مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (19) العدد (6) 1997
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (19) No (6) 1997

المغنطيسية الحديدية المضادة وتباين الخواص باختلاف المحور – تأثير البعدية –

الدكتور فرحان ياسين*

☐ الملخّص ☐

نوقش تأثير اللاتناحي العشوائي الصغير (التباين باختلاف المحور) على خواص الحالة الدنيا للمغنطيسية الحديدية المضادة ذات المحور السهل (z) في بعدين وثلاثة أبعاد وأربعة أبعاد، كما نوقش تأثير البعدية على سلوك المغنطة (التمغنط) المضادة بدلالة الحقل.

* مدرس في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (19) العدد (6) 1997
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (19) No (6) 1997

Antiferromagnet and anisotropy: The Influence of Dimensionality

Dr. Farhan YACINE*

❒ ABSTRACT ❒

The influence of a small random anisotropy on the ground-state properties of antiferromagnet with an easy z-axis in two, three, and four dimensions are discussed. Similarly the influence of the dimensinality on the magnetization-versus-field behaviour is addressed.

* Associate Professor at the Department of Physics, Faculty of Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.

المقدمة:

فحصت الخلائط المعدنية ذات المغنطيسية الحديدية المضادة المنخفضة من قبل العالمين Ma, Imry[1]. وتعتبر المتحولات العشوائية (كالتباين العشوائي في الخواص والمحاور) ذات تأثير كبير على سلوك الأنظمة المغنطيسية[2].

ويمكن تشكيل حدود التباين العشوائي لتلك الخواص في الطاقة المغنطيسية باستخدام آليات مختلفة، كتبادل ثنائيات الأقطاب المغنطيسية، أو في اقتران شبكات السبين، الموجود في سبائك الأتربة النادرة غير المتبلورة وفي السبائك المغنطيسية المشوبة أو في الأنظمة ذات الجسم الدقيق، نظراً لأنها تلعب دوراً هاماً في سلوك الحقل المغنطيسي المضاد.

تحتوي طاقة التباين في الخواص باختلاف المحور للسبائك المتبلورة على جزء متجانس من ذرات البنية البلورية إضافة إلى جزء من التباين العشوائي بسبب محيطها العشوائي.

ولدراسة السلوك المغنطيسي للمغنطيسية الحديدية المضادة ثلاثية الأبعاد يجب فهم تغيرات التباين العشوائي لتلك الخواص باختلاف المحاور وسلوكها، علماً بأن التحريضات المغنطيسية تتأثر بشكل كبير بالتباين العشوائي للخواص باختلاف المحاور، إذ يظهر تأثيرها في المحاور ثلاثية الأبعاد واضحاً في تلك الخواص للتباين العشوائي باختلاف المحاور كما أشار إلى ذلك العالم Imry[1].

إن قياسات المغنطة للمغنطيسية الحديدية المضادة للمركبات:

ثلاثية الأبعاد: $Mn_{1-x}Zn_xF_2$

وشبه ثنائية الأبعاد: $K_2Mn_{1-x}Mg_xF_4$

تظهر الحساسية المتزايدة للاختلاف في النظام مع ازدياد البعدية وبشكل خاص بجوار الحركة السبينيّة الموجية.

في دراستنا هذه سنحسب الحالة الدنيا للمغنطيسية الحديدية المضادة ثلاثية الأبعاد والتباين العشوائي للخواص باختلاف المحور في حالة الأنظمة ذات الأبعاد الاختيارية (d≥2)، ومناقشة تأثير البعدية على سلوك المغنطة المضادة بدلالة الحقل.

الأسس النظرية لنماذج الحل:

استناداً إلى قانون هاملتون في المغنطيسية الحديدية المضادة ذات البلورتين المنتظمتين لدينا:

$$E_h = \int dV \Big\{ \alpha \vec{M}_1 \vec{M}_2 + \frac{1}{2}\beta\left(\vec{M}_{1,i}\right)^2 + \beta_{1,2}\vec{M}_{1,i}\vec{M}_{2,i} + \frac{1}{2}\beta\left(\vec{M}_{2,i}\right)^2 - \vec{H}\left(\vec{M}_1 + \vec{M}_2\right) - \frac{1}{2}\lambda\left(\vec{M}_{1z}^2 + \vec{M}_{2z}^2\right) - \frac{\delta}{2}\left[\left(\vec{M}_1\vec{n}\right)^2 + \left(\vec{M}_2\vec{n}\right)^2\right] \Big\} \quad (1)$$

حيث E_h تمثل الطاقة، و H يمثل الحقل، وحيث $\left(\vec{M}_{s,i}\right)$: هو مشتق البلورة المنتظمة $\left(M_s\right)$ بالنسبة للأحداثيات (x,y,z)، كما تحدد الواحدة الموجهة العشوائية $\left(\vec{n}\right)$ الاتجاه الموضعي لقراءات تغيرات المحور (z)[3]، حيث:

$$\alpha = \alpha_\circ + \Delta a\left(\vec{r}\right), \lambda = \lambda_\circ + \Delta\lambda\left(\vec{r}\right), \vec{n} = \sin\vartheta\left(\vec{r}\right)\vec{e}_x + \cos\vartheta\left(\vec{r}\right)\vec{e}_z \quad (2)$$

حيث ϑ موزعة بشكل متساو في المجال $0 \le \vartheta \langle 2\pi$، ويفترض أن تكون تغيرات قوى $(\Delta\lambda, \Delta\alpha)$ صغيرة بالمقارنة مع متوسط القيم المماثلة (λ_0, α_0).

إضافة إلى ذلك يعتبر التبادل المتجانس (α_0) هو المسيطر على تباين الخواص باختلاف المحور (λ_0) والحقل المغنطيسي الخارجي $(\vec{H})$ والتبادل غير المتجانس (β_{12}, β)[4].

على فرض أن قوة التغير في النظام (δ) صغيرة والمتغيرات $(\delta, \beta_{12}, \beta, \lambda, \alpha)$ مقادير موجبة، إضافة إلى كون $(\beta \rangle \beta_{12})$ صحيحة، ومن أجل علاقة فراغية لذلك التغير تم اختيار تابع غاوس التالي:

$$\langle \sin \vartheta(\vec{r}) \sin \vartheta(\vec{r}') \rangle = \langle \cos \vartheta(\vec{r}) \cos \vartheta(\vec{r}') \rangle = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r})^2}{S^2} \right] \tag{3}$$

حيث تعبر S عن مدى الارتباط غير المنتظم. لقد نوقش بتوسع نموذج مماثل من أجل المغنطيسية الحديدية من قبل Salsow, Serota, Chudnovsky[5]، ووجد أن d=2 هي البعدية الهامشية للرسوخ المباشر للمناقشات النوعية بالنسبة لـ Ma, Imry[1]، وتبين أن وظيفة العلاقة المغنطيسية تتشعب بشكل لوغاريتمي في الأنظمة غير المحددة ذات البعدين مع عدم وجود تباين منسجم للخواص باختلاف المحور.

في حالة المغنطيسية الحديدة المضادة يكون التبادل المغنطيسي الحديدي المضاد (α) مسيطراً على كل المتغيرات $(\beta_{12}, \beta, \delta, \lambda)$. ولتسهيل الحلول نضع:

$$|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M_\circ = 1$$

وتصبح بالتالي قيمة العامل (M_s):

$$\vec{M}_s = \sin \varphi_s \vec{e}_x + \cos \varphi_s \vec{e}_z ; S = 1,2 \tag{4}$$

ومن المفيد ادخال المقدارين (φ_2, φ_1)، اللذين يرتبطان بالمتحولين (Ψ, Φ) بالعلاقتين التاليتين:

$$\varphi_1 = \phi - \Psi, \varphi_2 = \phi + \Psi + \pi$$

حيث تعبر الزاوية (Φ) عن انحراف مغنطة البلورة المنتظمة عن المحور (z)، كما تعبر Ψ عن مدى انحراف التراصف غير المنتظم (أي غير المتوازي) بين $\vec{M}_2, \vec{M}_1$.

ونركز اهتمامنا على الحقول المغنطيسية $\vec{H}$ بحيث لا تتجاوز الحقل السبيني الموجي (H_{SF}) ثم من أجل $(\alpha >> \lambda)$ فإن $(\alpha >> H)$ والزاوية (Ψ) ستكون صغيرة.

معادلات اولر (Euler):

تمكننا العلاقات (2)، (4)، (5) من كتابة علاقة الطاقة المغنطيسية (1) كتابع للزاويتين $\Psi(\vec{r}), \Phi(\vec{r})$.
فمن أجل حقول طولانية $\vec{H} = H\vec{e}_z$ نجد أن:

$$\begin{aligned} E_h = \int dV \{ & -\alpha \cos 2\Psi + (\beta - \beta_{12}) \phi_i^2 + (\beta + \beta_{12}) \Psi_i^2 - \\ & -2\vec{H} \sin \phi \sin \Psi - \frac{\lambda}{2} \cos 2\phi \cos 2\Psi - \frac{\delta}{2} \cos 2(\phi - \vartheta) - \frac{\lambda + \delta}{2} \} \end{aligned} \tag{6}$$

نعتبر فقط حد القيم الكبيرة لـ(a) في حين يمكننا اهمال مساهمات الحدود العليا في $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$، ولحساب الحالة المغنطيسية الدنيا، يجب أن تأخذ العلاقة (6) أصغر قيمة لها، مع الأخذ بعين الاعتبار الزاويتين (Ψ,Φ) فإن النهاية الصغرى لهذه العلاقة تؤدي إلى معادلة اولر التالية:

$$(\beta-\beta_{12})\Delta_d\phi=\frac{\lambda}{2}\sin 2\phi\cos 2\Psi - H\cos\phi\sin\Psi+\frac{1}{2}\delta\sin 2(\phi-\vartheta) \qquad (7)$$

$$(\beta+\beta_{12})\Delta_d\Psi=a\sin 2\Psi+\frac{\lambda}{2}\sin 2\Psi\cos 2\phi - H\cos\Psi\sin\phi \qquad (8)$$

إن التنوع الفراغي لـ(Ψ,Φ) هو نتيجة للجزء العشوائي لتباين الخواص باختلاف المحور. ويكون أعظمياً في حالة كون ميلان مغنطة البلورة المنتظمة الموضعية تابعاً مباشراً للتباين العشوائي الموضعي لخواصها باختلاف المحور.

نقدر الحد الأعلى لـ (Δ_d,Ψ) بأنه $\left(\Psi/S^2\right)$ بالاستفادة من سيطرة (α) حيث أن $\left[\alpha >> (\beta+\beta_{12})/S^2\right]$. بإهمال الطرف الأيسر من (8) نجد أن:

$$\sin\Psi=\frac{H\sin\phi}{2\alpha+\lambda\cos 2\phi} \qquad (9)$$

بالاستفادة من العلاقتين (7)، (9) نجد أن:

$$(\beta-\beta_{12})\Delta_d(2\phi)-\Lambda\sin 2\phi=\delta\sin 2(\phi-\vartheta) \qquad (10)$$

حيث

$$\Lambda=\lambda-\frac{H^2(2\alpha+\lambda)}{(2\alpha+\lambda\cos 2\phi)^2} \qquad (11)$$

وبسبب العشوائية في (Φ) فإن (Λ) هو مقدار عشوائي ضعيف.

وعندما تكون الحالة لا عشوائية $(\delta=0)$ نشاهد في النموذج التقليدي نظاماً طويل المدى متجانساً أي: $(\Phi=\Phi_0,\Psi=\Psi_0)$ في الحالة المغنطيسية الدنيا، ومن أجل حقول مغنطيسية صغيرة يعتبر هذا النظام من نموذج نيل (Neel) للمغنطيسية الحديدية المضادة العادية مع $(\Psi_0=0,\Phi_0=0)$. عند انعدام كلي للمغنطة في الحقل السبيني الموجي الحرج نجد أن:

$$H=H_{sf}=[\lambda(2\alpha-\lambda)]^{1/2} \qquad (12)$$

وتتحول الحالة المغنطيسية إلى حركة سبينية موجية بطور:

$$\phi_\circ=\pi/2,$$
$$\sin\Psi_\circ=H/(2\alpha-\lambda)$$

ومغنطة متجانسة:

$$\vec{M}_{hom}=\vec{M}_1+\vec{M}_2=\frac{2H}{2\alpha-\lambda}\vec{e}_z \qquad (13)$$

ومن مناقشة عامل التغير في النظام وعلى فرض أن العلاقة (10) هي خطية فقط في تغيرات النظام (6) نجد أن:

$$\Delta_d\varphi-X^2=-\frac{\delta}{2(\beta-\beta_{12})}\sin 2\vartheta(\bar{r}), \qquad (14)$$

$$X^2 = \frac{\Lambda_\circ}{\beta - \beta_{12}}, \tag{15}$$

$$\Lambda_\circ = \lambda f(\vec{H}) = \lambda\left[\left(\frac{H^2}{H_{SF}^2}\right)\sin gn(H_{SF} - H) 2\lambda^2 \frac{H^2}{H_{SF}^4}\right], \tag{16}$$

حيث تعبر زاوية الميلان الموضعية (φ) عن الانحراف عن المجال المغنطيسي المتجانس ويعبر عنها بالعلاقة:

$\varphi = \phi - \phi_\circ = \phi$ من أجل $H \langle H_{SF}$

$\varphi = \phi_\circ - \phi = (\pi/2) - \phi$ من أجل $H \rangle H_{SF}$

إن حل العلاقة (14) هو:

$$\varphi(\vec{r}) = \int d^d\vec{r}' G_d(x, \vec{r} - r')\left[-\frac{\delta}{2(\beta - \beta_{12})}\sin 2\vartheta(\vec{r}')\right] \tag{17}$$

حيث $G_d(x, \vec{r})$ هي البعدية (d) لتابع غرين، وباستخدام العلاقة (17) يمكن حساب قيم المتوسطات الفراغية:

$$\langle \varphi^2 \rangle = \frac{\delta^2}{8(\beta - \beta_{12})} C_d(x, s) \tag{18}$$

حيث:

$$C_d(x, s) = \int d^d\vec{r}' d^d\vec{r}'' G_d(x, \vec{r}') G_d(x, \vec{r}'') \exp\left[-\frac{(\vec{r}' - \vec{r}'')^2}{S^2}\right] \tag{19}$$

حالة الحقول العرضية:

وفي حالة الحقول العرضية $(\vec{H} = H\vec{e}_x)$ أي الحقول المغنطيسية العمودية على المحور (z) يمكننا بشكل مباشر استخدام الخطوط الرئيسية المأخوذة سابقاً بالنسبة للحقول الطولانية. وبشكل اساسي يجب إبدال مصطلح التابع الحقلي $-2\vec{H}\sin\phi\sin\Psi$ في الطاقة الوارد في العلاقة (6) بالتابع:

$$+2\vec{H}\cos\phi\sin\Psi$$

ويصبح عندها التباين الفعال للخواص باختلاف المحور بالنسبة للمحور (z) المتجانس:

$$\Lambda_\circ = \lambda f(\vec{H}) = \lambda\left[1 + \frac{H^2}{\lambda\alpha}\right] \tag{20}$$

في الحال المتجانسة $(\delta = o, \phi = \phi_\circ = o, \Psi = \Psi_\circ)$ فإن مغنطة البلورات المنتظمة تتحول بشكل منتظم إلى اتجاه الحقل مع زاوية الدوران (Ψ_i) حيث:

$$\Psi_i = -\Psi_\circ, \sin\Psi_i = \frac{\vec{H}}{2\alpha + \lambda}$$

وتعطى المغنطة المتجانسة بالعلاقة:

$$\vec{M}_{\text{hom}} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 = \frac{2H}{2\alpha + \lambda}\vec{e}_x$$

حيث جميع المعادلات الأخرى لها شكل مشابه لحالة الحقول الطولانية. ولدراسة الخواص الفيزيائية للنموذج (1) يجب حساب تكامل العلاقة (19). ويمكن إجراء ذلك بشكل تحليلي في الحدود ($X_S>>1$ و $X_S<<1$).

إن الحد الأول يشابه كثيراً التباين المنسجم للخواص باختلاف المحور أو يمكن أن يشابه حقلاً مغنطيسياً كبيراً (H)، ويعبر عنه بمعادلة اولر (Euler) (14) السابقة. أما الحد الثاني الأيسر من العلاقة (14) فيؤثر على الحد الأول. لذلك فإن زاوية الميلان (φ) ذات وظيفة محلية بسيطة بالنسبة للزاوية $\vartheta(\vec{r})$ في التباين العشوائي للخواص باختلاف المحور، بمعنى أن مغنطة البلورات المنتظمة الموضعية $(\vec{M}_s)$ في الموضع $(\vec{r})$ تميل بشكل طفيف بوساطة التباين العشوائي للخواص باختلاف المحور في هذا الموضع.

ويعتبر الحد المعاكس ($X_S<<1$) أكثر أهمية ويمثل تبادلاً كبيراً غير متجانس بالمقارنة مع التباين المنسجم للخواص باختلاف المحور، ومن المتوقع أن يلاحظ ذلك في بعض المغانط الحديدية المضادة.

التنظيم المغنطيسي Magnetic Ordering:

تتسم البنية المغنطيسية للنموذج (1) بشكل اساسي بزاوية الميلان (φ) التي تعبر عن الانحراف الموضعي لمغنطة البلورات المنتظمة عن النظام المتجانس. هذه الزاوية ذات وظيفة غير موضعية بالنسبة للجزء العشوائي في المحور (z)[7].

ونظراً لوجود التباين المنسجم للخواص باختلاف المحور تبقى الزاوية (φ) صغيرة، إن النظام المغنطيسي المماثل هو بنية مغنطيسية غير متسامتة (ليست على استقامة واحدة) كثيراً حيث تتوزع ميول مغنطة البلورات المنتظمة خلال النظام. ندعو هذا النموذج من نظام المغنطيسية الحديدية المضادة بـ(المحور المتحرك) ويوافق رأي Chudnovsky حول المغنطيسية الحديدية[6]. إن تخفيض التباين المنسجم للخواص باختلاف المحور إلى قيم صغيرة جداً هو نظام آخلا ملحوظ ويدعى بالزجاج السبيني المترابط، على أي حال هذا ليس من صميم موضوع بحثنا.

ولقياس مقدار الميلان الموضعي لمغنطة البلورات المنتظمة نستخدم الحاسوب مستفيدين من العلاقتين:

$$\langle\varphi^2\rangle = \alpha_d \frac{\delta^2}{\Lambda_O^2}(xS)^d = \varphi_o^2\left[f(\vec{H})\right]^{(d-4)/2} \quad (22)$$

$$\varphi_o^2 = \langle\varphi^2\rangle\big|_{H=O} = \alpha_d \frac{\delta^2}{\lambda^2}\left[\frac{\lambda}{(\beta-\beta_{12})/S^2}\right]^{d/2} \quad (23)$$

حيث يؤخذ التابع $f(\vec{H})$ من العلاقتين (20)، (16) وحيث نجد أن (d=4) هي البعد الحدي، فعندما تكون (d=4) يصبح الأس في العلاقة (22) مساوياً للصفر. في البعد الحدي (d=4) تكون زاوية ميلان المربعة صغيرة جداً وارتباطها بـ(H) ضعيف جداً. من أجل البعدين (d=3, d=2) نجد تناقضاً في زاوية الميلان في الحقول العرضية.

على كل حال بالنسبة للحقول الطولانية يكون السلوك أكثر تعقيداً، فتزداد زاوية الميلان من أجل الحقول الطولانية الصغيرة بينما تصل قيمة الحقل إلى أعلى قيمة لها عند الحركة السبينية الموجية حيث يكون النظام حساساً جداً لتغيرات التباين العشوائي للخواص باختلاف المحور.

ومن أجل (Xs<<1) نجد أن زاوية الميلان المربعة صغيرة عندما لا تتجاوز قيمة (Λ_0).

ومن الواضح أن زاوية الميلان تكون أعظمية ببعدين وتتناقص بسرعة بازدياد (d). الخاصة الأخرى للنظام المغنطيسي للنموذج هي العلاقة غير المتسامتة لمغنطة البلورة المنتظمة والتي تحدد (L_c):

$$L_c^2 = \frac{\langle \varphi^2 \rangle}{(\nabla_d \varphi)^2} \tag{24}$$

يمكن حساب قيمة التدرج البعدي (d) لزاوية الميلان $(\nabla_d \varphi)$ من العلاقة (17) ومنه يمكن حساب $(\nabla_d \varphi)^2$:

$$(\nabla_d \varphi)^2 = \frac{\delta^2}{8(\beta - \beta_{12})} Q_d(X, S) \tag{25}$$

حيث:

$$Q_d(X,S) = \int d^d\vec{r}' d^d\vec{r}'' \exp\left[-\frac{(\vec{r}' - \vec{r}'')^2}{S^2} \right] \nabla_d^{'} G_d(x, \vec{r}') \nabla_d^{''} G_d(x, \vec{r}'') \tag{26}$$

ولحساب متوسط المغنطة $\langle \vec{M} \rangle = \langle \vec{M}_1 + \vec{M}_2 \rangle$ نحصل من العلاقتين (4) و (5) على النتيجة التالية من أجل الحقول العرضية:

$$\langle \vec{M} \rangle = \langle \sin \Psi_t \cos\varphi \rangle \vec{e}_x = \frac{\vec{H}}{\alpha} \left(1 - \langle \varphi^2 \rangle \right) \vec{e}_x \tag{27}$$

أي أن المغنطة خفضت بالتباين العشوائي باختلاف المحور، آخذين بعين الاعتبار اعتماد الحقل على $\langle \varphi^2 \rangle$.

والأكثر أهمية في ذلك هو حالة الحقول الطولانية وهنا تعطى المغنطة بالعلاقة:

$$\langle \vec{M} \rangle = M\vec{e}_z = 2 \sin\phi \sin \Psi \vec{e}_z, \tag{28}$$

$$M = \begin{cases} \dfrac{H}{\alpha} \langle \varphi^2 \rangle & \text{من أجل} \quad H \langle H_{SF} \\ M_{hom} - \dfrac{H}{\alpha} \langle \varphi^2 \rangle & \text{من أجل} \quad H \rangle H_{SF} \end{cases} \tag{29}$$

فعندما تكون (α>>λ) يكون تأثير الجوار لانتقال الحركة السبينية الموجية من أجل (d=3) وخصوصاً من أجل d=2 كبيراً. وكذلك انتقال الحركة السبينية الموجية المشوشة بالتباين العشوائي للخواص باختلاف المحور. وبناء على تجارب المغنطيسية الحديدية المضادة فإن هذا التشويش يظهر أكثر في حالة البعدين[8].

إن تابع غرين (Green) في المعادلة التفاضلية الجزئية (14) وعلاقتي التكامل (19)، (26) تحسب من العلاقة:

$$G_d(\vec{r}) = -x^{d-2} (2\pi)^{1d/2} . (xr)^{1-(d/2)} . K_{(d/2)-1} . (xr)$$

باعتبار أن $K_m(x)$ هي توابع ماكدونالد من المرتبة m.

الخلاصة:

- يؤدي التباين العشوائي للخواص باختلاف المحور إلى تشكل بنية مغنطيسية غير متسامتة (ليست على استقامة واحدة) بشكل طفيف يتنوع فيها ميلان مغنطة البلورة المنتظمة خلال النظام.
- يكون الميلان أعظمياً في حالة البعدين ويتناقص بسرعة بازدياد الأبعاد.
- يتأثر سلوك حقل المغنطة المضادة كثيراً بالتباين العشوائي للخواص باختلاف المحور في حالة الحقول الموازية للمحور (z)، هو قريب من انتقال الحركة السبينية الموجية من أجل البعدين، والثلاثة أبعاد.
- تمت الإشارة إلى آثار التشويش الناتجة من انتقال الحركة السبينية الموجية وبشكل خاص في حالة البعدين الأثنين.
- يمكن اعتبار تأثير البعد الرابع وهو البعد الحدي (حيث التباين العشوائي الصغير للخواص باختلاف المحور) تقريباً مهملاً مقابل الجزء المنسجم لتباين الخواص باختلاف المحور.

REFERENCES المراجع

[1] Y Imry and S. K. MA, Phys. Rev. Letters 45, 1399 (1975).
[2] R. A. Cowley and W. J. L., Buyers, J. Phys. C15, L 1209 (1982).
[3] S. Fishman and A. Aharony, J. Phys. C12, L 729 (1979).
[4] I. V. Bogomaz, V. A. Ignatchenko and R. S. Ishakov, Phys. Stat. Sol. (b) 98, 111 (1980).
[5] E. M. Chudnovsky and V. M. Saslov, R. A. Serota, Phys. B33, 251 (1986).
[6] E. M. Chudnosky and R. A. Serota, Phys. Rev. B26, 5772 (1982).
[7] H. J. M. De Groot, L. J. De Jongh; Physica B 141 (1982) 1.
[8] Y. Shapiro, N. F. Oliveria, and S. Foner, Phys. Rev. B 30, 6639 (1984).