإن الحل مضاد التوازي سيكون بكامله غير مستقر :

يتناقص عدم الاستقرار عندما ننتقل :

$$\text{from} \begin{cases} \delta_0 = 0 \\ \delta = -\pi \end{cases} \quad \text{To} \begin{cases} \delta_0 = 0 \\ \delta = -\pi + \Delta\delta \end{cases}$$

الأمر الذي يتطلب أن يكون :

$$\left.\frac{d^2F}{d\delta^2}\right| > \left.\frac{d^2F}{d\delta^2}\right|$$

$$\delta_0 = 0 \qquad \delta_0 = 0$$

$$\delta = -\pi \qquad \delta = -\pi + \Delta\delta$$

بالتالي فإن $\delta_{min} = -\pi$ من أجل $C_3 < 1$.

من أجل $C_3 > 1$ يكون الحل مضاد التوازي بكامله ، وغير مستقر عموما .

ويتم الحصول على قيمة δ العظمى لدى $\delta_0 = \frac{\pi}{4}$ من المعادلة (11) :

$$\sin\delta\,[\,(1 - 2\cos^2\delta\,)\cos\delta + C_3\,] = 0$$

إما $\sin\delta = 0$ بالتالي : $\delta = -\pi$ و $\delta = 0$

أو $(1-2\cos^2\delta)\cos\delta + C_3 = 0$

ومنه

$$C_3 = 2\cos^3\delta - \cos\delta \qquad (22)$$

وفي هذه الحالة فإنه يمكننا الوصول لحدود الاستقرار من الشرط :

$\left.\frac{d^2F}{d\delta^2}\right|_{\delta_0=\frac{\pi}{4}} = 0$ والعلاقة (11) نجد :

$$\frac{d^2F}{d\delta^2} = C_3\cos\delta - 8\cos^4\delta + 8\cos^2\delta - 1 = 0 \qquad (23)$$

بوضع

$$C_3 = 2\cos^3\delta - \cos\delta$$

في العلاقة (**23**) نجد:

$$6\cos^4\delta - 7\cos^2\delta + 1 = 0$$

وينتج من هذه العلاقة أن :

$$\cos^2\delta = \frac{7\pm5}{12} = \frac{1}{6}$$

وبسبب كون $\delta < 0$ فإن الحل المقبول :

$$\cos\delta = -\sqrt{\frac{1}{6}}$$

ومع الأخذ بالاعتبار العلاقة الأخيرة ، و بتعويضها في المعادلة (*22*) فإن ذلك يؤدي إلى:

$$C_3 = 0.2721655$$

من أجل $C_3 > 0.2721655$ يكون البدء في الحل غير المستقر لدى $\delta_0 = \frac{\pi}{4}$

حيث قيمة δ الموافقة هي : $\delta = -\arccos\sqrt{\frac{1}{6}}$.

من أجل $C_3 > 0.2721655$ فإنه يمكن تحديد δ_{max} من تحقق الشرط $\frac{d^2F}{d\delta^2} = 0$

وذلك بالتحليل العددي :

$$\frac{d^2F}{d\delta^2} = 4(\delta - \delta_0) = 0C_3\cos\delta + \cos \qquad (24)$$

بالحل نجد :

$$4(\delta - \delta_0) = -\arcsin(4C_3\sin\delta) - n\pi$$

وبسبب كون $(\delta - \delta_0) = -\pi$ *يكون* $n = 4$ *بالتالي :*

$$[4\pi + \arcsin(4C_3\sin\delta)] = 0 \qquad C_3\cos\delta + \cos$$

$$[\arcsin(4C_3\sin\delta)] = 0 \qquad C_3\cos\delta + \cos$$

$$C_3\cos\delta + \sqrt{1-(4\ C_3\sin\delta)^2} = 0 \qquad (25)$$

والقيم التالية ينبغي أن تحقق العلاقة (25) :

$$C_3 = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{1}{6}} \quad , \quad \cos\delta = -\sqrt{\frac{1}{6}} \quad \text{و} \quad \sin\delta = -\sqrt{\frac{5}{6}}$$

النتائج والمناقشة :

من أجل الحلّ مضاد التوازي :

$$\delta^{a}_{min} = -\pi \quad \text{for} \quad C_3 \leq 1$$

من أجل $C_3 > 1$ يكون الحل مضاد التوازي بكامله غير مستقر، بالتالي فهو لن يوجد فيما بعد .

$$\delta^{a}_{max} = \begin{cases} \left(2\cos^2\delta - 1\right)\cos\delta - C_3 = 0 \quad \text{for} \quad C_3 < 0.2721655 \\ C_3\cos\delta + \sqrt{1-(4\,C_3\sin\delta)^2} = 0 \quad \text{for} \quad C_3 > 0.2721655 \end{cases}$$

عندما يكون الحل مضاد التوازي غير مستقرً ، فإن القفزة المغناطيسية تحدث من أجل الحلّ الموازي ،[12 , 13] وبالتالي فإن القفزة المغناطيسية لأجل الحل الموازي، من أجل كل δ_0 مع كون $\delta^{a}_{0,max} \leq \delta_0 \leq \frac{\pi}{4}$ ،

حيث تعطى $\delta^{a}_{0,max}$ من خلال المعادلة التالية :

$$\delta^{a}_{0,max} = \delta^{a}_{max} + \pi + \frac{1}{4}\,\arcsin\left(4\,C_3\sin\delta^{a}_{max}\right)$$

هذا من أجل :

$$0.2721655 < C_3 < 1 \quad .$$

إن قيمة $\delta^{a}_{0,max}$ الموافقة من أجل الحل الموازي تعطى من خلال المعادلة :

$$\sin 4(\delta - \delta^{a}_{0,max}) + 4\,C_3\sin\delta = 0$$

إن الحل وفق الشروط المحققة يكون ضمن المجال $0 \leq \delta \leq \frac{\pi}{4}$ والذي يتبع $\delta^{a}_{0,max}$.

علاوة على ذلك ، فإنه بإمكان $\delta_{0,max}$ أن يكون أكبر أو أصغر من $\delta^{p}_{0,max}$ ،

ومن أجل $C_3 < 0.2721655$ لا توجد أية قفزة مغناطيسية .

الاستنتاجات والتوصيات :

– يفهم من تباين المناحي (**Anisotropy**) البلوري انكسار التماثل في البلورات الفيرومغناطيسية (الحديدية الممغنطة) ، حيث تحتوي البلورة على محور سهل التمغنط ومحور صعب التمغنط .

– المحور السهل: هو اتجاه داخل البلورة ، بحيث تطبيق حقل مغناطيسي صغير يكون كافياً للوصول إلى حالة تمغنط الإشباع (طاقة أصغر) .

– المحور الصعب: هو اتجاه داخل البلورة يلزم عنده تطبيق حقل مغناطيسي كبير للوصول إلى حالة تمغنط الإشباع (طاقة أكبر).

– ويمكننا من هذه الدراسة الانتقال إلى إيجاد عوامل الجسوءة للأنظمة البلورية المكعبة والسداسية، وبحسب اتجاه تطبيق الحقل المغناطيسي باتجاه موازٍ للمحور السهل ، أو باتجاه التوازي المضاد .

– من أجل $C_3 > 1$ تكون الحالة مضادة التوازي غير مستقرة ، ولا تحدث القفزة المغناطيسية ، بل تحصل القفزة المغناطيسية في الحالة الموازية .

– وكذلك وجدنا من خلال الدراسة أنه من أجل $C_3 > 0.2721655$ لا توجد أية قفزة مغناطيسية .

– يمكننا متابعة هذا العمل بإيجاد الرسومات والمخططات البيانية لكثافة الطاقة المغناطيسية بتابعية زاوية التمغنط الحاصلة بين المحور البلوري ومتجهة التمغنط .

المراجع :

[1] M.Venkatesan , et. , Anisotropic Ferromognetism in substituted ZnO , Phy. Rew . letters , vol.93 , No 17 , (2004)

[2] Drust, K.D.: Untersuchung der magetischen Eigenschaften und der Ummagnetisierungsprozesse in hartmagentischen Sm (Co, Cu ,Fe , Zr) - und Nd-Fe – B- Legierungen . Max - Planck - Institut für Metallforschung ,Stuttgart, (1986)

[3] Drust , K.D. ; Kronmüller , H.: Determination of intrinsic material parameter of Nd_2-Fe_{14}-B from magnetic measurements of sintered Nd_{15}-Fe_{77}-B_8 magnets . - In : J. Magn . Magn . Mater . 59 ,- 86, (1986) .

[4] Givord , D.; Li , H.S. ; Perrir de la Bathie , R. : Magnetic properties of Y_2 $F_{14}B$ and $Nd_2Fe_{14}B$ single Crystals . - In : Solid state Common . , 51 ,- 857, (1984) .

[5] J. Smit and H.P . J. Wign , physical properties at Ferrimagnetic oxides in Relaxien to their technical applications , whrights, lane, Kensinglon , london , W.8. ,(1959)

[6] S.Sahoo , E . Redja , I . Tabakovic . S.C. Reimer , and M.C. Kautzky .Heat assisted magnetic recording HAMR heads including componets made of Nickelalloys, US patent , 8259540 ,(2012)

[7] E. Girt , W .Huttenwa ,O.N. Mryasov , E. Montoya , B . Kardasz , C. Eyrich , B . Heinrich , A.Y. Dobin , and O. Karis . method for measuring exchange stiffness in ferromagnetic films . J. Appl .Phys ., 109 (7) : 07B765 ,(2011)

[8] Smit , J . ; Wijn , H.P. J. : Ferrite . - In : Philips Technisch Bibliothek , Eindhoven , (1962)

[9] Sagawa , M . ; Hirosawa , S. ; Yamamoto , H. ; Fujimura , S. ; Marsuura ,Y. : Nd-Fe – B permanentmagnetic materials . - In : Jap . Journ .Appl . Phys ., 26 ,- 785 (1987) .

[10] H.KRONMÜLLER G.MARTINEK , J . Magnetism , K . - D . DURST , and magnetic mater . 69 , -149, (1987)

[11] K . Elk , V. Christoph , J. M.M.M. 65 ,- 151, (1987)

[12] K.H.J. Buschow , Handbook of Magntic Materials , Vol.8 , Elsevier ,1995

[13] Charles Eyrich , Exchange stiffnes in Thin – Film cobalt alloys , Master Thesis , B. Sc . Dalhousie University ,(2010)