

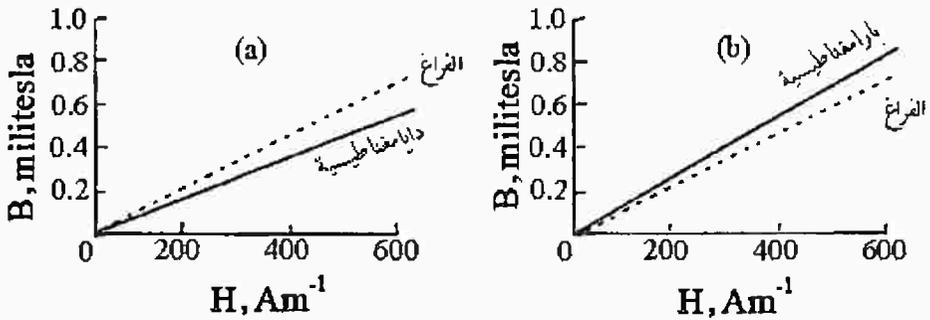
الباب الحادى عشر

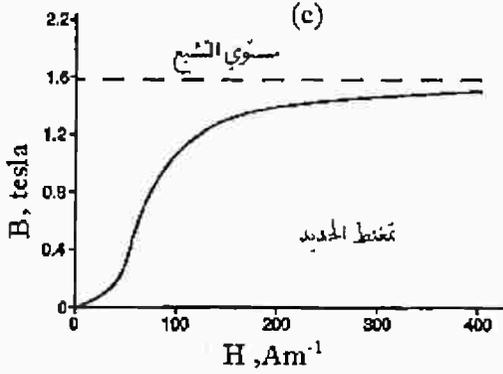
الخواص المغناطيسية للمواد الصلبة Magnetic properties of solids

المجال المغناطيسى فى المواد الصلبة

منحنيات التمغنط Magnetization curves

عادة يكون مرغوبا أن نبدأ بالعلاقة B-H بين كثافة الفيض B وشدة المجال H المعروفة بمنحنى التمغنط كمدخل لدراسة الخصائص المغناطيسية للمواد. شكل (11-1) يبين أن هذه العلاقة لكل المواد الدايا- والبارامغناطيسية عبارة عن خط مستقيم ميله يتغير من القيمة $4\pi \times 10^{-7}$ التى تمثل النفاذية المغناطيسية للفراغ μ_0 إلى قيم أصغر (شكل 11-1. a) أو أكبر (شكل 11-1. b) فى حالتى الدايا - أو البارامغناطيسية على الترتيب، وبالتالى يكون نمو الفيض مع المجال أبطأ بشكل طفيف من حالة الفراغ فى حالة الدايا مغناطيسية وأسرع بشكل طفيف فى حالة المواد البارامغناطيسية. أما فى حالة المواد الفيرومغناطيسية كالحديد (شكل 11-1. c)، فإن منحنى التمغنط هو منحنى فعلى وليس خطا مستقيما، وأجزاؤه تعكس مراحل التمغنط المختلفة للمواد الفيرومغناطيسية، كما أن كثافة الفيض كبيرة، حيث تقاس بالتسلا وليس بالملى تسلا كما هو الحال للمواد غير الفيرومغناطيسية.





شكل (11-1) منحني التمغنت B-H للمواد الدايا مغناطيسية (a) والبارامغناطيسية (b) والفيرومغناطيسية (c).

المواد المغناطيسية وكيفية تمغنتها

نتيجة حركتي الإلكترونات المدارية orbital والمغزلية spin تنشأ العزوم المغناطيسية وتتمغنت المواد. وتعتمد قيمة العزم ونوع تمغنت المادة على ما إذا كانت إلكترونات الذرة أو الأيون متزاوجة paired (زوج من الإلكترونات متضادا الحركة المغزلية) أو غير متزاوجة unpaired. والحركة المغزلية تجعل الإلكترونات تمتلك عزما مغناطيسيا مغزليا يتوجه مع أو ضد المجال المغناطيسي المطبق عندما يكون العدد الكمي المغزلي m_s مساويا $+\frac{1}{2}$ أو $-\frac{1}{2}$ على الترتيب. ويكون للذرة التي تحتوى على عدد متزاوج من الإلكترونات مشاركة مغزلية $S \approx 0$ ، لأن مشاركة الإلكترونات المتزاوجة تلغى بعضها بعضا. أما إذا كانت المادة تحتوى على أعداد غير زوجية من الإلكترونات، فإن $S > 0$. وبناء على هذا المفهوم يمكن تقسيم المواد كالتالي:

مواد دايا مغناطيسية Diamagnetics

ذرة الهيدروجين عبارة عن نواة ذات بروتون مستقر موجب الشحنة يدور حوله إلكترون سالب. هذا الإلكترون في مداره يمثل حلقة تيار current loop، لذا، فقد نتصور أن غاز الهيدروجين يمتلك عزما مغناطيسيا قويا. وفي الواقع، يمتلك غاز الهيدروجين مغناطيسية ضعيفة جدا، وذلك لأن ذرة الهيدروجين لا تكون منفصلة ولكنها تفضل الارتباط مع ذرة أخرى في صورة جزيء، حيث تكون طاقتها الكيميائية

فى هذه الحالة أقل. وفى هذا الجزىء كمية الحركة الزاوية لأحد الإلكترونات تكون مضادة للآخر، مما يجعل العزم المغناطيسى للجزىء ككل صغيرا جدا أو مساويا للصفر. هذا التصرف صحيح للعديد من المواد التى تتميز بافتقارها إلى العزم المغناطيسى الدائم. وإذا وضع مثل هذا الجزىء فى مجال مغناطيسى فإن المجال الحثى يؤثر بقوة على الإلكترون فىغير من كمية حركته بشكل طفيف، ويصبح للجزىء عزم مغناطيسى حثى اتجاهه عكس اتجاه المجال المغناطيسى المطبق، وهى خاصية المواد الدايمغناطيسية. وعموما، فالمواد الدايمغناطيسية هى تلك المواد التى تملك إلكترونات زوجية وتمغنطها يرجع للتغير الطفيف فى كمية الحركة المدارية للإلكترونات. ومن أمثلتها الهيدروجين، الأمونيا، البزموت، النحاس، الجرافيت. هذه المواد تتناظر مع المجال المغناطيسى بشكل ضعيف بسبب ضعف المجال المغناطيسى الحثى المعاكس الناتج من دوران الإلكترونات.

مواد بارامغناطيسية Paramagnetics

فى الجزئيات. ذات الإلكترونات غيرالتزاوجية (الأكسجين مثلا) تكون عملية الإلغاء cancellation للعزم المغناطيسى غير كاملة، ويكون للجزىء O_2 عزمًا مغناطيسيا دائما، حتى فى عدم وجود مجال خارجى. فإذا طبق مجال مغناطيسى فإن المدارات الإلكترونية تتغير كما فى حالة الدايمغناطيسية، ولكن العزم المغناطيسى الدائم لها يكون عادة أقوى تأثيرا، وتتوجه أقطاب الجزئيات فى خط مواز للمجال المغناطيسى وتقويه. مثل هذه الجزئيات تسمى بارامغناطيسيات.

والمواد البارامغناطيسية مثل الأكسجين، القصدير، الألومنيوم، كبريتيد النحاس تنجذب نحو المغناطيس. وهذا التأثير ضعيف أيضا مثل حالة المواد الدايمغناطيسية، وذلك لأن العزم الدائمة تخمد وتتبعثر اتجاهاتها بسبب مجال الاهتزازات الحرارية حتى فى درجة حرارة الغرفة، فقط يمكن للأكسجين السائل (183 C°) أن ينجذب إلى المغناطيس القوى.

ورغم أن المواد الدايا - والبارامغناطيسية لا تملك أهمية تكنولوجية، إلا أنهما الأكثر دراسة بواسطة الفيزيائيين.

مواد فيرومغناطيسية Ferromagnetic

تعتبر المواد الفيرومغناطيسية مثل عناصر أو مركبات الحديد، النيكل، الكوبلت،

المنجنيز أهم أنواع المواد المغناطيسية. منحني التمغنط B-H لهذه المواد يختلف عنه بشدة للمواد الدايا- والبارامغناطيسية، ويعتمد بقوة على درجة النقاء purity، المعالجة الحرارية وعلى عوامل أخرى.

وعلى المستوى الذرى، يمكن تفسير الفيرومغناطيسية بميل العزوم الذرية المتجاورة للتوجه بموازاة بعضها بعضا، الأمر الذى لا يحدث إلا عند درجات حرارة أقل من درجة حرارة معينة لكل مادة تسمى نقطة كورى، حيث فوقها يحدث هبوط حاد فى النفاذية المغناطيسية بسبب التأثير الحرارى الذى يعمل على تشتيت العزوم المترتبة وانحلال الفيرومغناطيسية إلى بارامغناطيسية. وتتميز الفيرومغناطيسية عن البارامغناطيسية بالقيم الأكبر للنفاذية وكذلك لخصائصها الهامة من حيث التخلف أو الباقي المغناطيسى remnance والمعاوقة المغناطيسية coercivity.

مواد فيريمغناطيسية (فيرايث Ferrites)

هذا النوع من المواد المغناطيسية يكاد يشارك فى صناعة كل الأجهزة الإلكترونية التى تنتج حاليا، فالسماعات، الموتورات، الدعامات الحارفة deflection yokes، قوامع التداخل الموجى interference suppressors، ساق الإريال أو الهوائى antenna rods، الكواشف proximity sensors، رؤوس المسجلات recording heads، المحولات transformers، المحثات inductors.... إلخ كل منها يحتوى على مادة فيريمغناطيسية معينة. هذه الشمولية التكنولوجية للمواد الفيريمغناطيسية ترجع إلى خصائصها الهامة التالية:

- أ- نفاذيتها المغناطيسية العالية التى جعلتها تتميز على معظم المواد الفيرومغناطيسية.
 - ب- صغر فقد الطاقى فى التيارات الدوامية لكبر مقاومتها النوعية.
 - ج- سهولة تصنيعها فى أشكال مختلفة بتكنولوجيات قليلة التكاليف.
- وتتكون المواد الفيريمغناطيسية من أكاسيد الحديد متحدة مع واحد أو أكثر من المعادن الانتقالية مثل المنجنيز، النيكل أو الزنك على غرار المركب $MnFe_2O_4$ ، حيث تؤخذ المواد الخام وتسحق على هيئة مسحوق ثم تصهر أو تلبد حراريا sintered لنحصل على مادة خزفية ذات لون رمادى داكن، قاسية، هشّة لها تركيب بللورى مكعبى.
- وتعتمد الخواص المغناطيسية الذرية لهذه المواد على تفاعل الإلكترونات المرتبطة بأيونات المعدن، وتترابط العزوم المغناطيسية الذرية المتجاورة بحيث تكون متضادة

الاتجاه مع بعضها البعض (عكس المواد الفيرومغناطيسية)، ولما كانت العزوم فى أحد الاتجاهين أضعف منها فى الاتجاه العاكس، فإن المادة يكون لها عزم مغناطيسى محصل دائم.

التشبع المغناطيسى saturation

التشبع المغناطيسى هو الحد الأقصى للتمغنط أو الحث فى المواد التى تحتوى على قلب فيرو- أو فيرومغناطيسى. بداية، عند زيادة التيار يزداد الفيض طرديا معه، وأى زيادات إضافية بعد نقطة معينة تؤدى إلى زيادات صغيرة فى الفيض، وبعد ذلك لا يقدم القلب أى مساهمات فى نمو الفيض، الذى يصبح محددًا فقط بمساهمة الفراغ، وهى فى حدود ثلاث رتب أقل. ومن المعلوم أن الحديد يتشبع عند تسلا تقريبا، بينما تتشبع المواد الفيريات بين 200، 500 مللى تسلا. وفى التطبيقات عادة نتحاشى الوصول لمرحلة التشبع لأنها تكون مصحوبة بهبوط حاد فى قيمة الحث، وفى العديد من الدوائر الإلكترونية يتناسب معدل زيادة التيار فى الملف عكسيا مع معامل الحث. لذلك، أى هبوط فى الحث يسبب زيادة سريعة فى التيار تؤدى إلى زيادة شدة المجال للدرجة التى تحطم قلب الملف.

النفاذية المغناطيسية Permeability

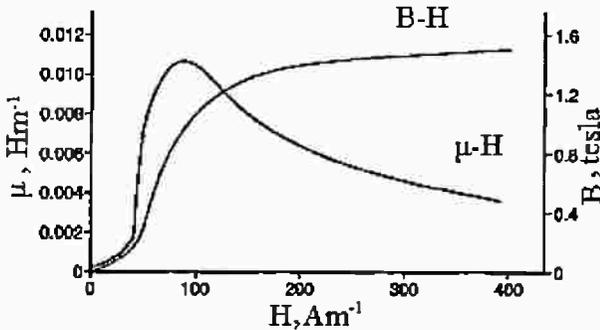
النفاذية المغناطيسية المطلقة

يمكننا تخيل أن النفاذية المغناطيسية قريبة الشبه بالموصلية الكهربائية، ذلك لأن المادة ذات الموصلية الكهربائية العالية تسمح بمرور التيار خلالها بشكل أسهل من غيرها، وبالمثل المادة التى تمتلك نفاذية عالية يمكنها أن تمرر الفيض المغناطيسى بسهولة خلالها. ولما كانت المواد الفيرومغناطيسية تتميز بالنفاذية المغناطيسية العالية، لذلك يستخدم الحديد فى صناعة قلب الملف للحصول على حث كبير، حيث يتناسب الحث طرديا مع النفاذية المغناطيسية μ ، تماما كما يتناسب التيار مع الموصلية الكهربائية σ . وعلى غرار تعريف الموصلية الكهربائية بانها النسبة بين كثافة التيار وشدة المجال الكهربى، تعرف النفاذية المغناطيسية لمادة ما بأنها النسبة بين كثافة الفيض وشدة المجال المغناطيسى.

$$i.e \mu = \frac{B}{H}$$

$$(11 - 1)$$

ووحدها هنرى / م (Hm^{-1}).



شكل (11-2): النفاذية المغناطيسية المشتقة من منحنى التمهغن للحديد

وإذا كان التغيير فى كثافة الفيض غير منتظم مع تغيير شدة المجال، فإنه يمكن التعبير

عن النفاذية المغناطيسية بما يسمى النفاذية التفاضلية μ' ، حيث:

$$\mu' = \frac{dB}{dH}$$

شكل (11-2) يعطى النفاذية المغناطيسية المشتقة من المنحنى B-H، نلاحظ أن

النفاذية لا تكون مساوية لميل المماس للمنحنى ما عدا عند القمة (حول القيمة).

النفاذية المغناطيسية للفراغ μ_0

لها نفس الوحدة للنفاذية المغناطيسية المطلقة (Hm^{-1})، ولها قيمة محددة تساوى $4\pi \times 10^{-7} Hm^{-1}$ ، وهى قيمة ثابتة لا تعتمد على شدة المجال أو درجة الحرارة، خلافا للنفاذية المطلقة للمواد الفيرومغناطيسية التى تعتمد بشدة على كل من درجة الحرارة وشدة المجال. ومعظم المواد غير الفيرومغناطيسية مثل الخشب، البلاستيك، الزجاج، النحاس، العظام (العاج)، الهواء والماء لها نفاذية تساوى تقريبا نفاذية الفراغ، وبالتالي تكون نفاذيتها النسبية مساوية 1.0.

النفاذية المغناطيسية النسبية (μ_r) relative Permeability

تعتبر الأكثر استخداما فى النواحي الهندسية وهى النسبة بين القيمة المطلقة μ إلى

نفاذية الفراغ μ_0 ، أى أن:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = \frac{B}{B_0} \quad (11 - 2)$$

وبالتالى فهى كمية بدون أبعاد. حيث B_0 هى كثافة الفيض فى الفراغ. ورغم أن μ_r تتناسب طرديا مع μ ، إلا أنها تعبر بشكل أوضح عن مدى تأثير المادة على العلاقة بين كثافة الفيض وشدة المجال، فمثلا إذا كان للمادة $\mu_r = 3$ ، فإن هذا يبين لنا أن كثافة الفيض ثلاث مرات أكبر منها للفراغ، وهذا أكثر وضوحا من القول إن $\mu = 3.77 \times 10^{-6} \text{Hm}^{-1}$.

ويستخدم عادة مصطلح النفاذية الأولية initial permeability (μ_i) ليصف النفاذية النسبية للمادة عند قيم صغيرة لكثافة الفيض (أقل من 0.1 تسلا). والقياسات عند قيم منخفضة للفيض تكون أكثر أمانا عنها لحالة التشبع المغناطيسى.

النفاذية الفعالة μ_{eff}

يستخدم هذا المصطلح عادة بدلا من النفاذية النسبية فى حالة المواد التى تحتوى على فجوات هوائية air gaps مثل الملفات، قلوب المحولات،..... إلخ.

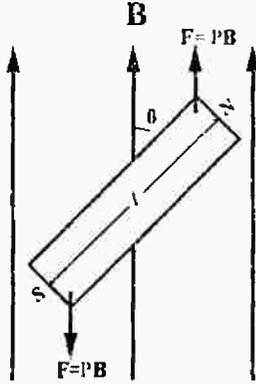
العزم المغناطيسى magnetic moment

مفهوم العزم المغناطيسى يعتبر نقطة البداية عند دراسة تصرف المواد المغناطيسية فى المجال المغناطيسى. فإذا وضعت قضيبا مغناطيسيا فى مجال مغناطيسى، فإنه يتأثر بعزم ازدواج τ (أو عزم moment) يحاول توجيهه فى اتجاه المجال (شكل)، وهو ما يحدث لإبرة البوصلة. هذا الازدواج يزداد بزيادة كل من شدة المجال، شدة القطب P والمسافة بين القطبين l ، وتعطى قيمته كالاتى:

$$\tau = PB\ell \sin \theta$$

ووحده هى نيوتن. م (وهى وحدة طاقة). ويعرف العزم المغناطيسى M بأنه قيمة عزم الازدواج المؤثر على المغناطيس عندما يكون عموديا على مجال كثافة فيضة الوحدة.

$$i.e \quad M = P\ell$$



شكل (11-3): عزم الازدواج المؤثر على القضيب المغناطيسي

والمغناطيس عندما لا يكون موازيا للمجال يكون له طاقة وضع U بالنسبة لوضع التوازي. والشغل المبذول ضد المجال لإدارة المغناطيس بزاوية $d\theta$ يعطى كالتالي:

$$dU = MB \sin \theta d\theta$$

والشغل المبذول لدوران المغناطيس من وضع التعامد ($\theta = 90$) إلى وضع التوازي ($\theta = 0$) مع المجال يكون هو:

$$U = \int_{90}^0 MB \sin \theta d\theta = -MB \cos \theta$$

$$= \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}$$

$$(11-3)$$

كذلك نعلم أن الحلقة التي يمر بها تيار i في مجال مغناطيسي كثافته B تتأثر أيضا بعزم ازدواج τ (كما يحدث في الموتور) يزداد بزيادة كل من التيار ومساحة الحلقة A ، فإذا كانت الزاوية بين محور الحلقة (العمودي على مستواها) واتجاه المجال المغناطيسي هي θ ، فإن:

$$\tau = BiA \sin \theta$$

والكمية iA تعرف بالعزم المغناطيسي M .

$$i.e \tau = BiA \sin \theta$$

ولما كان العزم المغناطيسي كمية متجهة لها قيمة واتجاه، لذلك فرغم أن الذرات في معظم المواد لها قيمة للعزم المغناطيسي، فإنه ليس سهلا توجيهها في اتجاه واحد، وقد يؤدي ذلك إلى أن تلغى العزوم بعضها بعضا، مما يؤدي إلى مغناطيسية ضعيفة.

الأرض تملك عزمًا مغناطيسيًا قيمته $8 \times 10^{22} Am^2$ ، والإلكترون المفرد يملك عزمًا مغناطيسيًا بسبب مداره حول النواة يساوي مضاعفات القيمة $9.27 \times 10^{-24} Am^2$ التي تعرف بوحدّة العزوم المغناطيسية أو بوهر ماجنتون μ_B .

نستنتج من ذلك أن أساس المغناطيسية هو إما قطبان مختلفان ، أو دورة تيار current circulation.

التمغنتية أو درجة التمغنت Magnetization

ينشأ المجال المغناطيسي بسبب حركة الشحنات (الإلكترونات)، فالسلك الذى يحمل تيارا (شحنات متحركة) ينتج مجالا مغناطيسيا فى محيطه. كذلك، المجال المغناطيسى الناشئ عن الأقطاب المغناطيسية هو أيضا ناشئ عن حركة الشحنات : حركة الإلكترونات فى مدارات حول الأنوية وحركتها الموزنية حول محاورها، مثل هذه الذرات يقال إنها تمتلك عزمًا مغناطيسيا. شدة المجال المتوسط لهذه العزوم (العزم المغناطيسى لوحدة الحجم) عند أى نقطة يسمى التمغنتية ويعبر عن درجة تمغنت المادة. فى معظم المواد يكون اتجاهات هذه العزوم عشوائية، وبالتالي تكون التمغنتية ضعيفة ولا تظهر الخواص المغناطيسية لها. وفى مواد أخرى مثل الحديد توجه العزوم نفسها فى اتجاه المجال الخارجى المطبق ويكون لها تمغنتية كبيرة وتظهر الخصائص المغناطيسية بوضوح.

والآن، إذا وضع جسم متجانس حجمه V فى مجال مغناطيسى منتظم شدته H فإنه يصبح ممغنتا ويكون له عزم مغناطيسى M ، وتعطى التمغنتية J_m كالتالى :

$$J_m = \frac{M}{V} \quad (11 - 4)$$

فإذا كان التمغنت غير منتظم فإنه يمكن التعبير عن التمغنتية بالعلاقة الآتية :

$$J_m = \frac{dM}{dV} \quad (11 - 5)$$

والتمغنتية كمية متجهة لأنها إما أن تكون فى اتجاه المجال أو ضده. ولما كانت وحدة العزم المغناطيسى M فى النظام SI هى Amp.m^2 ، فإن وحدة التمغنتية تكون Amp/m .

القابلية المغناطيسية Susceptibility

على غرار السماحية الكهربائية $\epsilon - 1 = \chi_e$ فإن القابلية المغناطيسية تعطى بالعلاقة الآتية :

$$\chi = \mu r - 1 \quad (11 - 6)$$

وتستخدم أيضا المصطلحات التالية للقابلية المغناطيسية:

• القابلية المغناطيسية الكتلية، حيث:

$$\chi_p = \frac{\chi_v}{\rho}, \text{ m}^3 \text{Kg}^{-1} \quad (11 - 7)$$

• القابلية المغناطيسية المولارية، حيث:

$$\chi_m = \frac{\chi_v W_a}{\rho}, \text{ m}^3 \text{mol}^{-1} \quad (11 - 8)$$

حيث ρ هي كثافة المادة بالكيلوجرام/م³، W_a هي الكتلة المولارية molar mass بالكيلوجرام / مول.

وتعرف القابلية المغناطيسية χ بأنها النسبة بين التـمغـنطية للمادة والمجال المغناطيسي

المسبب لها (أو هي التـمغـنط الحادـث في المادة بسبب تأثير مجال شدته الوحدة).

$$i.e \quad \chi = \frac{J_m}{H} \quad (11 - 9)$$

وهي كمية بدون أبعاد لأن J_m & H لهما نفس الأبعاد، ويطلق عليها عادة القابلية

الحجمية Bulk or volumetric χ_v ويرمز لها بالرمز χ_v . والمواد المغناطيسية منتظمة

التـمغـنط Isotropic magnetic materials ينشأ عنها مجال مغناطيسي منتظم

خارج حدودها اتجاهاه مع أو ضد اتجاه المجال الخارجى. والكثافة الكلية B للفيض

المغناطيسي عند نقطة تعطى بالمجموع الجبرى لكثافتى الفيض B_0 ، B_1 الناتجتين عن

المجال الخارجى والمجال الناشئ عن تمغـنط المادة على الترتيب، أى أن:

$$B = B_0 + B_1 = B_0 + Im \quad (11 - 10)$$

حيث Im تعرف بشدة التـمغـنط، وهي كثافة الفيض المغناطيسي المتولد بواسطة المادة

نتيجة تمغـنطها. وترتبط مع التـمغـنطية بالعلاقة الآتية:

$$Im = \mu_0 J_m \quad (11 - 11)$$

وتقاس بالتسلا (وبر/ م² wb). (wb. m⁻² ٢م)

$$\therefore B_0 = \mu_0 H, \quad B_1 = Im = \mu_0 J_m$$

$$\therefore B = \mu_0 (H + J_m) \quad (11 - 12)$$

وهذه المعادلة ذات دلالة خاصة لأنها تربط بوضوح بين شدة المجال H الذى ينتج

عن الشحنات الحرة (النسابة من بطارية عبر قطعة من سلك مثلا)، والتـمغـنطية J_m

التي تنتج عن التيارات الداخلية فى المـدـرات الإلكترونية خلال المادة. وبالتعويض عن

$J_m = \chi H$ فى العلاقة الأخيرة، نجد أن:

$$B = (1 + \chi)B_0 = \mu_r B_0 = \mu_r \mu_0 H \quad (11-13)$$

وطبقا لإشارة القابلية المغناطيسية وقيمتها يمكن أيضا تقسيم المواد إلى ثلاث مجموعات أساسية هي: مواد دايامغناطيسية، مواد بارامغناطيسية، مواد فيرومغناطيسية كما يبين جدول (11-1). تتميز المواد الدايامغناطيسية بأن لها وإشارتها سالبة، ولا تعتمد على المجال المغناطيسى الخارجى أو على درجة الحرارة. وتتميز المواد البارامغناطيسية بأن لها $\chi < 1$ وإشارتها موجبة، ولذلك فهي تتمغنط فى اتجاه المجال الخارجى.

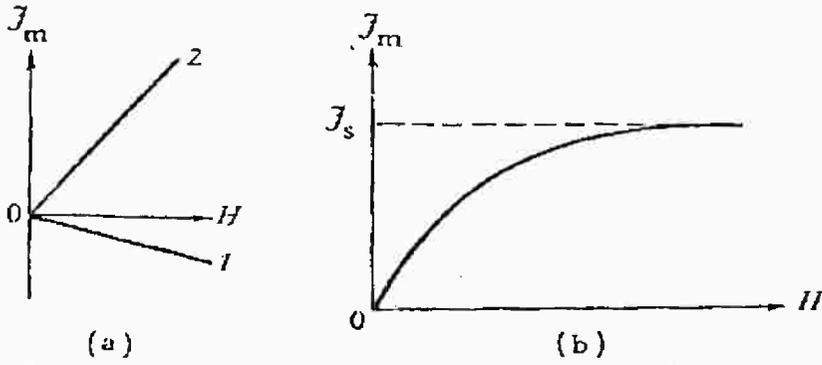
جدول (11-1): القابلية المغناطيسية لبعض المواد.

مواد دايامغناطيسية $\chi = \mu_r - 1$	مواد بارامغناطيسية $\chi = \mu_r - 1$	مواد فيرومغناطيسية $\chi = \mu_r - 1$
Bi - 18×10^{-5} Cu - 0.9×10^{-5} Ge - 0.8×10^{-5} Si - 0.3×10^{-5}	CaO 580×10^{-5} FeCl ₂ 360×10^{-5} NiSO ₄ 120×10^{-5} Pt 26×10^{-5}	Fe 1000 Co 240 Ni 150

ولدراسة تغير القابلية المغناطيسية للمادة مع شدة المجال يستخدم عادة منحني التتمغنط $H - J_m$. شكل (a. 11-4) يعطى هذا المنحنى للمواد الدايامغناطيسية (منحنى 1) وللمواد البارامغناطيسية (منحنى 2). فى كلتا الحالتين تتناسب طرديا مع H ، وهذا يفسر عدم اعتماد χ على شدة المجال H . ويستثنى من ذلك المواد البارامغناطيسية فى حالة المجالات القوية أو عند درجات الحرارة المنخفضة، حيث نلاحظ أن تقترب تدريجيا من قيمة التشبع المغناطيسى J_s magnetic saturation مع زيادة قيمة المجال H (شكل b. 11-4)، مما يعنى أن χ تتغير مع تغير شدة المجال، وهو ما أكده بيير كورى Pierre Curie، حيث بين أن القابلية المغناطيسية تتناسب عكسيا مع درجة الحرارة.

$$i.e \quad \chi = \frac{C}{T} \quad (11-14)$$

حيث T هي درجة الحرارة المطلقة للمادة البارامغناطيسية، C ثابت يعتمد على طبيعة هذه المادة ويسمى ثابت كورى (Curie constant)، وتعرف هذه العلاقة بقانون كورى (Curie law).

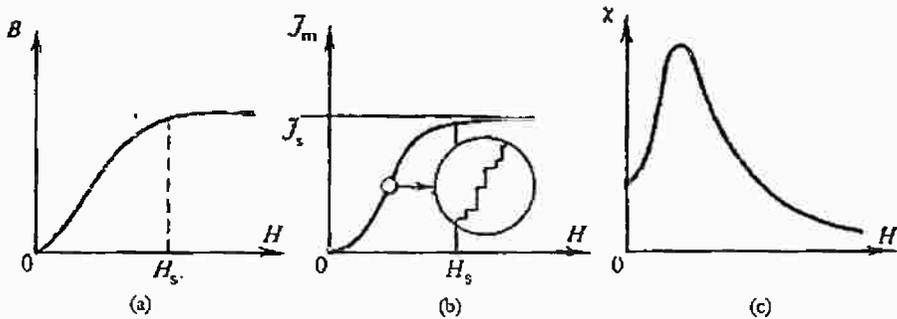


شكل (11-4): منحنى التمتعظ للمواد الداياو البارامغناطيسية (a) ولل مواد البارامغناطيسية في المجالات القوية أو درجات الحرارة المنخفضة (b).

وفي حالة المواد الفيرومغناطيسية تكون إشارة χ موجبة ، وقيمتها أكبر بكثير منها للمواد البارامغناطيسية ، كما أنها تعتمد على شدة المجال H .

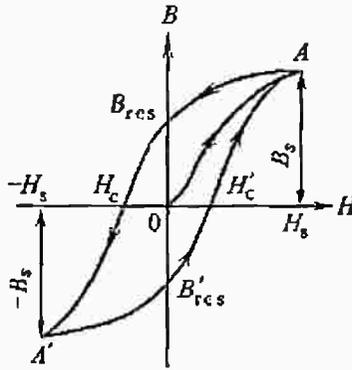
التخلف المغناطيسي في المواد الفيرومغناطيسية

شكل (11-5) يبين العلاقة بين كل من B ، J_m ، χ مع شدة المجال المغناطيسي H للحديد المطاوع. نلاحظ أن كلا من B ، J_m تزيد مع زيادة شدة المجال حتى تصل المادة لحالة التشبع المغناطيسي ، ومع الاقتراب من حالة التشبع تقترب χ من الصفر (شكل 11-5.c). والدراسة المتأنية لمنحنى التمتعظ تبين أنه مع زيادة H فإن J_m لا تزداد بشكل متصل ، بل تحدث الزيادة على قفزات (شكل 11-5.b) ، وهو ما اكتشفه هينرش باراهوسن وأصبح هذا التأثير معروفا بتأثير باراهوسن (Barakhausen effect).



شكل (11-5): تغير كل من B ، J_m ، χ مع شدة المجال المغناطيسي للحديد المطاوع

شكل (6-11) يعطى دورة كاملة لعملية التمهغنط، حيث يتضح أنه فى أثناء عملية الممهغنطة فى الاتجاه المضاد فإن B تتخلف عن H ، وعندما $H = 0$ تكون $B = B_{res}$. هذا التخلف فى قيمة B يسمى التخلف الممهغنطىسى magnetic hysteresis، ويسمى الحث B_{res} بالحث الممهغنطىسى المتبقى (المخلف) residual magnetic induction، ولإزالته يلزم تطبيق مجال ممهغنط فى الاتجاه المضاد شدته H_c ليعادل قوة ممانعة المادة Coercive force. المنحنى المغلق $AA'A$ يسمى دورة التخلف الممهغنطىسى Hysteresis loop. ومساحة هذه الدورة تتناسب طرديا مع الشغل المبذول فى ممهغنطة وحدة الحجم من المادة. ومع تكرار التمهغنط فإن الشغل يتحول كليا إلى حرارة، لذلك عندما تعاد ممهغنطة مادة فيروممهغنطىسية عدة مرات نلاحظ ارتفاع درجة حرارتها، وكلما كانت مساحة دورة التخلف كبيرة كان هذا التأثير كبيرا.



شكل (6-11): التخلف الممهغنطىسى فى المواد الفيروممهغنطىسية

وتصنف المواد الفيروممهغنطىسية إلى مواد لينة Soft كالحديد المطاوع، ومواد قاسية hard تتميز بقوة ممانعة عالية Coercive force كالحديد الصلب. وتستخدم المواد اللينة فى صناعة قلب الموتور الكهربى والأجهزة التى تحتاج لقوة ممانعة ممهغنطىسية صغيرة ونفاذية كبيرة. وحتى وقتنا هذا فإن أفضل سبائك هذا النوع هى سبيكة السوبريم التى لها قيمة كبيرة للنفاذية ($\mu = 10^5$) وقيمة قصوى للحث (قيمة التشبع) فى حدود $B_s = 1 \text{ Tesla}$ وقوة ممانعة ممهغنطىسية $H_c = 0.32 \text{ A/m}$ ومساحة دورة التخلف الممهغنطىسى لها حوالى 500 مرة أقل منها للحديد المطاوع. وتستخدم المواد القاسية فى صناعة الممهغنطىسات الثابتة، وذلك لأنها تتميز بقوة ممانعة ممهغنطىسية عالية وتخلف ممهغنطىسى عالى، وتعتبر سبيكة الماجنيكو من أفضل سبائك هذا النوع حيث لها $H_c = 5 \times 10^5 \text{ A/m}$ و $B_{res} = 1.35 \text{ T}$

عندما تسخن المواد الفيرومغناطيسية فإن خواصها المغناطيسية تصبح أقل وضوحا، حيث يحدث نقص كبير في قيم J_m ، χ ، الخ، وتفقد صفاتها الفيرومغناطيسية عند درجة حرارة θ_c تعرف بدرجة حرارة أو نقطة كورى (Curie point)، حيث تبلغ 1150، 770 & 360 درجة سيلزيوس للكوبلت، الحديد و النيكل على الترتيب. وعند درجة حرارة أعلى من نقطة كورى فإنها تتحول إلى مادة بارامغناطيسية، حيث تتناسب χ عكسيا مع درجة الحرارة (شكل 7-11) طبقا لقانون كورى- وايس (Curie Weiss law) - الآتى:

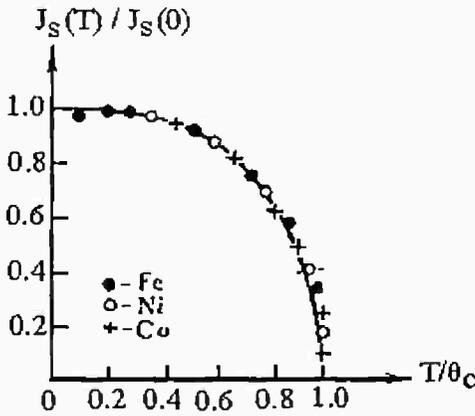
$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (11 - 15)$$

حيث C ثابت كورى، θ نقطة كورى- وايس البارامغناطيسية (وهي أعلى بعض الشيء من θ_c).



شكل (7-11): تغير القابلية المغناطيسية مع درجة الحرارة وتحول المادة الفيرومغناطيسية إلى بارامغناطيسية بعد نقطة كورى

شكل (8-11) يعطى منحنى الاعتماد الحرارى للقيمة القصوى للتمغنط في حالات الحديد، النيكل، الكوبلت، والذي يمكن الحصول عليه برسم العلاقة بين النسبة $\frac{J_s(T)}{J_s(\theta)}$ على المحور الرأسى والنسبة $\frac{T}{\theta_c}$ على المحور الأفقى. وهو يمثل منحنيا عاما يصف كل المواد الفيرومغناطيسية. واضح أنه كلما زادت درجة الحرارة تقل التمغنطية J_s وتصبح عمليا مساوية للصفر عند نقطة كورى ($T = \theta_c$).



شكل (11-8): المنحنى العام للاعتماد الحرارى لتمغنت المواد الفيرومغناطيسية

جدول (11-2) يعطى ملخصا لبعض خصائص المواد المغناطيسية.

جدول (11-2) : بعض خصائص المواد المغناطيسية.

قيمة χ	مثال	يحدث تخلف مغناطيسى	تعتمد χ على T	تعتمد χ على B	نوع المادة
-9×10^{-6}	الورق	لا	لا	لا	دايامغناطيسية
2.2×10^{-5}	الألمنيوم	لا	نعم	لا	بارامغناطيسية
3000	الحديد	نعم	نعم	نعم	فيرومغناطيسية
-9.51×10^{-6}	تريبيوم	نعم	نعم	نعم	أنتيفرومغناطيسية
2500	$Mnzn_4(Fe_2O_4)_2$	نعم	نعم	نعم	فيرومغناطيسية

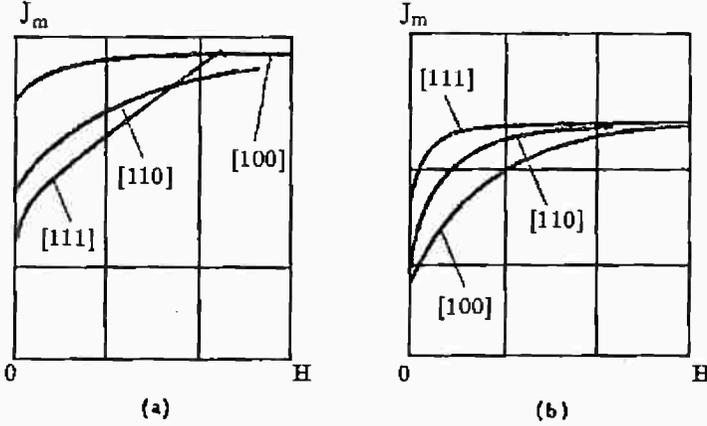
اتجاهات التمغنت في البلورات الفيرومغناطيسية

البلورات الأحادية single crystals للمواد الفيرومغناطيسية تتميز بأنها غير متجانسة الخواص المغناطيسية anisotropic، حيث يكون التمغنت والوصول إلى التشبع المغناطيسى سهلا في بعض الاتجاهات وصعبا في اتجاهات أخرى، فكما نلاحظ من منحنيات التمغنت (شكل 11-9) لبلورات الحديد (a) والنيكل (b) في الاتجاهات $[111]$ & $[110]$ ، $[100]$ أن التمغنت والوصول إلى حالة التشبع المغناطيسى يكون ممكنا باستخدام قيم صغيرة نسبيا لشدة المجال المغناطيسى في الاتجاه $[100]$ للحديد وفي الاتجاه $[111]$ للنيكل، ويكون أكثر صعوبة في الاتجاهات $[110]$ & $[111]$ للحديد

وفي الاتجاهات [110] & [100] للننكل، حيث نحتاج إلى مجال شدته أكبر لتصل إلى حالة التشبع المغناطيسى. ويتحدد الشغل المبذول W_m فى عملية التمكنظ فى اتجاه ما بالتكامل على منحنى التمكنظ ويعطى كالتالى:

$$W_m = \int_0^{J_s} \mu_0 H dJ_m \quad (11-16)$$

هذا الشغل يتحول إلى طاقة حرة للبلورة، و أقل قيمة له تكون فى اتجاه التمكنظ السهل.

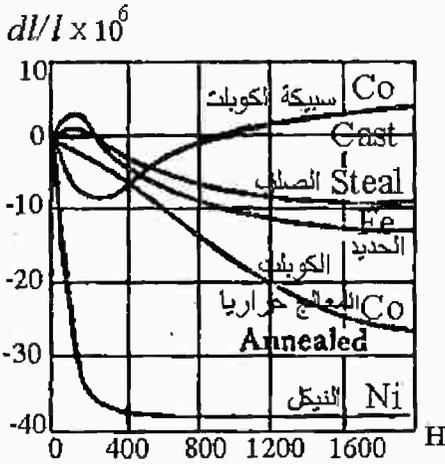


شكل (11-9): إتجاهات التمكنظ فى البلورات الفيرومغناطيسية

تأثير التمكنظ على أبعاد المادة الفيرومغناطيسية

لوحظ أنه عندما تتمغنظ المواد الفيرومغناطيسية تتغير أبعادها وشكلها، هذه الظاهرة سميت بالانفعال المغناطيسى. Magnetostriktion شكل (10-11) يبين التغير النسبى فى أطوال بعض العينات المصنوعة من النكل، سبيكة الكوبلت، الكوبلت المعالج حرارياً، الحديد والصلب بعد وضعها فى مجال تزداد شدته تدريجياً. نلاحظ أن أكبر نقص نسبى يحدث فى عينة النكل ويساوى تقريباً 0.004%، وأن ساقى الحديد والصلب يزداد طولهما فى المجالات الضعيفة وينقصان فى المجالات القوية. وعلى النقيض من ذلك، فإن سبيكة الكوبلت تنقص فى الطول فى المجالات الضعيفة، بينما يزداد طولها فى المجالات القوية. ويمكن تفسير ذلك طبقاً لمبدأ لى شاتيليه الذى ينص على أن «النظام يقاوم تأثير العوامل الخارجية التى تعمل على تغيير حالته»، لذا فإن الانفعال الميكانيكى الحادث فى الأجسام الفيرومغناطيسية، والذى يسبب تغيير أشكالها وأبعادها يأتى كرد فعل لمقاومة التأثير المغناطيسى الواقع عليها. واستغلالاً لهذه

الخاصية، فإنه يمكن تحفيز أو ممانعة تمغنط المادة الفيرومغناطيسية، فإذا كان الجسم ينكمش عند مغنطته في اتجاه ما، فإن تطبيق إجهاد ضاغط في هذا الاتجاه يساعد عملية التمعنط، ويحدث العكس عند تطبيق إجهاد شد.



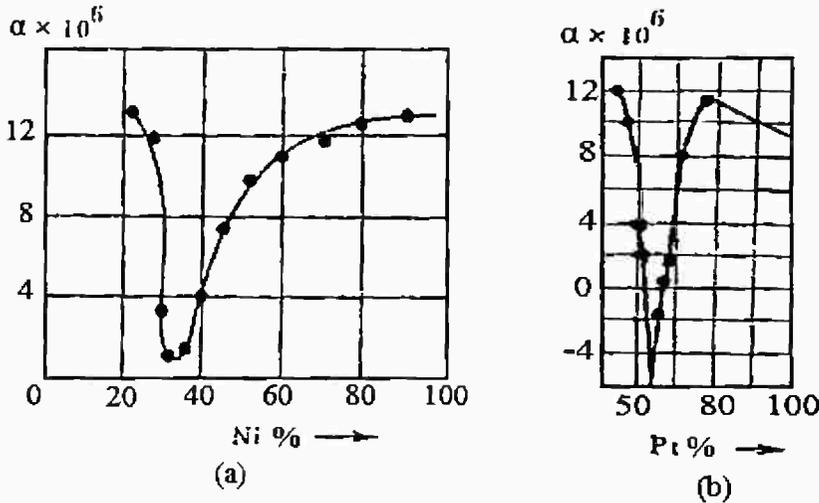
شكل (١١-١٠): تأثير التمعنط على أبعاد المواد الفيرومغناطيسية

كذلك عندما تتمغنط المادة الفيرومغناطيسية في مجال مغناطيسي متردد، فإن أبعادها تتغير بتردد يساوي ضعف تردد المجال المستخدم. ولقد استُخدمت هذه الخاصية في عمل متذبذبات مغناطيسية magnetostriction Oscillator تولد اهتزازات فوق صوتية يصل ترددها إلى عدة ميغاهيرتز، والتي أصبحت تستخدم في العديد من المجالات مثل الطب، تنظيف الأدوات الصلبة، وقياس أعماق المياه في الأرض... إلخ.

التأثير الحراري على أبعاد المادة الفيرومغناطيسية

كما نعلم أن التمدد الحراري للأجسام الصلبة ينشأ نتيجة الاهتزاز الحراري غير التوافقي للذرات حول مواضع استقرارها. وكما بينا، فإن التغير الحراري للمواد الفيرومغناطيسية يكون مصحوبا بتغير في درجة تمغنطها، مما يؤدي إلى تغير أبعادها. فإذا رمزنا لمعامل التمدد الطولي الحراري بالرمز α_1 والمغناطيسي بالرمز α_2 ، فإن معامل التمدد الطولي الكلي يكون مساويا لمجموع معاملي التمدد، أي أن $\alpha_2 + \alpha_1 = \alpha$ ، حيث α_1 دائما موجب، بينما α_2 يمكن أن يكون موجبا أو سالبا. شكل (11-11a & b) يبين تغير α مع نسبة المكونات للسبائك حديد-نيكل، حديد-بلاتين على الترتيب. نلاحظ أن للسبائك التي تحتوي تقريبا على 36% نيكل تقل بحدود 10 مرات عن

قيمتها للنيكل النقي أو الحديد النقي، وتكون سالبة للسبيكة التي تحتوى على 56% بلاتين، أى أن هذه السبيكة لا تتمدد مع التسخين بل على العكس تنكمش. وبناء على ذلك، يمكن الحصول على مادة لها معامل تمدد حرارى موجب أو سالب أو صفر طبقا لمتطلبات الصناعة. لذلك، يعد التأثير الحرارى للمواد الفيرومغناطيسية واحدا من التأثيرات الهامة من الناحية التطبيقية.



شكل: (11-11) اعتماد معامل التمدد الطولى على نسب مكونات السبيكة حديد- نيكل (a) والسبيكة حديد- بلاتين (b)



الخواص المغناطيسية للذرات

العزم المغناطيسي الذري atomic magnetic moment

العزم المداري Orbital moment

الذرة عبارة عن نواة ذات شحنة موجبة وغلاف إلكتروني، وطبقا لنظرية بوهر فإن إلكترونات الغلاف تتحرك في مدارات محددة، وينشأ عن كل إلكترون تيار قيمته هي $I = -qv$ (حيث v هو تردد الدوران للإلكترون في المدار، q شحنته)، ونتيجة لدوران متجه التيار حول المدار ينشأ عزم مغناطيسي مداري μ_ℓ (شكل 11-12) يعطى من العلاقة الآتية:

$$\mu_\ell = I S = -qvS$$

$$، \therefore v = v/2\pi r \text{ \& } S = \pi r^2$$

$$\therefore M = \mu_\ell = -\frac{qvr}{2} \quad (11 - 17)$$

حيث v هي السرعة الخطية للإلكترون على محيط المدار. والعزم المغناطيسي μ_ℓ الناتج عن دوران الإلكترون يكون عموديا على مستوى المدار طبقا لقاعدة حلزون اليد اليمنى شكل (11 - 12).

وكمية التحرك المدارية الزاوية Orbital angular momentum (P_ℓ) للإلكترون تعطى من العلاقة الآتية:

$$P_\ell = m_0 vr \quad (11 - 18)$$

وبالتعويض عن vr من (11-18) في (11-17) نجد أن:

$$\mu_\ell = -\frac{q}{2m_0} P_\ell \quad (11 - 19)$$

أى أن اتجاهي P_ℓ ، μ_ℓ متضادان.

وتكون النسبة γ_ℓ بين العزم وكمية التحرك المداريين هي:

$$\gamma_\ell = \frac{\mu_\ell}{P_\ell} = -\frac{q}{2m_0} \quad (11 - 20)$$

وتعرف بالنسبة الجيرومغناطيسية gyromagnetic ratio.

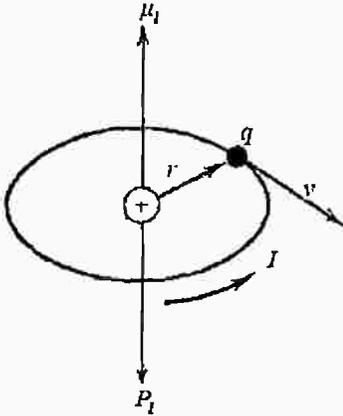
ولقد بينت الميكانيكا الكمية أن كلا من P_ℓ ومسقطها $P_{\ell H}$ فى اتجاه المجال المغناطيسى H يمكنهما فقط أن يأخذا قيما منفصلة طبقا للعلاقتين الآتيتين:

$$p_\ell = \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (11 - 21)$$

$$p_{\ell H} = m_\ell \hbar \quad (11 - 22)$$

يعرف ℓ بالعدد الكمي المدارى Orbital quantum number ويأخذ القيم المنفصلة التالية:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n \quad (11 - 23)$$



شكل (11-12): العزم المغناطيسى الناشئ عن دوران متجه التيار فى الذرة

وعددتها الكلى n حيث n هو العدد الكمي الرئيسى principal quantum number. ويعرف بالعدد الكمي المغناطيسى magnetic quantum number ويأخذ قيما منفصلة عددها $2\ell + 1$ كالتالى:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, \dots, +\ell \quad (11 - 24)$$

وبالتالى، فإن العزم المغناطيسى μ_ℓ ومركبته $\mu_{\ell H}$ يمكن أن يأخذا قيما منفصلة كالتالى:

$$\mu_\ell = -\frac{q}{2m_0} \hbar\sqrt{\ell(\ell + 1)} = -\mu_B\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (11 - 25)$$

$$\& \mu_{\ell H} = -\frac{q}{2m_0} P_{\ell H} = -m_\ell \mu_B \quad (11 - 26)$$

حيث:

Bohr magneton $\mu_B = -\frac{q\hbar}{2m_0} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ ،

وهى «كم» العزم المغناطيسى المأخوذ كوحدة لقياس العزوم المغناطيسية للأنظمة الذرية. والعزم المغناطيسى المدارى الكلى يساوى مجموع العزوم لكل الإلكترونات التى يتكون

منها الغلاف الإلكتروني. فإذا كان الغلاف الإلكتروني مكتملا، فإن العزم المغناطيسي يساوى صفرا، وتكون الذرات التي غلافها الإلكتروني ملئ جزئيا هي فقط التي لها عزم مغناطيسي مدارى مختلف عن الصفر. وحتى في هذه الحالة الأخيرة، إذا كان الغلاف الملئ جزئيا يقع قريبا من الغلاف الخارجى وكان تفاعل الذرات فى الجسم الصلب قويا، فإن عملية توجيه العزوم المغناطيسية لهذا الغلاف فى المجال الخارجى ستكون معطلة أو مجمدة، وبالتالي فإن إلكترونات هذا الغلاف لا تشارك عمليا بأى جزء فى تمغنط المادة. مثل هذا التصرف للعزوم المغناطيسية المدارية يكون موجودا لإلكترونات الغلاف 3d الملئ جزئيا فى العناصر الخاصة بمجموعة الحديد.

العزم المغزلى Spin moment

بالإضافة إلى كمية التحرك الزاوية المدارية يمتلك الإلكترون كمية تحرك مغزلية P_s تعطى قيمتها بواسطة الميكانيكا الكمية كالتالى:

$$P_s = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2} \quad (11 - 27)$$

ومركبة فى اتجاه H تأخذ القيمتين التاليتين:

$$P_{sH} = \pm \frac{\hbar}{2} \quad (11 - 28)$$

ونتيجة لهذه الحركة المغزلية للإلكترون ينشأ عزم مغناطيسى مغزلى μ_s ، أمكن تحديد قيمة مركبته فى اتجاه المجال عمليا بواسطة أوتوستيرن Ottostern ووالثر جيرلاخ walther Gerlach ووجدوا أنها تساوى قيمة وحدة عزم مغناطيسى ذرى (بوهر ماجنيتون).

$$i.e \mu_{sH} = \pm \mu_B = \pm \frac{q\hbar}{2m_0} = -\frac{q}{m_0} \left(\pm \frac{\hbar}{2} \right) = -\frac{q}{m_0} P_{sH} \quad (11^* - 29)$$

حيث تشير الإشارة السالبة إلى طبيعة شحنة الإلكترون السالبة. وتكون النسبة γ_s بين العزم وكمية التحرك المغزليين للإلكترون هي:

$$\gamma_s = \frac{\mu_{sH}}{P_{sH}} = -\frac{q}{m_0} \quad (11 - 30)$$

وهي تساوى ضعف قيمتها للعزوم المدارية.

فى الذرات التى تحتوى عددا كبيرا من الإلكترونات فإن P_s لا بد أن تجمع

كمتجهات. والعزم المغناطيسي المغزلي الكلي للأغلفة المغلقة تساوى صفرًا كما هو الحال بالنسبة للعزم المداري. جدول (3-11) يعطى مثالًا للعزم المغزلي (spin) في حالة الغلاف 3d لذرة مفردة من ذرات عناصر مجموعة الحديد، حيث يحدث تعويض أو إلغاء للعزم بقدر معين يعتمد على نوع العنصر. هذا التعويض يكون أقل ما يمكن في حالتى ذرتى الكروميوم Cr والمنجنيز Mn، وبالتالي فإنهما يملكان أقصى قيمة للعزم المغزلي الكلي. هذه القيم لا تظل كما هي في حالة الجسم الصلب، بل عادة تكون أقل. فمثلا في حالة الحديد فإن عدد الماجنتون لا يساوى 4 بل يساوى 2.2 فقط، وفي الكروميوم يساوى 0.4 وفي المنجنيز يساوى 0.5.

جدول (3-11): العزم المغزلي للذرة لعناصر مجموعة الحديد.

العنصر	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni
العزم المغزلية	↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓	↓↓↓↓↓	↑↓↓↓↓↓	↑↓↑↓↓↓↓	↑↓↑↓↑↓↓↓
العزم الكلي	1	2	3	5	5	4	3	2

العزم المغناطيسي للنواة moment of nucleus

نواة الذرة تمتلك أيضا عزما مغناطيسيا مغزليا يعطى بعلاقة مماثلة للعلاقة (29-11). ولما كانت كتلة النواة تساوى تقريبا 10^3 مرة من كتلة الإلكترون، فإن العزم المغناطيسي للنواة يكون أقل بمقدار 10^3 مرة منه للإلكترون. لذلك فإنه من الناحية التقريبية يمكن إهمال التأثير المغناطيسي للنواة على الخصائص المغناطيسية للمادة. وهذا لا يعنى عدم أهمية التأثير المغناطيسي للنواة، حيث أنه في بعض الظواهر التي لا مجال لذكرها هنا يلعب التأثير المغناطيسي للنواة دورا هاما.

العزم الكلي للذرة Total magnetic moment

كما ذكرنا، في الذرة عديدة الإلكترونات تتجمع كميات الحركة المدارية ذات الاتجاهات المختلفة (متجهيا) لتعطى كمية التحرك المدارى المحصلة للذرة والتي تتصف

بالعدد الكمي L ، وبالمثل تتجمع كميات التحرك المغزلية لتعطي محصلة التحرك المغزلي التي تتصف بالعدد الكمي S ، وفي النهاية تتجمع S & L لتنتج كمية التحرك الكلية للذرة والتي تتصف بالعدد الكمي J . لذلك لإيجاد العزم المغناطيسي الكلي للغلاف الإلكتروني للذرة نتبع الخطوات التالية:

أولاً: نوجد كمية التحرك المدارية الكلية P_L ، حيث:

$$P_L = \sum_i P_{Li} \quad (11 - 31)$$

P_{Li} هي كمية التحرك المدارية للإلكترون i .

وتعطي القيمة الحسابية لكمية التحرك P_L كالتالي:

$$P_L = \hbar \sqrt{L(L + 1)} \quad (11 - 32)$$

العدد الكمي L يأخذ أى عدد صحيح بين القيمتين القصوى والصغرى للمجموع الجبري $\sum_i l_i$ ، حيث l_i هو العدد الكمي المداري للإلكترون i .

ثانياً: نوجد كمية الحركة المغزلية P_S ، حيث:

$$P_S = \sum_i P_{Si} \quad (11 - 33)$$

حيث P_{Si} هي كمية الحركة المغزلية للإلكترون i ، وتعطي القيمة الحسابية لكمية التحرك P_S بدلالة العدد الكمي S كالتالي:

$$P_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)} \quad (11 - 34)$$

العدد S يأخذ قيما تقع بين القيمة القصوى والصغرى للمجموع الجبري $\sum_i S_i$ هو العدد الكمي المغزلي للإلكترون i بحيث يكون الفرق بين أى قيمتين متتاليتين للعدد S يساوى الوحدة.

وأخيراً: تعطى كمية التحرك الذرية الكلية P_J بالمجموع الاتجاهي لكميتي التحرك المدارية والمغزلية.

$$\text{i.e } P_J = P_L + P_S \quad (11 - 35)$$

وتتحدد قيمتها العددية بالعدد الكمي الذاتي J حيث:

$$P_J = \hbar \sqrt{J(J + 1)} \quad (11 - 36)$$

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, L - S; L > S$$

$$J = S + L, S + L - 1, \dots, S - L; S > L \quad (11 - 37)$$

وقيم P_J المسموحة في المجال الخارجى هي تلك القيم التى مركباتها فى اتجاه المجال تساوى مضاعفات \hbar .

$$\text{i.e } P_{JH} = m_J \hbar \quad (11 - 38)$$

حيث m_J يسمى العدد الكمي المغناطيسى ويعطى بالعلاقة الآتية:

$$m_J = J, J-1, \dots, 0, 1, 2, \dots, -(1-1), -J \quad (11 - 39)$$

أى أن العدد الكلي لقيم m_J يساوى $2J+1$. ويكون العزم المغناطيسى الكلي للذرة (يسمى عادة بالعزم الفعال M_{eff}) المقابل لكمية التحرك الكلية P_J هو:

$$M_J = -g\mu_B \sqrt{J(J+1)} = M_{\text{eff}} \quad (11 - 40)$$

ومركبته فى اتجاه المجال الخارجى هي:

$$M_{JH} = -m_J g \mu_B \quad (11 - 38)$$

حيث:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (11 - 42)$$

يعرف g بمعامل لاند (Lande factor)، حيث عندما تكون المغناطيسية مغزلية كلية ($L=0$ & $J=S$)، تكون $g=2$ ، وعندما تكون المغناطيسية الكلية مدارية ($S=0$ & $L=J$)، تكون $g=1$.

ومصطلح العزم المغناطيسى الذرى يقصد به القيمة القصوى للمركبة M_{JH} العلاقة (11-41) وليس المقدار M_J المعطى بالعلاقة (11-40).

وقيمة العدد J للذرة يمكن أن تكون عددا صحيحا أو نصف عدد صحيح ويكون لها قيم كمية مسموحة فى المدى $\frac{1}{2} \leq J \leq \infty$.

- عندما $J = \infty$ ، يوجد عدد لانهاى لقيم J تقابل عددا لانهاى لاتجاهات العزم. وهذا يمثل حالة التوزيع الكلاسيكية (شكل 11-13.a)، حيث يمكن للعزم أن تأخذ قيما مستمرة فى أى اتجاه فى المساحة المظلمة.

- عندما $J = \frac{1}{2}$ تخص الحركة المغزلية الخالصة دون مشاركة من الحركة المدارية ($g=2, J=S=1/2, L=0$)، وذلك لأن قيم m_J تنقص من J إلى $-J$ على خطوات كمية كل منها تساوى الوحدة. هذه القيم هي $+\frac{1}{2}$ ، $-\frac{1}{2}$ ، وتكون القيم المسموحة المقابلة للعزم هي μ_B ، $-\mu_B$ الموازى والمضاد لاتجاه المجال المغناطيسى على الترتيب (شكل 11-13.b).

- وعندما $J = 2$ ، فإن العدد m_J يكون له خمسة قيم هي:

$$J, J - 1, 0, -(J - 1), -1 \equiv 2, 1, 0, -1, -2$$

ويكون للعزم المغناطيسى M_{JH} إحدى القيم الخمسة الممثلة فى شكل (11-13.c) كالتالى:

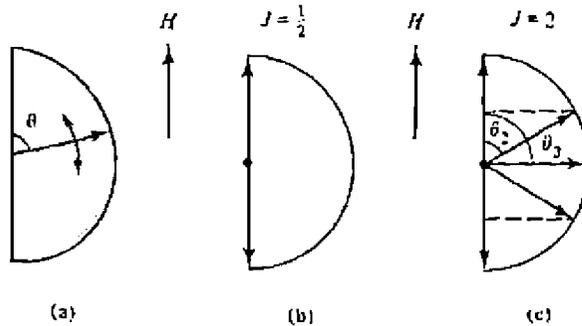
$$2g\mu_B, g\mu_B, 0, -g\mu_B, -2g\mu_B$$

وتكون القيمة القصوى للعزم مساوية $2g\mu_B$ عندما $m_J = J$. لذلك تعطى القيمة العظمى للعزم بالصورة التالية:

$$M_{JH} = gJ\mu_B$$

$$(11 - 43)$$

حيث J هى أكبر قيمة للعدد m_J .



شكل (11-13): الإتجاهات المسموحة للعزم المغناطيسى

لهذا، يكون العزم المغناطيسى لذرة الهيدروجين فى وضع الاستقرار ($L=0$) مساويا للوحدة μ_B ، ولذرة الحديد ذات العزم المدارى المعطل ($L=0$)، $(g=2, J=S=1/2)$ ويكون لكل الذرات والأيونات ذات الأغلفة المغلقة ($g=2, J=S=2$)، ويكون مساويا $4\mu_B$ ، ويكون مساويا للصفر. ($J=0, L=0, S=0$)

وكما أسلفنا، تنشأ البارامغناطيسية بسبب وجود ذرات لها أغلفة مليئة جزئياً. وتبعا لبدأ باولى فإنه لا يمكن تواجد أكثر من إلكترونين مختلفى الحركة المغزلية فى الحالة الواحدة، حيث يكون العزم المغزلى الكلى لهما يساوى صفراً. هذان الإلكترونان يسميان ثنائى متزاوج (paired). فإذا كانت ذرة أو أيون يحتوى على عدد أحدى (odd) من الإلكترونات، فلا بد أن واحدا منها يكون غير متزاوج (unpaired)، وبالتالي يكون للذرة عزم مغناطيسى دائم. وإذا كانت الذرة تحتوى على عدد زوجى (even) من الإلكترونات، فإنه يكون لدينا احتمالان، إما كل الإلكترونات متزاوجة وبالتالي يكون

العزم المغناطيسي الكلي مساويا للصفر، أو اثنان أو أكثر من الإلكترونات غير متزاوجة، وبالتالي يكون للذرة عزم مغناطيسي دائم.

ذرات العناصر H، K، Na، Ag يملك كل منها عددا فرديا من الإلكترونات، منها إلكترون مفرد غير متزاوج، أما ذرات Be، C، He، Mg، فكل منها يحتوى على عدد زوجي من الإلكترونات وكلها متزاوجة، ويحتوى الأكسجين على عدد زوجي من الإلكترونات، اثنان منهم غير متزاوجين.

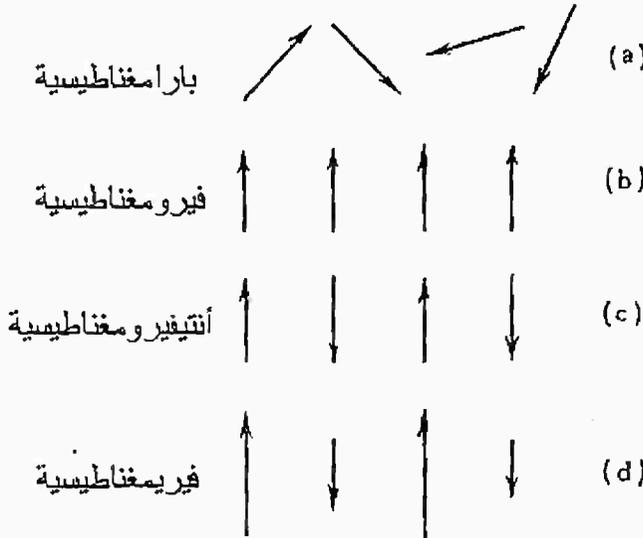
والعزم المغناطيسي لمعظم الجزيئات يساوى صفرا لعدم احتوائها على إلكترونات غير متزاوجة. القليل منها فقط يحتوى على إلكترونات غير تزاوجية مثل جزيئات الراديكال الحرة، ومنها الهيدروكسيل (OH)، الميثيل (CH₃)، الإيثيل (C₂H₅) ووجود الإلكترونات غير المتزاوجة في هذه الجزيئات الحرة يجعلها جزيئات مغناطيسية.



مصدر المغناطيسية فى المواد Origin of magnetism in Substances

تصنيف المواد المغناطيسية

عندما يجمع العزمان المغناطيسيان المدارى والمغزلى معا فإنه يمكن أن يحدث تعويضا كاملا، وبالتالي يصبح العزم المغناطيسى الكلى للذرة يساوى صفرا. وإذا لم يحدث التعويض فإن الذرة تمتلك عزما مغناطيسية دائما. لذلك فالخواص المغناطيسية للأجسام لا بد أن تكون مختلفة (شكل 11-14)، فالمواد التى ذراتها لا تمتلك عزما مغناطيسيا تعرف، كما نعلم، بالمواد الدايمغناطيسية، أما المواد التى تمتلك عزما دائما يمكن أن تكون إما بارا أو فيرو أو أنتيفيرو أو فيريمغناطيسية. وعموما إذا كان التفاعل بين العزوم المغناطيسية للذرات يساوى صفرا أو ضعيفا جدا تكون المادة بارا مغناطيسية (شكل 11-14.a)، وإذا كانت



شكل (11-14): نوع المادة المغناطيسية يتحدد بشكل التفاعل بين العزوم

العزوم المغناطيسية المتجاورة تنظم نفسها بحيث تكون متوازية وفى اتجاه واحد تكون المادة فيرومغناطيسية (شكل 11-14.b)، وإذا كانت العزوم المغناطيسية المتجاورة تتفاعل مع بعضها بحيث تكون متوازية وكل اثنين متجاورين متضادان فى الاتجاه فإن المادة

تكون أنتيغرومغناطيسية (شكل 14.c-11)، أما إذا كانت العزوم المغناطيسية متوازية وكل اثنين متجاورين متعاكسان وقيمتاهما مختلفتين فإن المادة فيرمغناطيسية (شكل 11-14.d).

مصدر الدايامغناطيسية

تنشأ الدايامغناطيسية نتيجة التغير في الحركة المدارية للإلكترونات الواقعة تحت تأثير مجال مغناطيسي. وهذا التأثير يعتبر تأثيرا عاما لكل المواد، إلا أنه يهمل غالبا في حالة البارامغناطيسية والفيرومغناطيسية بسبب قوتها المغناطيسية. والمواد الدايامغناطيسية في حالتها النقية تعامل على أنها مواد عزمها المغناطيسي الذري الكلي يساوى صفرًا.

تغير الحركة المدارية في المجال المغناطيسي

نفرض أن إلكترونًا يتحرك في مدار نصف قطره r كما في شكل (11-15.a). في حالة عدم تأثير مجال مغناطيسي يتأثر الإلكترون بقوة جذب نحو المركز Centripetal force F_{CP} تساوى قوة الطرد المركزي، أي أن $F_{CP} = \frac{m_0 v_0^2}{r} = m_0 \omega_0^2 r$ ، حيث ω_0 & V_0 هما سرعتا الإلكترون الخطية والزاوية على الترتيب. وعندما يؤثر مجال H عموديا على مستوى المدار، فإن الإلكترون يتأثر بقوة إضافية F_L تعرف بقوة لورنس قيمتها $F_L = qv_0 B_0 = q\omega_0 r B_0$ واتجاهها في اتجاه نصف القطر نحو مركز المدار، وتكون قوة الجذب الكلية نحو المركز هي:

$$F = F_{CP} + F_L$$

وتصبح قوة الطرد المركزي التي تتوازن مع قوة الجذب F هي كالتالي:

$$\frac{m_0 v^2}{r} = m_0 \omega^2 r = m_0 \omega_0^2 r + q\omega_0 r B_0$$

$$\text{i.e. } m_0(\omega^2 - \omega_0^2) = q\omega_0 B_0$$

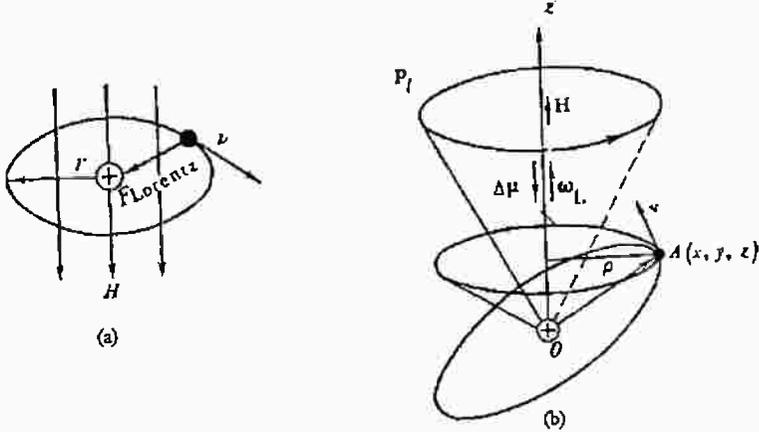
وبوضع $\omega_L = \omega - \omega_0$ ، $\omega + \omega_0 \approx 2\omega_0$ نجد أن:

$$2m_0\omega_0\omega_L \approx q\omega_0 B_0$$

$$(11 - 44)$$

$$\text{i.e. } \omega_L = \omega - \omega_0 = \frac{qB_0}{2m_0} = \frac{q}{2m_0} \mu_0 H \quad (11-45)$$

حيث ω_L هي مقدار التغير في التردد الزاوي نتيجة تأثير المجال المغناطيسي وتسمى تردد لارمر الزاوي (Larmor angular frequency).



شكل (11-15): تغير الحركة الدائرية للإلكترون في المجال المغناطيسي عندما يكون عموديا (a) أو غير عمودي (b) على مستوى مدار الإلكترون

وهكذا يتضح أن المجال المغناطيسي يغير التردد الزاوي للحركة الدائرية للإلكترون، وكما تبين العلاقة (11-45)، فإن التغير الحادث في التردد الزاوي يكون واحدا لكل الإلكترونات بغض النظر عن قيمة نصف قطر المدار أو قيمة سرعة الإلكترون وأن اتجاهه ينطبق مع اتجاه H. وعندما يكون H غير عمودي على سطح المدار فإن متجه كمية التحرك الزاوي يرسم P_L مخروطا حول اتجاه H (شكل 11-15.b). ولقد بينت الحسابات أن التردد الزاوي في هذه الحالة يعطى بنفس العلاقة (11-45).

القابلية المغناطيسية للمواد الدايمغناطيسية

مما سبق يتبين أنه نتيجة لتأثير المجال المغناطيسي يمكن أن تنتج حركة مدارية إضافية للإلكترون حول المجال H. والتأثير المغناطيسي لهذه الحركة الإضافية يكافئ تأثير التيار الإضافي ΔI في المسار المغلق لهذه الحركة، حيث:

$$\Delta I = -qv_L = -\frac{q\omega_L}{2\pi} = -\frac{q^2}{4\pi m_0} B_0 \quad (11-46)$$

v_L هو التردد الحادث نتيجة وجود المجال المغناطيسى، والإشارة السالبة تشير إلى شحنة الإلكترون السالبة.

العزم المغناطيسى لعنصر التيار ΔI هو:

$$\Delta\mu = \Delta I S = -\frac{q^2 S}{4\pi m_0} B_0 \quad (11 - 47)$$

حيث S هى المساحة المحددة بواسطة مسار الإلكترون فى هذه الحركة حول المجال H . ولقد بينت الحسابات أن $S = 2\pi \frac{\bar{r}^2}{3}$ حيث \bar{r}^2 هو متوسط مربع مسافة الإلكترون من النواة، لذلك فإن:

$$\Delta\mu = -\frac{q^2 \bar{r}^2}{6m_0} B_0 = -\frac{q^2 \bar{r}^2}{6m_0} \mu_0 H \quad (11 - 48)$$

يتضح من العلاقة (11-48) أن كل إلكترون يكتسب عزما مغناطيسيا إضافيا اتجاهه يصاد اتجاه المجال المغناطيسى المؤثر H . وظهور هذا العزم هو السبب فى تمغنط الجسم فى اتجاه مضاد لاتجاه المجال المغناطيسى، وهى خاصية للمادة الدايمغناطيسية. وجمع عزوم كل الإلكترونات نحصل على العزم المغناطيسى الكلى للذرة، فإذا كانت الذرة تحتوى على Z من الإلكترونات فإن عزمها المغناطيسى الناتج يكون هو:

$$\Delta M = -\frac{q^2 B_0}{6m_0} \sum_i^Z \bar{r}_i^2 \quad (11 - 49)$$

حيث \bar{r}_i^2 هو متوسط مربع المسافة للإلكترون رقم i من النواة، وبوضع $\bar{a}^2 = \sum_i^Z \bar{r}_i^2$ ، حيث \bar{a}^2 هو متوسط مربع المسافة لكل الإلكترونات من النواة، فإن:

$$\Delta M = -\frac{q^2 B_0}{6m_0} \sum_i^Z \bar{r}_i^2 \quad (11 - 49)$$

وبضرب العلاقة (11-50) فى عدد الذرات لوحدة الحجم n نحصل على التمغنتية J_m كالتالى:

$$\Delta M = -\frac{z q^2 \bar{a}^2}{6m_0} B_0 \quad (11 - 50)$$

والقابلية المغناطيسية χ تكون:

$$J_m = n \Delta M = -\frac{z q^2 n \bar{a}^2 B_0}{6m_0} = -\frac{z q^2 n \bar{a}^2}{6m_0} \mu_0 H \quad (11 - 51)$$

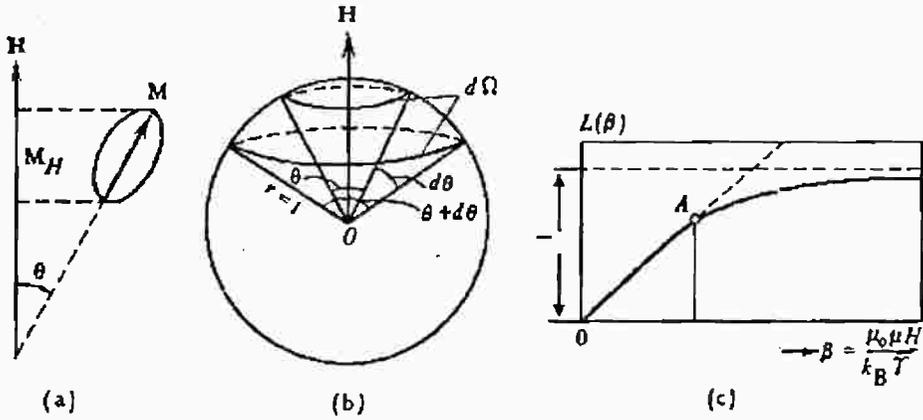
فإذا كانت $a \approx 10^{-10} \text{ m}$ ، $n \approx 5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ نجد أن: $\chi = 10^{-6} z$ ، هذه القيمة تتفق تماما مع النتائج المعطاة في جدول (11-1). كذلك توضح العلاقة (52-11) أن القابلية المغناطيسية للمواد الدايمغناطيسية لا تعتمد على أى من درجة الحرارة أو شدة المجال H وتزداد طوريا مع العدد الذرى للعنصر Z، وهذا يتفق أيضا مع النتائج التجريبية.

منشأ البارامغناطيسية نظرية لانجفين الكلاسيكية

بنيت النظرية الكلاسيكية للبارامغناطيسية التى طورت بواسطة بأول لانجفين على فكرة أن ذرات المواد البارامغناطيسية تمتلك أصلا عزما مغناطيسيا دائما «M»، أى أن هذه الذرات تمتلك عزوم ثنائى قطب مغناطيسية دائمة وأن تفاعلها فيما بينها يجعلها مهملة القيمة. طاقة مثل هذا العزم المغناطيسى فى المجال H تعطى من العلاقة الآتية:

$$U_m = -M\mu_0 H \cos\theta \quad (11 - 53)$$

حيث θ هى الزاوية بين H & M (شكل 11-16.a). واضح أن القيمة الصغرى للطاقة U_m تقابل $\theta = 0$ ، ولذلك تحاول كل عزوم ثنائيات الأقطاب أن توجه نفسها فى اتجاه المجال الخارجى كى تكون طاقتها أقل ما يمكن، إلا أن عملية التوجيه هذه يمكن أن تعاق بواسطة الحركة الحرارية، ولما كان تمغنط المادة يتحدد بمركبة العزم المغناطيسى الكلى فى اتجاه المجال M_H (والتي تعطى بواسطة مساقط العزوم الذرية المغناطيسية لكل ذرة فى اتجاه H، حيث $M_H = M \cos \theta$) فإن الحساب الكمى لتمغنط المادة يستلزم حساب متوسط قيمة M_H التى تقابل حالة الاتزان بين تأثير المجال (الذى يحاول توجيه العزوم فى اتجاهه) وتأثير الحركة الحرارية (التي تحاول إعاقة هذا التوجيه). لذلك، استخدم العالم لانجفين طرق الإحصاء الكلاسيكية محاولا إيجاد صيغة مناسبة للقيمة المتوسطة للعزم M_H ، حيث افترض أن التوجيه للعزم المغناطيسى M بالنسبة للمجال H يكون احتماليا ويعتمد على قيمة الزاوية θ ، وتتعامل النظرية الكلاسيكية مع الطاقة وبالتالي مع الزاوية θ على أنهما متغيران مستمران، والعزم المغناطيسى يمكن أن يكون واقعا عند أى زاوية فى المجال (أنظر شكل 11-13.a). وعموما، فلقد أخفقت النظرية الكلاسيكية فى إعطاء تفسير مناسب للظواهر المغناطيسية الناتجة بسبب حركة الشحنات الكهربائية، فى حين أنه أمكن بواسطة النظرية الكمية تحسين التوافق بين القيم النظرية والعملية للظواهر المغناطيسية.



شكل (11-16): النظرية الكلاسيكية للبارامغناطيسية. العزم المغناطيسي ومسقطه في اتجاه المجال (a)، حساب العزم المغناطيسي الكلي للبارامغناطيسية (b) وتمثيل دالة لانجفين (c).

النظرية الكمية للبارامغناطيسية

الفرض الأساسى للنظرية الكمية هو أن طاقة النظام لا تتغير بشكل مستمر، ولكنها تتغير بكميات منفصلة تسمى «كم طاقى»، فإذا كانت طاقة النظام دالة فى الزاوية كما تبين المعادلة (11-53)، فإن الزاوية لا بد أن تتغير كمياً وتأخذ قيماً محددة $\theta_1, \theta_2, \dots$ والقيم البينية تكون غير مسموحة، وهذا هو بالضبط حالة البارامغناطيسية. يوجد $2J+1$ طريقة يمكن للعزم المغناطيسى الذرى M_J أن يوجه نفسه بواسطتها فى المجال المغناطيسى (حيث J هو العدد الكمى الذاتى). احتمال حدوث أى من هذه الطرق يتحدد بداله التوزيع لبولتزمان كالتالى:

$$W = C e^{\frac{\mu_0 M_J H}{k_B T}}$$

حيث M_J هو مسقط M_J فى اتجاه H ، وتعطى القيمة المتوسطة \bar{M}_{JH} كما يلى:

$$\bar{M}_{JH} = \frac{\sum_{-J}^{+J} M_J H \exp\left(\frac{\mu_0 M_J H}{k_B T}\right)}{\sum_{-J}^{+J} \exp\left(\frac{\mu_0 M_J H}{k_B T}\right)} \quad (11 - 54)$$

وبإيجاد قيمة هذه المجاميع نحصل على:

$$\bar{M}_{JH} = g J \mu_B B_J(\beta) \quad (11 - 55)$$

$$\beta = \frac{J g \mu_B H \mu_0}{k_B T} \quad (11 - 56)$$

$$\& B_J(\beta) = \left(\frac{2J+1}{2J}\right) \coth \left[\frac{(2J+1)\beta}{2J}\right] - \frac{1}{2J} \coth \left(\frac{\beta}{2J}\right) \quad (11 - 57)$$

الدالة $B_J(\beta)$ تسمى دالة بريليون Brillouin function. وتصبح كل من التمعنطية والقابلية المغناطيسية كالتالي:

$$J_m = \bar{M}_{JH} N = N g J \mu_B B_J(\beta) \quad (11 - 58)$$

$$\chi = \frac{N g J \mu_B B_J(\beta)}{H} \quad (11 - 59)$$

حيث N عدد الذرات في وحدة الحجم. ولقيم $\beta \ll 1$ فان:

$$B_J(\beta) \simeq \frac{\beta(J+1)}{3J}$$

$$\therefore J_m = \frac{N g^2 \mu_B^2 J(J+1) \mu_0 H}{3 k_B T} \quad \& \quad \chi = \frac{N J(J+1) g^2 \mu_B^2 \mu_0}{3 k_B T} \quad (11 - 60)$$

ويتضح من العلاقة (11-60) أنه لقيم $\beta \ll 1$ فإن H & J_m يرتبطان بعلاقة خطية، بينما يتناسب عكسيا كل من χ & J_m مع T ، وهذا متفق مع النتائج العملية. أما في حالة المجالات القوية وعند درجات الحرارة المنخفضة جدا فإن:

$$\beta \rightarrow \infty$$

$$\& \coth \left[\frac{(2J+1)\beta}{2J}\right] \rightarrow 1 \quad , \quad \coth \left[\frac{\beta}{2J}\right] \rightarrow 1 \quad \& \quad B_J(\beta) \rightarrow 1$$

وتصل التمعنطية إلى قيمتها التشعبية الآتية:

$$J_s = N g J \mu_B \quad (11 - 61)$$

وتكون القيمة القصوى للعزم لكل ذرة هي:

$$M_{JH} = g J \mu_B$$

وهي نفس العلاقة (11 - 43) التي حصلنا عليها في أثناء مناقشة العدد الكمي J . ولقد تم إختبار هذه النظرية باستخدام محاليل وأملاح بللورية مثل أيونات عناصر

مجموعات الحديد والعناصر الأرضية النادرة حيث تحتوى على أيونات عزمها لا يساوى صفرا، بالإضافة إلى أن أيوناتها بعيدة عن بعضها بحيث يمكن إهمال التفاعلات بينها، (وهو شرط ضرورى للمواد البارامغناطيسية) وكانت النتائج متفقة تماما مع النظرية.

البارامغناطيسية للغاز الإلكتروني Paramagnetism of electron gas

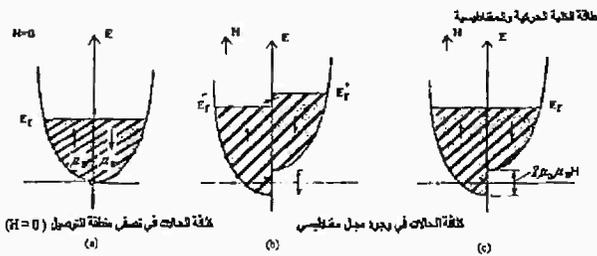
يؤكد كل من قانون كورى والعلاقة (60-11) أن القابلية المغناطيسية χ تتناسب عكسيا مع درجة الحرارة. هذا الاستنتاج تبين أنه ليس صحيحا لكل المواد، فلقد لوحظ أن تمغنط معظم المعادن العادية (غير الفيرومغناطيسية) لا تعتمد على درجة الحرارة. ولقد أعزى ولفانج باولى ذلك إلى البارامغناطيسية للإلكترونات الحرة المكونة للغاز الإلكتروني. شكل (11-17.a) يبين منطقة التوصيل فى المعدن عند درجة الصفر المطلق، حيث تنقسم إلى نصفين يحتويان على إلكترونات عزومها المغزلية (μ_B) مختلفة الاتجاه فى أحد النصفين عنه فى النصف الآخر. عندما $H = 0$ ، يكون عدد الإلكترونات فى نصفى المنطقة واحدا، وبالتالي العزم المغناطيسى الكلى للغاز الإلكتروني يساوى صفرا. وعندما يطبق مجال شدته H فإن كل إلكترون فى الجهة اليسرى يكتسب طاقة إضافية قدرها $U'_m = -\mu_0 \mu_B H$ وكل إلكترون فى الجهة اليمنى يكتسب طاقة إضافية قدرها $U''_m = \mu_0 \mu_B H$ ويكون الفرق فى طاقتى مستوى فيرمى فى الجانبين (شكل 11-17.b) هو:

$$E''_f - E'_f = 2\mu_0 \mu_B H \quad (11-62)$$

ولما كان مستوى فيرمى لا بد أن يكون عند مستوى طاقتى واحد فى الجانبين، فإنه يمكن فقط لعدد Δn من الإلكترونات (التي يمكنها تغيير اتجاه حركتها المغزلية) الانتقال إلى الأماكن الخالية فى الجانب الأيسر حتى تصبح طاقة مستوى فيرمى واحدة على الجانبين، ويعطى عدد هذه الإلكترونات بالعلاقة الآتية:

$$\Delta n \approx \frac{k_B T}{E_f} n$$

حيث n هو تركيز الغاز الإلكتروني.



شكل (11-17): البارامغناطيسية للإلكترونات الحرة

جزء $\Delta n' = ce^{\frac{\mu_0 \mu_B H}{k_B T}}$ من هذه الإلكترونات له عزم مغناطيسي متجه في اتجاه H
 وجزء $\Delta n'' = ce^{-\frac{\mu_0 \mu_B H}{k_B T}}$ يكون متجها ضد H (حيث c مقدار ثابت) ، ويكون العزم
 المغناطيسي لوحدة الحجم هو:

$$J_{me} = (\Delta n' - \Delta n'') \mu_B = c \mu_B (e^\beta - e^{-\beta})$$

$$\beta = \frac{\mu_0 \mu_B H}{k_B T} \quad \text{حيث :}$$

وبما أن

$$\Delta n = (\Delta n' + \Delta n'') = c (e^\beta + e^{-\beta})$$

$$c = \Delta n (e^\beta + e^{-\beta})^{-1} \quad \text{فإن :}$$

وبالتعويض في معادلة العزم المغناطيسي J_{me} نجد أن:

$$J_{me} = \frac{\Delta n \mu_B (e^\beta - e^{-\beta})}{(e^\beta + e^{-\beta})} = \Delta n \mu_B \tanh \beta$$

وعندما تكون $\beta \ll 1$ ، فإن :

$$\tanh \beta \approx \beta \quad \& \quad J_{me} = \Delta n \mu_B^2 \frac{\mu_0 H}{k_B T}$$

وبالتعويض عن قيمة Δn نحصل على :

$$J_{me} \approx \frac{n \mu_B^2 \mu_0 H}{E_f} \quad (11 - 63)$$

وتكون القابلية المغناطيسية للمواد البارامغناطيسية للغاز الإلكتروني هي :

$$\chi_e \approx \frac{n \mu_B^2 \mu_0}{E_f} \quad (11 - 64)$$

والحسابات الأكثر دقة بينت أن:

$$\chi_e = \left(\frac{3}{2}\right) \frac{n \mu_B^2 \mu_0}{E_f} \quad (11 - 65)$$

واضح من العلاقة (11-65) أن القابلية المغناطيسية للغاز الإلكتروني لا تعتمد على
 درجة الحرارة.

تبريد عينة بارامغناطيسية

تمتلك ذرات المواد البارامغناطيسية عزما مغناطيسيا دائما ، وفي حالة غياب المجال
 الخارجي وكتنتيجة للحركة الحرارية للذرات تكون اتجاهات عزومها المغناطيسية عشوائية

بشكل كامل. ويستخدم عادة بارامتر الإنتروبيا (entropy) كمقياس للعشوائية، حيث تسمى في هذه الحالة بالإنتروبيا المغناطيسية S_M ، وطبقاً لمبدأ بولتزمان فإن:

$$S_M = k_B \ln W_M$$

حيث W_M هو الاحتمال الثيرموديناميكي وهو عدد الطرق الممكنة لتوزيع n من الذرات بين $2J+1$ من المدارات الفرعية، قيمة هذا الاحتمال تعطى من العلاقة الآتية:

$$W_M = (2J + 1)^n$$

$$i.e \quad S_M = nk_B \ln (2J + 1)$$

عندما يؤثر المجال المغناطيسي وتزداد شدته فإن عدد العزوم المغناطيسية التي تتوجه في اتجاه المجال تزداد، ويؤدي ذلك إلى نقص الإنتروبيا المغناطيسية، ويصل الترتيب أقصى قيمة له في حالة التشبع المغناطيسي حيث تكون $S_M = 0$ ، ومعنى ذلك أن عملية تمغنط العينة البارامغناطيسية حتى درجة التشبع تكون مصحوبة بنقص في قيمة الإنتروبيا بالمقدار:

$$\Delta S = S_M - 0 = nk_B \ln (2J + 1)$$

فإذا تمت عملية التمغنط عند درجة حرارة T فإن هذا النقص في الإنتروبيا يكون مصحوباً بنقص في حرارة العينة بالمقدار $\Delta Q = T\Delta S$. هذه الحرارة تنتقل من العينة إلى الوسط المحيط. وكذلك إذا تم مغنطة العينة حتى تصل لمرحلة التشبع المغناطيسي ثم عزلت حرارياً عن الوسط فإنها تبدأ بالتدرج في هدم التمغنط أديباتيكياً (أى بدون الاعتماد على مؤثرات خارجية)، وينتج عن ذلك زيادة الإنتروبيا بالمقدار ΔS . هذه الزيادة تتطلب كمية من الحرارة مقدارها ΔQ يمكن الحصول عليها من الاهتزازات الحرارية للشبكية (وذلك لأن العينة معزولة حرارياً عن الوسط المحيط). ونتيجة لذلك تنخفض درجة حرارة العينة، وبتكرار مغنطة العينة كما سبق يتكرر انخفاض درجة حرارتها أكثر فأكثر، وهكذا يمكن أن تصل درجة حرارة العينة إلى $0.001K$.

منشأ الفيرومغناطيسية

حاملات الفيرومغناطيسية carriers of ferromagnetism

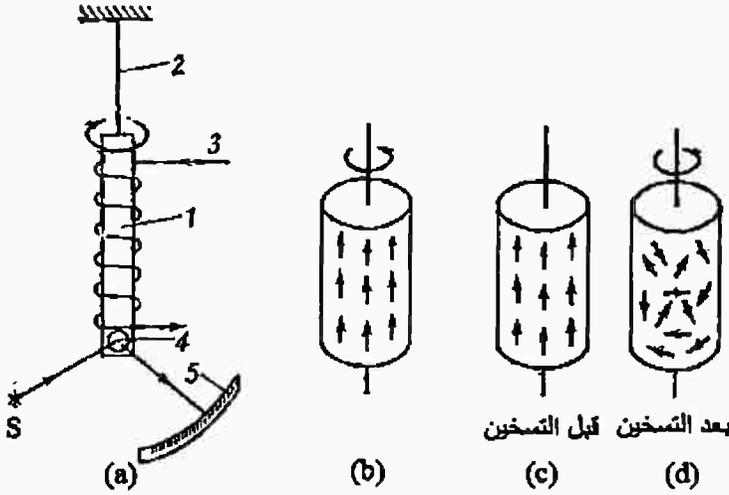
علمنا أن الجسم المغنط يكتسب عزماً مغناطيسياً M بسبب العزوم المغناطيسية الذرية ذات الاتجاه الواحد، كما يمتلك كمية تحرك زاوية P ناتجة عن المجموع

لكميات التحرك الزاوية الذرية موحدة الاتجاه. وأن النسبة $\frac{M}{P}$ لابد أن تساوى $\frac{q}{2m_0}$ إذا كان التمغنط ناتجا عن العزم المغناطيسية المدارية للذرات أو تساوى $\frac{q}{m_0}$ إذا كان التمغنط ناتجا عن العزم المغزلية.

ولقد ظهر تعبير «عزم» مغناطيسى أول الأمر عندما قام أينشتين ودى هاس (A. Einstein & W.J. deHaas) بمغنطة قضيب من الحديد (1) معلق بخيط مرن (2) عن طريق ملف كهربي (3) فوجدوا أن القضيب دار وحدث إلتواء في الخيط، حيث أمكن تقدير زاوية الإلتواء θ باستخدام مرآة (4) تعكس ضوءا على تدرج (5) كما في شكل (11-18.a). وعزم الإلتواء الناتج عن مغنطة القضيب سمي بالعزم المغناطيسى، وبالتالي فلقد أمكنهما إيجاد العزم المغناطيسى M وكذلك كمية التحرك P . (العزم المغناطيسى = عزم الإلتواء $\tau\theta$ ، وكمية التحرك الزاوى = عزم الإلتواء X زمن إجراء التجربة، لأن معدل التغير في كمية التحرك الزاوى = عزم الازدواج أو عزم الإلتواء). ومن ذلك أمكن إيجاد النسبة $\gamma = M/P$ وسميت هذه الظاهرة بتأثير أينشتين - ديهاس (Einstein deHass effect)

ولقد أجرى بارنيت (S.J Barnett) هذه التجربة بطريقة عكسية، حيث درس عملية التمغنط الحادثة في قضيب حديد يدور بسرعة. وسبب هذا التمغنط هو ميل الإلكترونات لترتيب محاور دورانها المغزلية في اتجاه محور دوران الجسم (شكل). وفي تجربة أخرى قام الفيزيائيان إيوف (A.F.Ioffe) & كابيتزا (P.L. Kapitza) بتسخين قضيب ممغنط من الحديد إلى درجة حرارة أعلى من نقطة كوري. قبل التسخين كان توجيه الإلكترونات منتظم وكمية التحرك الزاوية الكلية لا تساوى صفرا (شكل 11-18.c)، وبعد التسخين غيرت الإلكترونات (السطحية) توجهها لتصبح عشوائية وأصبحت كمية التحرك الزاوية الكلية تساوى صفرا (شكل 11-18.d). وبسبب ذلك فإن القضيب اكتسب كمية تحرك دورانية، حيث أمكن قياسها وكذلك قياس العزم المغناطيسى للقضيب الممغنط وبالتالي أمكن إيجاد النسبة $(\gamma = M/P)$.

تبين من هذه التجارب أنه للمواد الفيرومغناطيسية تكون $\gamma = M/P = -q/m_0$ ، وهي تساوى نفس النسبة للعزم المغزلية للإلكترون. وهذا يثبت أن الفيرومغناطيسية لا تكون ناتجة بسبب الحركة المدارية، ولكنها تنتج بسبب العزم المغناطيسية المغزلية للإلكترونات، وهذا يوافق التركيب الإلكتروني للذرات العناصر التى لها صفات فيرومغناطيسية.



شكل (18-11): تجارب عن طبيعة الفيرومغناطيسية. تجربة أينشتاين - ديهااس (a)، تجربة بارنيت (b) وتجربة إيوف وكابيتزا (c).

وبما أن العزوم المغناطيسية للمدارات المغلقة تساوى صفراً، وأن إلكترونات التكافؤ الخارجية للذرات تتجمع (collectivized) في عملية تكوين المعدن، فإن الفيرومغناطيسية لا بد أن تكون خاصية للعناصر الانتقالية فقط، لأن المدارات الداخلية فيها غير مكتملة. هذه العناصر تشتمل على المعادن الانتقالية لمجموعة الحديد التي فيها 3d غير مكتمل والعناصر الأرضية النادرة والتي فيها 4f غير مكتمل، ومن جهة أخرى، بما أن العزوم المغناطيسية المدارية لإلكترونات المدار 3d معطلة، وبالتالي تكون مشاركتها في الخواص المغناطيسية مهمة، لذلك ترجع الفيرومغناطيسية لعناصر هذه المجموعات إلى العزوم المغزلية الذرية فقط، وهي في هذه الحالة كبيرة جداً (أنظر جدول 11-3). هذا الافتراض طرح أولاً بواسطة العالم روزنج (B. Rozing) عام 1892، وأخيراً افترض العالم بييروايس (Pierre Weiss) أنه يوجد مجال جزيئي قوى H في المادة الفيرومغناطيسية يتناسب مع قيمة التمغنطية التشعبية J_s .

$$i.e \quad H = \eta J_s \quad (11 - 66)$$

وسميت η بثابت المجال الجزيئي. هذا المجال هو المسئول عن التمغنط التلقائي أو الذاتي للمواد الفيرومغناطيسية. وبإدخال المجال الجزيئي أصبح ممكناً تفسير الظواهر التي يمكن ملاحظتها في المواد الفيرومغناطيسية على مدى واسع. إلا أن طبيعة المجال نفسه ظلت سرا غامضاً حتى وقت طويل. في البداية، افترض أن أصل القوى التي توجه

العزوم المغزلية هي قوى مغناطيسية تظهر نتيجة للتفاعل بين العزوم المغناطيسية المغزلية spin-spin interaction، إلا أن الحسابات النظرية بينت أن طاقة هذا التفاعل U_m في حدود 10^{-23} J، وهي أقل تقريبا برتبتين من الطاقة الحرارية (عند درجة حرارة الغرفة) التي تعمل على تعطيل انتظام الترتيب المغزلي. هذا يعني أن التفاعل المغناطيسي المغزلي غير قادر على القيام بالتوجيه الموحد للمواد الفيرومغناطيسية عند درجة حرارة أقل من نقطة كوري، وبالتالي فإن أصل المجال الجزئي الذي يمكنه القيام بهذا التوجيه لا بد أنه غير مغناطيسي، وإنما يجب أن يكون راجعا لتأثير أقوى مثل تفاعل التبادل الإلكتروني.

دور التفاعل التبادلي

في عام 1928 افترض فرنكل أن القوى المسئولة عن التوجيه المتبادل mutual Orientation للعزوم المغناطيسية الذرية هي قوى كهروستاتيكية، حيث تكون ناتجة عن تفاعل التبادل لإلكترونات المدارات الذرية الداخلية غير المكتملة. ويشمل التفاعل التبادلي كل التفاعلات الكهروستاتيكية (طاقة كولوم) بين النويات، والإلكترونات، والإلكترونات مع النويات، النويات مع الإلكترونات، ومحصلة هذه التفاعلات يعبر عنها بما يسمى تكامل التبادل أو تفاعل التبادل (J). وقيمة هذا التفاعل الكهروستاتيكي تكون موجبة بين الشحنات المتشابهة و سالبة بين الشحنات المختلفة. لذلك فإن إشارة تكامل التبادل J يمكن أن تكون موجبة أو سالبة طبقا للعلاقة بين أبعاد المدارات الإلكترونية المشاركة في رابطة التبادل والمسافة بين الذرات، الأمر الذي يتسبب في تغيير طاقة النظام.

ولقد وجد أن الطاقة الحرة للنظام تكون أقل ما يمكن، وبالتالي يكون النظام مستقرا في الحالتين التاليتين:

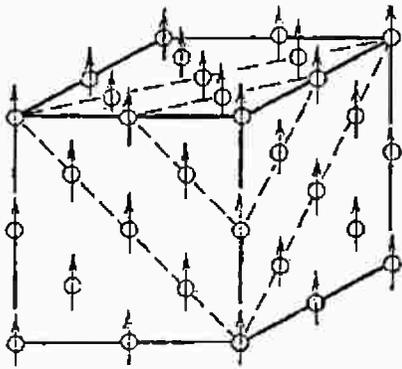
أ) عندما تكون إشارة تكامل التبادل سالبة ($J < 0$) والعزمان المغزليان للإلكترونين المشاركين في رابطة التبادل متضادي الاتجاه $\uparrow\downarrow$.

وهذه الحالة كما نعلم خاصة بتكوين الرابطة الكيميائية بين الذرات لتكوين الجزيء. وكما سنرى فيما بعد، فإن هذا هو الشرط الضروري للأنتيفيرومغناطيسية.

ب) عندما تكون إشارة تكامل التبادل موجبة ($J > 0$)، والعزمان المغزليان في اتجاه واحد $\uparrow\uparrow$. في هذه الحالة يكون التوجيه الموحد للعزوم المغزلية للذرات المتجاورة

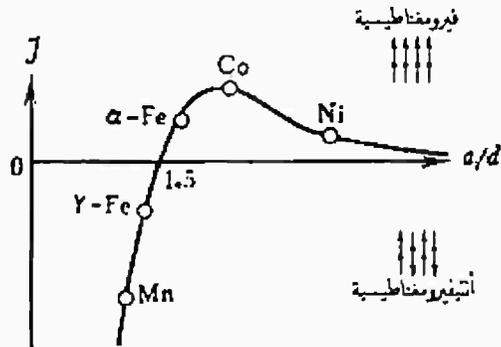
ملائماً من الناحية الطاقية. وهذا هو الشرط الضروري للفيرومغناطيسية، لأن التنظيم موحد الاتجاه للعزوم المغزلية وبالتالي للعزوم المغناطيسية يسبب تمغنا ذاتياً، وهذا من صميم خصائص المواد الفيرومغناطيسية (شكل 11-19).

شكل (11-20) يبين اعتماد تكامل التبادل (طاقة التبادل) J على النسبة $\frac{a}{d}$ (حيث a هي ثابت الشبكية، d - قطر المدار 3d) لذرات من مجموعة المعادن الانتقالية (مجموعة الحديد)، كما يتضح أيضاً أن من بين العناصر الانتقالية يكون كل من الحديد، والكوبلت، النيكل فقط عبارة عن مواد فيرومغناطيسية. بينما المنجنيز وعناصر أخرى من هذه المجموعة التي لها $\frac{a}{d} < 1.5$ ليست مواد فيرومغناطيسية. ولقد تبين من التجربة أنه بإدخال كمية من النيتروجين إلى شبكية المنجنيز، فإن ثابت الشبكية يزداد ويؤدي ذلك إلى ظهور الخصائص الفيرومغناطيسية. تظهر الخصائص الفيرومغناطيسية أيضاً في السبائك $Al-Mn-Cu$ وبعض المركبات مثل $MnSb$ & $MnBi$ التي فيها المسافات بين ذرات المنجنيز أكبر منها في حالة بللورات المنجنيز النقية.



شكل (11-19): التنظيم موحد الاتجاه للعزوم في المواد الفيرومغناطيسية

شكل (11-20): اعتماد طاقة التبادل على النسبة حيث ثابت الشبكية، d قطر المدار 3d



- ومن ثم : فإن الشروط الضرورية للفيرومغناطيسية هي :
- وجود مدارات ذرية داخلية غير مكتملة حتى تتوفر مدارات خالية تسمح بالحركة المغزلية ، وهو مالا يتحقق لإلكترونات القلب الداخلية.
 - أن تكون إشارة التكامل التبادلي موجبة حتى تؤدي إلى توجيه تلقائي موحد للعزوم المغزلية ، وهذا يتطلب أن تكون كثافة الحالات في المنطقة كبيرة بحيث تجعل الطاقة اللازمة للإصطفاف المغزلي صغيرة ، وهو مالا يتحقق لإلكترونات التكافؤ لأن كثافة المدارات في منطقة التكافؤ عادة صغيرة.
 - أن تكون المسافة بين الذرات كبيرة نسبياً ($\frac{a}{d} > 1.5$) حتى يمكن لقوة التبادل جعل الحركة المغزلية لإلكترونات المنطقة - d في الذرة قادرة على الاصطفاف مع الحركات المغزلية للذرات المجاورة ، الأمر الذي يتحقق للعناصر Ni ، Co ، Fe ، فقط من بين العناصر الانتقالية ، ويتحقق كذلك للعناصر الأرضية النادرة التي تتميز بأغلفة داخلية مليئة جزئياً، وكثافة المدارات بها كبيرة وبالتالي فهي مواد فيرومغناطيسية.

العناصر الانتقالية

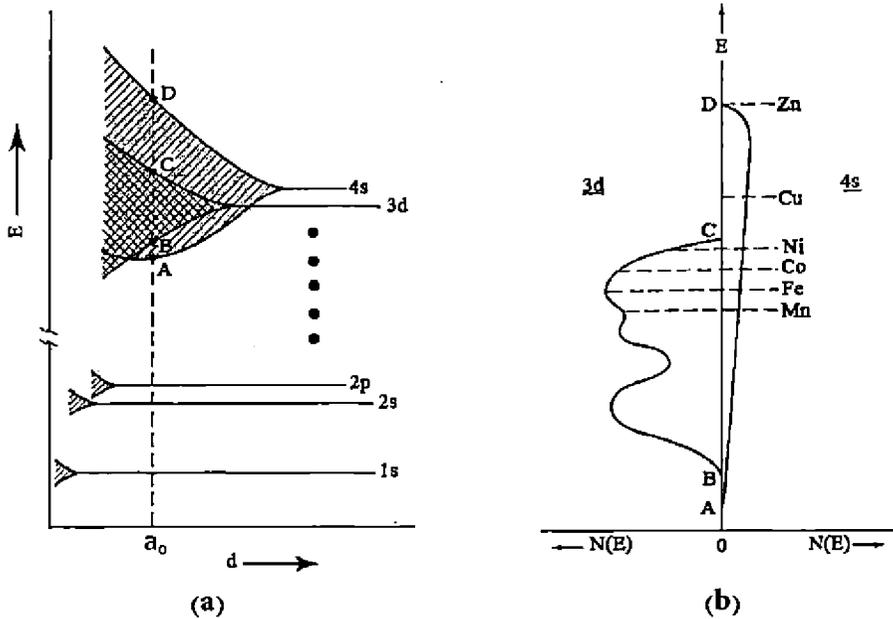
جدول (4-11) يبين التوزيع الإلكتروني في المدارين 4s ، 3d في الذرة الحرة لبعض العناصر التي تشمل العناصر الانتقالية، والتي بها المدارات الداخلية 1s ، 2s ، 2p ، 3s ، 3p ممتلئة تماما حيث يشغلها 18 إلكترونًا.

جدول (4-11): التوزيع الإلكتروني في المدارين 4s ، 3d في الذرة الحرة لبعض العناصر

		العناصر الانتقالية									
عدد إلكترونات الغلاف	K Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn
3d	0 0	1	2	3	5	5	6	7	8	10	10
4s	1 2	2	2	2	1	2	2	2	2	1	2
3d + 4s	1 2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12

في الجسم الصلب تنبعج هذه المدارات في مستويات طاقةية (شكل 21.a-11)، حيث تتداخل المنطقتان 4s ، 3d ، مما يعني أن طاقتيهما متساويتان تقريبا، كما تمتد المنطقة 4s في المدى A-D الأوسع منه للمنطقة 3d التي تمتد في المدى B-C الأضيق نسبياً،

وهو ما يعنى أن كثافة الحالات بالمنطقة d كبيرة نسبيا. شكل (11-21.b) يعطى كثافة الحالات للمنطقتين 4s، 3d والذي سوف نستخدمه لمناقشة التركيب الإلكتروني للعناصر من Mn حتى Zn، وذلك مع افتراض أن شكل المناطق لا يتغير كثيرا من عنصر لآخر. خلال هذا المدى.



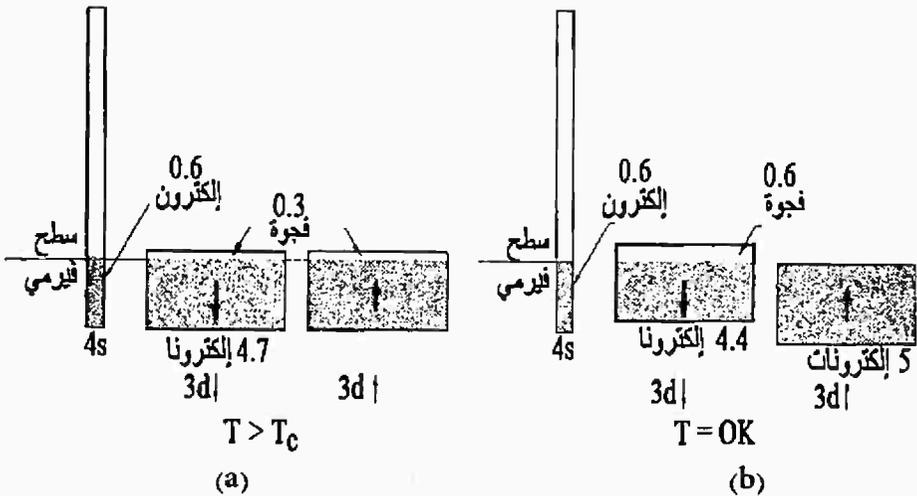
شكل : (11-21) تداخل المنطقتين الطاقتين 4s، 3d للعناصر الإنتقالية (a)، وكثافة الحالات (b) بهما

المستوى 3d يمكن امتلاؤه كليا بعشرة إلكترونات، إلا أنه في العناصر الانتقالية لم يحدث هذا الإمتلاء الكامل. الخطوط المنقطة (شكل) تمثل مستوى فيرمي للعنصر المقابل، كما تبين إمتلاء المستوى 4s بإلكترونين، وحيث أن المستويين 4s، 3d متداخلين فإنهما لابد أن يمتلئا إلى ارتفاع واحد (مثل الأواني المستطرقة)، ويكون معيار امتلاء هذين المستويين معتمدا على عدد إلكترونات الحالات 3d + 4s، ولذلك يكون دائما هذان المستويان في العناصر الانتقالية ممتلئين جزئياً.

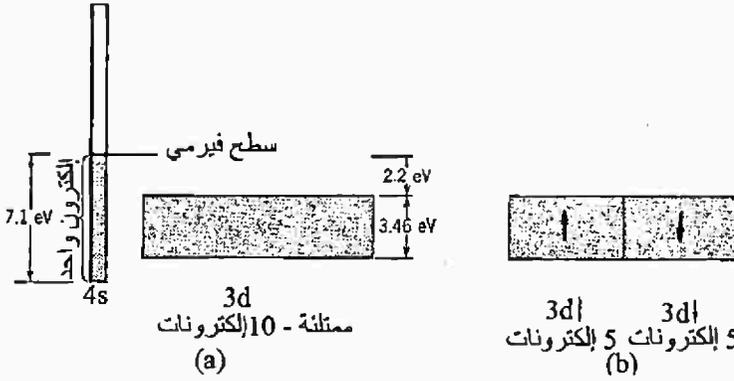
في النيكل يوجد عشرة إلكترونات في الحالات 3d + 4s تتوزع في الجسم الصلب بحيث 9.4 منها للمستوى 3d، 0.6 منها للمستوى 4s (التوزيع المقابل في الذرة الحرة هو 8، 2 على التوالي)، حيث يقع مستوى فيرمي للنيكل تحت قمة المنطقة 3d

مباشرة. شكل (11-22.a) يبين علاقة المناطق في النيكل فوق درجة حرارة كوري. محصلة العزم المغناطيسي تساوى صفراً بسبب تساوى عددي الفراغات holes في المنطقتين $3d \uparrow$ ، $3d \downarrow$. وشكل (11-22.b) يبين علاقة المناطق في النيكل عند درجة الصفر المطلق. طاقات المنطقتين الفرعيتين $3d \uparrow$ ، $3d \downarrow$ موزعة بواسطة قوة تفاعل التبادل، المنطقة $3d \uparrow$ مملوءة كلية والمنطقة $3d \downarrow$ تحتوى على 4.4 إلكترونات وعلى 0.6 فجوة. أما المنطقة $4s$ فإنها تحتوى على عدد متساو من الإلكترونات ذات اتجاهي الحركة المغزلية. العزم المغناطيسي المحصل يساوى $0.6 \mu_B$ لكل ذرة، وينشأ من زيادة الإسكان في المنطقة $3d \uparrow$ بالنسبة للمنطقة $3d \downarrow$. ويكون ممكناً القول أن التمعنط ناشئ من فجوة في المنطقة $3d \downarrow$.

شكل (11-23.a) يعطى العلاقة بين المناطق $3d$ ، $4s$ في معدن النحاس. تمتلئ المنطقة $3d$ في ذرة النحاس بعشرة إلكترونات، وتحتوى المنطقة $4s$ على إلكترون واحد (إلكترون تكافؤ) وهي بذلك نصف ممتلئة. شكل (11-23.b) يعطى نصفى المنطقة $3d$ في النحاس، وهما عبارة عن منطقتين فرعيتين اتجاهات الحركة المغزلية فيهما متضادة، وكل منطقة ممتلئة بخمسة إلكترونات، لذلك تكون المحصلة المغزلية وبالتالي محصلة التمعنط للمنطقة $3d$ تساوى صفراً. يتضح من ذلك أن النحاس ليس مادة فيرومغناطيسية.



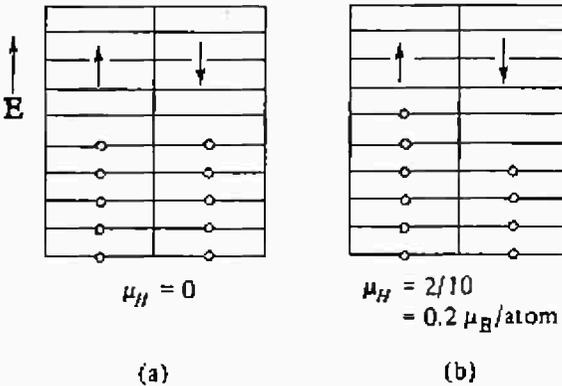
شكل (11 - 22): علاقة المناطق في النيكل فوق درجة حرارة كوري (a) وعند درجة الصفر المطلق (b)



شكل (11 - 23): العلاقة بين المنطقتين 4s، 3d للنحاس

في الزنك المنطقتان 4s، 3d ممتلئتان كلاهما. وكما ذكرنا من قبل، فإن المدارات الطاقة المغلقة لا تساهم في العزم المغناطيسي بسبب تضاد الحركة المغزلية في المدار والتي تلغى بعضها بعضاً، وبالتالي يعتبر الزنك مادة غير فيرومغناطيسية أيضاً. وللحصول على صيغة تقريبية عامة للعناصر الفيرومغناطيسية دعنا نعتبر المثال التوضيحي المبين في شكل (11-24.a) لعشر ذرات حرة، كل ذرة منها تمتلك إلكترون واحد في مدار طاقي معين. إذا قربت هذه الذرات لتكوين البلورة، فإن المدار سوف ينقسم إلى عشرة مدارات، حيث يمتلئ كل مدار من المدارات الخمسة السفلى بالإلكترونين، فإذا عكس أحد هذه الإلكترونات اتجاه حركته المغزلية كما في شكل(11-16.b)، فإن عدم التعادل المغزلي (spin imbalance) الناتج يساوى، ويكون العزم المغناطيسي للذرة هو:

$$\mu_H = 2/10 = 0.2 \mu_B / \text{atom}$$



شكل (11 - 24): مثال توضيحي لعشر ذرات حرة واتجاه الحركة المغزلية لإلكتروناتها

والمؤثر الذى سبب عدم التعادل المغزلى فى المادة الفيرومغناطيسية هو قوة التفاعل التبادلى (هذه القوة تشبه فى مثال الأوانى السابق السد الذى يحجز الماء فى نصف الآنية لمستوى أعلى منه للنصف الآخر).

وتعزى الفيرومغناطيسية لكل من Fe، Co، Ni إلى عدم التعادل المغزلى فى المنطقة 3d. إلكترونات المنطقة 4s لا تشارك فى المغناطيسية لانخفاض كثافة المدارات (الحالات) بها، وبالتالي تكون المدارات على مسافات واسعة من بعضها البعض. وبما أن المنطقة 3d تحتوى على 5 إلكترونات لها حركة مغزلية ↑، 5 إلكترونات بحركة ↓، فإن أقصى قيمة لعدم التعادل المغزلى (أى قيمة تمغنط التشبع) تتحقق عندما يمتلئ أحد نصفي المنطقة بخمسة إلكترونات. لنفرض أن :

$$n = \text{عدد إلكترونات } (3d + 4s) / \text{ذرة.}$$

$$x = \text{عدد إلكترونات } 4s / \text{ذرة.}$$

$$\therefore (n - x) = \text{عدد إلكترونات } 3d / \text{ذرة.}$$

وعند التشبع، فإن الإلكترونات الخمسة للمنطقة 3d تمتلك حركة مغزلية ↑، ويكون 5 - (n - x) إلكترونات تملك حركة مغزلية ↓. لذلك، يكون العزم المغناطيسى لكل ذرة هو:

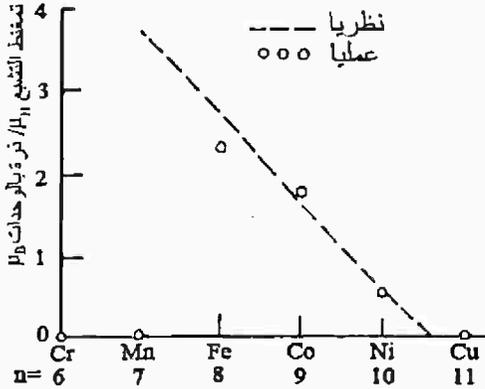
$$\begin{aligned} \mu_H &= \{5 - [(n - x) - 5]\} \mu_B \\ &= [10 - (n - x)] \mu_B \end{aligned}$$

واضح أن الفرق [10 - (n - x)] يساوى عدد الحالات الخالية فى المنطقة 3d (عدد الفجوات). باستخدام القيمة العملية للعزم الذرى $\mu_H = 0.6 \mu_B$ للنيكيل فى العلاقة السابقة، نجد أن $x = 0.6$. هذا العدد يتناسب مع المساحة المحددة بالجزء السفلى لمنحنى كثافة الحالات للمنطقة 4s والخط المتقطع Ni (شكل 11-21.b). لذلك يمكن القول (كتقريب بسيط) أن عدد إلكترونات المنطقة 4s يساوى 0.6 كقيمة ثابتة لكل العناصر القريبة من النيكل، وبالتالي يكون:

$$\mu_H = (10.6 - n) \mu_B \quad (11 - 67)$$

القيم المحسوبة للعزم المغناطيسى / ذرة بواسطة هذه المعادلة بالمقارنة مع القيم التجريبية موضحة فى شكل (11 - 25) وجدول (11 - 5). القيمة السالبة للعزم فى حالة النحاس ليس لها معنى فيزيائى وذلك لأن المنطقة 3d للنحاس مشغولة تماما.

كما يظهر شكل (11 - 25) توافقا جيدا بين القيم النظرية والعملية في حالات Fe، Co، Ni، ويتبين من القيم النظرية أن المنجنيز والعناصر الخفيفة التي تسبقه هي أكثر مغناطيسية من الحديد رغم أنها ليست مغناطيسية على الإطلاق. وطبقا للمعادلة السابقة يكون للحديد خمسة إلكترونات ذات حركة مغزلية ↑، 2.4 إلكترونات ذات حركة ↓، مما يؤدي إلى عدم تعادل مغزلي قيمته 2.6. أي أكبر بنسبة 20% تقريبا من القيمة المشاهدة عمليا.



شكل (11 - 25) : علاقة العزم المغناطيسي لكل ذرة بمجموع إلكترونات المدارين 3d، 4s لبعض العناصر.

جدول (11 - 52): القيم العملية والنظرية للعزم المغناطيسي / ذرة لبعض العناصر

عنصر	Mn	Fe	Co	Ni	Cu
n	7	8	9	10	11
μH (μB/atom) عملياً	0	2.22	1.72	0.6	0
μH (μB/atom) نظرياً	3.6	2.6	1.6	0.6	-0.4

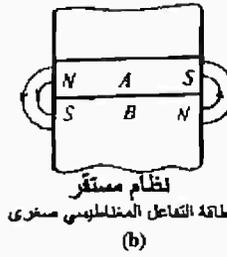
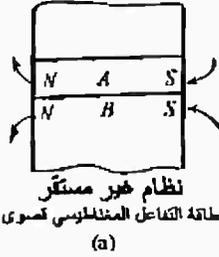
ووجود قيم كأعداد ليست صحيحة يرجع إلى أن الإلكترونات ذات العدد الصحيح في المدارين 4s، 3d في حالة الذرة تتوزع في الجسم الصلب بحيث ينتج غالباً أعداد غير صحيحة لإلكترونات المنطقتين 3d، 4s (راجع على سبيل المثال حالة النيكل) وبالتالي فإن عدد الإلكترونات غير المتزاوجة (الذي يعبر عن عدم التعادل المغزلي) في المنطقة 3d يكون أيضاً عدداً غير صحيح. وعليه تكون قيم العزم μH ليست أعداداً صحيحة.

تركيب المنطقة Domain structure

في غياب المجال الخارجي فإن البلورة الفيرومغناطيسية تتكون من عدد كبير

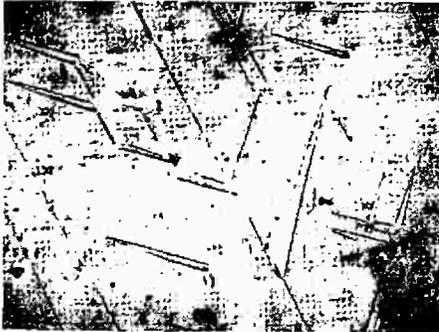
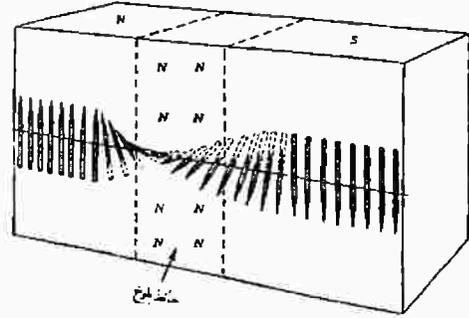
من المناطق الصغيرة المنفصلة والممغنطة حتى التشيع. ولقد تبين أنه لكي يكون النظام مستقرا، لا بد أن يكون التمعنط للمناطق المجاورة متعاكسا، حيث تكون طاقة التفاعل المغناطيسي أقل ما يمكن (شكل 11-26). هذه المناطق سميت مناطق التمعنط الذاتي domains، حيث تنفصل عن بعضها بطبقات يتغير فيها التوجه المغزلي إلى العكس. هذه الطبقات الانتقالية بين مناطق التمعنط الذاتي تعرف بحوائط بلوخ (شكل 11-27). ولقد وجد أن سمك هذه الحوائط في الحديد يساوى 300 مرة تقريبا من ثابت الشبكية (أى فى حدود 1000 \AA).

(شكل 11-28) يعطى صورة فوتوغرافية لتركييب مناطق التمعنط الذاتي فى جانب من بللورة سيليكون فيرومغناطيسية حيث تبين الأسهم اتجاهات التمعنط الذاتي فى المناطق المتجاورة.



شكل (11-26): تماكس التمعنط للمناطق المتجاورة يجعل النظام مستقرا

شكل (11-27): مناطق التمعنط الذاتي وحوائط بلوخ



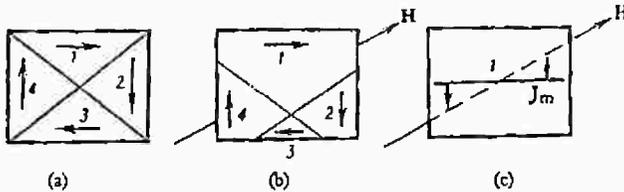
شكل (11-28): صورة فوتوغرافية لمناطق التمعنط الذاتي فى بللورة سيليكون فيرومغناطيسية

التحليل الكيفي لمنحنى التمهغنط

فى غياب المجال الخارجى يكون العزم المغناطيسى الكلى للمادة الفيرومغناطيسية مساويا الصفر (شكل 11-29.a) بسبب التوجهات التبادلية المتضادة لعزوم المناطق والتي تكون الطاقة الحرة للنظام عندها أقل ما يمكن. وعندما يطبق مجال خارجى H ، فإن المادة الفيرومغناطيسية تتمغنط مكتسبة عزما مغناطيسيا لا يساوى الصفر. وطبقا للظواهر الفيزيائية التى تحدث فى أثناء تمغنط المادة الفيرومغناطيسية فإن عملية التمهغنط هذه يمكن تقسيمها إلى ثلاث مراحل:

1- مرحلة إزاحة حدود المناطق

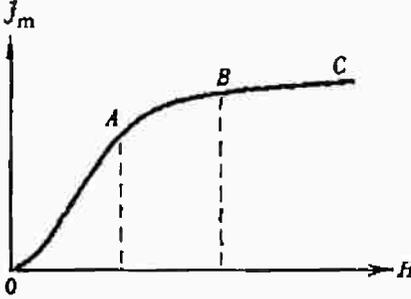
كما يتضح من شكل (11-29) فإن متجهات التمهغنط (كما تشير الأسهم) تختلف من منطقة لآخري (شكل 11-29.a)، وتتغير قيمة الزاوية بين هذه المتجهات واتجاه المجال الخارجى الممهغنط وتكون أصغر زاوية بين اتجاهى المجال ومتجه التمهغنط هى الخاصة بالمنطقة 1، فى حين أكبر الزوايا تكون فى حالة المنطقة 3. لذلك، فأسهل المناطق (من الناحية الطاقية) مسايرة للمجال هى المنطقة 1 حيث تكون عملية توجيه عزمها المغناطيسى فى اتجاه المجال هى الأسهل. وعندما يزداد المجال H يكون ملائما من الناحية الطاقية أن تنمو المنطقة 1 على حساب المناطق الثلاثة (شكل 11-29.b)، حيث تزداد حدود المناطق، ولهذا السبب فإن المرحلة الأولى لتمغنط العينة تعرف بعملية أو مرحلة الإزاحة (displacement process)، وتستمر هذه المرحلة حتى تنتشر المنطقة الأولى لتملا كل البلورة. ويمثل هذه المرحلة الجزء OA على منحنى التمهغنط المبين بشكل (11-30). عند القيم الصغيرة للمجال H فإن التمهغنط يزداد تدريجيا ويكون قابل للرجوع (reversible). فى المجالات القوية يكون التمهغنط على هيئة قفزات ويكون غير عكسى (غير قابل للرجوع irreversible) - وهو ما يعرف بتأثير بارهاوسن (Barkhausen effect).



شكل (11-29): مراحل
تمغنط البلورة

٢- مرحلة الدوران Rotation

عندما يزداد H أكثر فإن متجه التمغنط الذاتي J_m يبدأ في الدوران ليأخذ اتجاه H شكل (11-29.c). ويزداد التمغنط بمعدل أبطأ من المرحلة الأولى وينتهي عندما ينطبق J_m على H . ويصل التمغنط في نهاية هذه المرحلة إلى التشبع التكنيكي (Technical saturation) ويمثل بالجزء AB على منحنى التمغنط.



شكل (11-30): المنحنى $J_m - H$ ومراحل التمغنط

٣- مرحلة الباراماجناطيسية para process

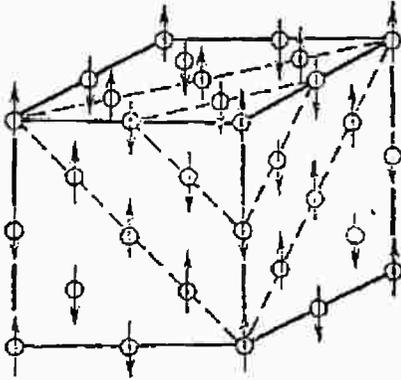
بعد الوصول إلى مرحلة التشبع التكنيكي فإن التمغنط يستمر في الزيادة مع زيادة المجال ولكن بمعدل أقل. والسبب في ذلك أنه عند أي درجة حرارة أعلى من الصفر المطلق لا تكون العزوم المغزلية كلها موحدة الاتجاه بسبب الحركة الحرارية. ويقوم المجال المغناطيسي القوي بإعادة توجيه هذه العزوم لتصبح موازية للعزوم الأخرى وفي اتجاه المجال، هذه المرحلة تمثل بالجزء BC على منحنى التمغنط.

الأنتيفيرومغناطيسية

علمنا أنه عندما يكون تكامل التبادل سالبا فإن التوجه المفضل للعزوم المغزلية لعقد الشبكية البلورية يكون متعاكسا، وفي هذه الحالة فإن التنظيم المغزلي يمكن أن يكون منتظما (orderd)، ولكن لا يوجد تمغنط ذاتي لأن العزوم المغزلية للعقد البلورية المتجاورة متعاكسة (antiparallel) حيث تلغى بعضها بعضا.

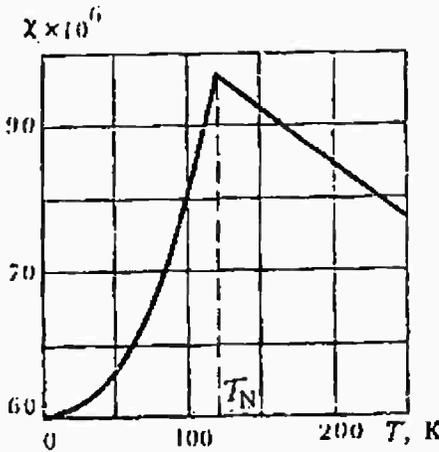
شكل (11-31) يبين التركيب المغناطيسي لأكسيد المنجنيز MnO ، حيث يمكن النظر إليه على أنه مكون من شبكيتين فرعيتين ممغنطتين في اتجاهين متضادين. هذا التركيب يتواجد فقط تحت درجة حرارة معينة تسمى نقطة كوري $curie\ point$ أو نقطة نييل

Neel point للأنثيفيرومغناطيسية، وعند درجة الصفر المطلق فإن العزوم المغناطيسية لهاتين الشبكتين تلاشى بعضها ويكون العزم المغناطيسى الكلى صفرا. وبارتفاع درجة الحرارة فإن الترتيب المتعاكس للعزوم المغزلية فى الشبكتين يتشوه (disturbed) تدريجيا، وبالتالي تزداد إمكانية تمغنط المادة الأنثيفيرومغناطيسية. ويصل التمغنط إلى أقصاه



شكل (11-31): التركيب المغناطيسى لأكسيد النجنيز MnO الأنثيفيرومغناطيسى

عند درجة حرارة نييل Neel point التى عندها يتلاشى تماما الترتيب المغزلى المنتظم وتتحول المادة الأنثيفيرومغناطيسية إلى بارامغناطيسية. وبارتفاع درجة الحرارة فإن التمغنط يقل بنفس الطريقة التى تحدث فى المادة البارامغناطيسية. شكل (11-32) يبين تغير القابلية المغناطيسية مع درجة الحرارة لأكسيد النجنيز الذى له $T_N = 120K$ فى مجال شدته $H = 4 \times 10^4 A/m$.

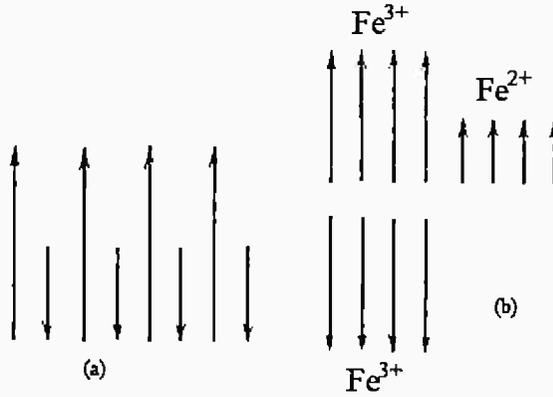


شكل (11-32): علاقة القابلية المغناطيسية مع درجة الحرارة لأكسيد النجنيز

الفيريمغناطيسية (فيراييت Ferrites)

العزوم المغناطيسية للشبكتين الفرعيتين فى المادة الأنتيفرومغناطيسية تكون متساوية فى المقدار ومتضادة فى الاتجاه وينتج عن ذلك أن يلاشى كل منهما الآخر تماما. إلا أن هناك حالات تكون فيها قيمة العزوم المغناطيسية للشبكتين الفرعية ليست واحدة، وذلك بسبب الاختلاف فى عدد الذرات أو فى طبيعة الذرات التى تكون كل من الشبكتين الفرعيتين (شكل 11-33.a). وهذا يؤدى إلى ظهور فرق محدد فى العزوم المغناطيسية وظهور تمغنت ذاتى فى البللورة. مثل هذه المواد الأنتيفرومغناطيسية غير التعويضية تسمى فيريمغناطيسية.

السلوك الخارجى للمادة الفيريمغناطيسية يكون مشابها لسلوك المادة الفيرومغناطيسية، ولكن بسبب الاختلاف فى التركيب الداخلى فإن الاعتماد الحرارى للتمغنت الذاتى فيهما يكون مختلفا تماما. فالتمغنت فى المواد الفيريمغناطيسية ليس بالضرورة أن يقل مع ارتفاع درجة الحرارة ولكن يمكن أن يمر بالصر حتى قبل الوصول لنقطة نييل. ولنتعتبر الماجنيتيت $FeO - Fe_2O_3$ كمثال للمادة الفيريمغناطيسية، حيث تكون أيونات الأكسجين السالبة شبكية من النوع FCC ويكون لكل جزيء $FeO - Fe_2O_3$ أيون حديد ثنائى التكافؤ (Fe^{2+}) وأيونان ثلاثيا التكافؤ $2Fe^{3+}$. الأيونات ثنائية التكافؤ يمكن أن يحل محلها أيونات ثنائية التكافؤ من معادن أخرى مثل Mg, Ni, Co, Mn ، وتكون الصيغة العامة لهذه الفئة والتى تعرف بالفيراييت (Ferrites) هى $MeO - Fe_2O_3$ حيث تمثل Me أيون المعدن ثنائى التكافؤ. إحدى الشبكات الفرعية تكون مكونة من نصف أيونات الحديد ثلاثية التكافؤ بينما الشبكية الفرعية الأخرى تكون مكونة من النصف الآخر بالإضافة إلى أيونات الحديد (أو العنصر البديل) ثنائية التكافؤ. وكما علمنا فالعزوم المغناطيسية للشبكتين الفرعية متعاكسة (antiparallel)، لذلك فإن العزوم المغناطيسية لأيونات ثلاثية التكافؤ تلاشى بعضها ويكون التمعنت ناتجا عن العزوم المغناطيسية لأيونات المعدن ثنائية التكافؤ (شكل 11-33.b).



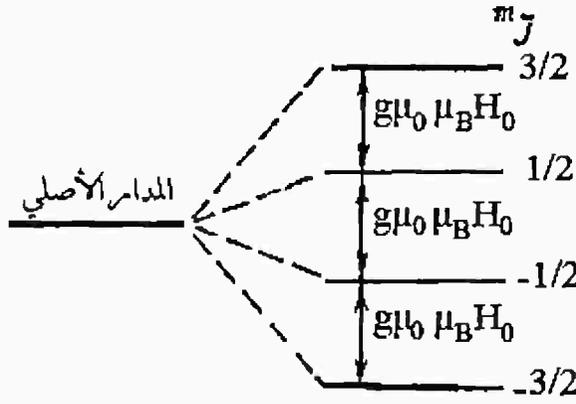
شكل (11-33): العزوم المغناطيسية في المادة الفيرومغناطيسية
(a)، والعزوم المغناطيسية للشبكتين الفرعيتين (b)

كما ذكرنا من قبل، فإن المادة الفيرومغناطيسية تتميز بعدد من البارامترات المغناطيسية الهامة (مثل النفاذية المغناطيسية العالية، وقوة الممانعة الصغيرة، وتمغنط التشبع العالي.... إلخ، بالإضافة إلى المقاومة الكهربائية العالية (في حدود 10^3 ohm.m). هذه الخصائص تجعل الفيرومغناطيسية قادرة على عمل ثورة في مجال إلكترونيات الترددات العالية والعالية جدا. فمن المعروف أن المواد الفيرومغناطيسية العادية (10^{-3} ohm.m) لا يمكن استخدامها عند هذه الترددات بسبب الفقد الطاقى نتيجة التيارات الدوامية. وبذلك فإن المواد الفيرومغناطيسية تحتل المركز الأحدث في هذا المجال. والفيرومغناطيسية ذو منحني تخلف مغناطيسى مستطيل الشكل، مما جعله يستخدم الآن بشكل واسع في عناصر التخزين الرقمية في الكمبيوتر.

الرنين المغناطيسي Magnetic resonance

كما علمنا، فإن العزم المغناطيسى للذرات التى بها عدد غير زوجى من الإلكترونات يمكن أن يوجه فى اتجاه المجال المغناطيسى H_0 بعدد من الطرق المختلفة يساوى $(2J + 1)$ ، أى أن عدد المساقط المختلفة للعزم فى اتجاه المجال يساوى $(2J + 1)$. وتعطى الطاقة المقابلة لكل من هذه المساقط بالعلاقة الآتية:

$$U_m = \mu_0 M_{JH} H_0 = m_J g \mu_0 \mu_B H_0 \quad (11 + 68)$$



شكل (11-34): انفلاق المدار الطاقى الذرى تحت تأثير المجال المغناطيسى

لذلك فإن المدار الطاقى الذرى ينفلق فى المجال المغناطيسى إلى $(2J + 1)$ من المدارات الفرعية (شكل 11-34). وتكون المسافة الطاقية بينها ΔU_m هي:

$$\Delta U_m = g\mu_0\mu_B H_0 \quad (11 + 69)$$

فى حالة الاتزان الحرارى فإن الذرات تكون موزعة على هذه المدارات الفرعية تبعا لقانون بولتزمان كالتالى:

$$n_1 = c \exp\left(-\frac{Jg\mu_0\mu_B H_0}{k_B T}\right) \& \quad n_2 = c \exp\left(-\frac{(J-1)g\mu_0\mu_B H_0}{k_B T}\right)$$

حيث n_1 ، n_2 هما عددا الذرات التى تشغل المدار $m_j = J$ & المدار $m_j = J-1$ على الترتيب، ولكى يحدث انتقال الذرات من المدار الفرعى الأدنى إلى الأعلى يلزم استخدام مجال كهرومغناطيسى خارجى، حيث تسمح قواعد الاختيار الطيفية فقط بالانتقالات التى تعطى تغيرا فى العدد الكمى المغناطيسى مقداره الوحدة:

$$i.e \quad \Delta m_j = \pm 1 \quad (11 + 70)$$

أى يسمح بتلك الانتقالات بين المستويات الفرعية المتجاورة التى يكون بينها فرق فى الطاقة قدره $g\mu_0\mu_B H_0$ فقط. هذه الانتقالات يمكن إثارتها باستخدام مجال كهرومغناطيسى ذى طاقة $\hbar\omega$ تعطى كالتالى:

$$\hbar\omega = g\mu_0\mu_B H_0 \quad (11 - 71)$$

وعندما تتحقق العلاقة (11-71) يحدث الرنين ويكون امتصاص الطاقة الكهرومغناطيسية شديدا. وتسمى العلاقة (11-71) شرط الرنين البارامغناطيسى

الإلكترونى (EPR). ويكون التردد الرنينى ν_{res} دالة فى شدة المجال المغناطيسى
الثابت H_0 ، حيث عندما $H_0 = 5.6 \times 10^5$ A/m فإن $\nu_{reson} = 2 \times 10^4$ MHz تقابل
طولا موجيا قدره $\lambda = 0.016$ m.

وهناك ظاهرة مشابهة تسمى الرنين المغناطيسى النووى (NMR)، حيث يتأثر العزم
المغناطيسى النووى بالمجال المغناطيسى الخارجى ويحدث انفلاق فى مستويات الطاقة
داخل النواة، ويحدث الرنين النووى المغناطيسى عندما تتذبذب النواة بين مستويات
الطاقة. والرنين النووى لمجال $H_0 = 5.6 \times 10^4$ A/m يوجد عند تردد $\nu_{reson} = 30$ MHz
بطول موجى قدره $\lambda \approx 10$ m.

قياس القابلية المغناطيسية والعزم المغناطيسى

أولا قياس القابلية المغناطيسية

يوجد عدد من الطرق التى يمكن استخدامها لتعيين القابلية المغناطيسية، سنتناول
بعضها باختصار فيما يلى.

1. طريقة فاراداي Faraday's method

هذه الطريقة تناسب قياس القابلية المغناطيسية لعينات صغيرة من المواد الدايا-
البارا- أو حتى الفيرومغناطيسية. فإذا وضعت العينة ذات الحجم V فى مجال
مغناطيسى متدرج شكل (11-35.a) وكانت معلقة فى قب ميزان، فإنه يحدث تغير فى
وزنها بالزيادة نتيجة قوة الجذب إذا كانت المادة بارامغناطيسية، أو بالنقص إذا كانت
المادة دايا مغناطيسية. هذا التغير الظاهرى فى قوة وزن العينة df_y يتناسب طرديا مع كل
من تمغنطية المادة J_m ، التدرج فى شدة المجال $\frac{dH}{dy}$ وكذلك مع حجم المادة dV الواقع
تحت تأثير المجال المغناطيسى.

$$i.e \quad df_y \propto J_m \frac{dH}{dy} dV$$

$$\therefore df_y = \mu_0 \chi H \frac{dH}{dy} dV \quad (11 - 72)$$

$$\therefore f_y = \mu_0 \chi V H \frac{dH}{dy}$$

وفى هذه الطريقة تعلق عينة صغيرة من المادة بين وجهين متشابهين لمغناطيس يصمم خصيصا ليحافظ على $H \frac{dH}{dy} = \text{constant}$ عبر العينة كما فى شكل (11-35.a)، وهكذا يمكن تعيين χ .

٢. طريقة ميزان جوى Guoy's method

يستخدم مجال مغناطيسى متجانس (شكل 11-35.b) بدلا من المجال المتدرج المستخدم فى طريقة فاراداي. المعادلة (11-72) يمكن إعادة كتابتها كالتالى:

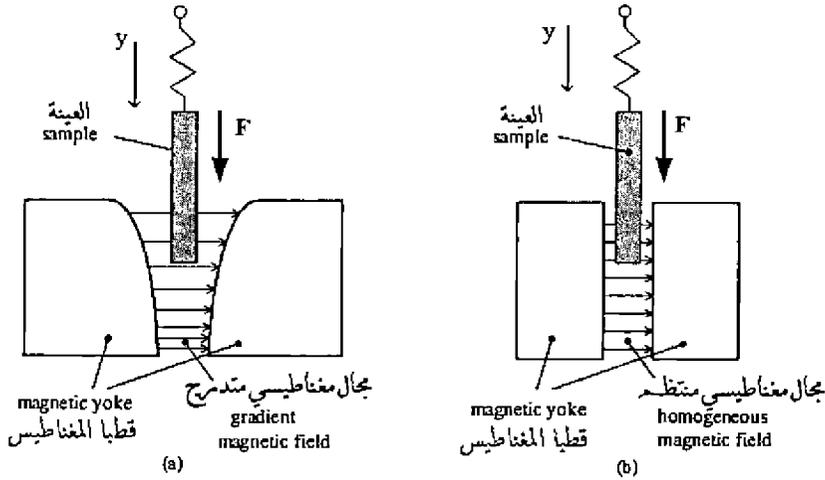
$$\begin{aligned} df_y &= \mu_0 \chi H \frac{dH}{dy} dx dy dz \\ &= \mu_0 \chi d \left(\frac{H^2}{2} \right) dx dz \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \chi d(H^2) A \end{aligned}$$

حيث $A = dx dz$ هى مساحة مقطع العينة. وتعطى القوة المحورية f المؤثرة على العينة فى المجال المغناطيسى بإجراء التكامل من H_2 (المجال الضعيف) إلى H_1 (المجال القوى بين قطبي المغناطيس).

$$\begin{aligned} \therefore f &= \frac{1}{2} \mu_0 \chi A \int_{H_2}^{H_1} d(H^2) \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \chi A (H_1^2 - H_2^2) \end{aligned}$$

ويمكن إهمال H_2^2 بالنسبة لقيمة H_1^2 حيث أن أكبر H_1 من H_2 .

حيث f هو التغير فى الوزن الظاهرى للعينة، H هو شدة المجال بين قطبي المغناطيس.



شكل: (11-35) طريقتا فاراداي (a)، وميزان جوى (b) لقياس القابلية المغناطيسية

٣. طريقة إيفنس Evan's method

استطاع إيفنس عام 1974 من تطوير فكرة ميزان جوى وتحويله إلى جهاز خفيف الوزن، يعمل رقمياً digital ولا يحتاج إلى مغناطيس منفصل ويستخدم للجوامد والسوائل والمحاليل ولا يحتاج لأوزان كبيرة (فقط في حدود 50 mg) من المادة. في طريقة جوى يقوم الميزان بقياس التغير الظاهري في وزن العينة الناتج من مجموع قوتى التنافر الدايمغناطيسى والتجاذب البارامغناطيسى للمجال المطبق. ميزان إيفنس يستخدم نفس الفكرة، لكن بدلا من قياس القوة التي يؤثر بها المغناطيس على العينة، يقوم بقياس القوة المضادة والمساوية (رد الفعل) الذي تؤثر به العينة على مغناطيس ثابت معلق وذلك بقياس التغير في التيار المطلوب للحفاظ على المغناطيسيات المعلقة في وضع الاتزان عندما يتفاعل المجال مع العينة. هذه المغناطيسيات تكون عند أحد طرفى شعاع الميزان حيث تقوم بتغيير موضع الشعاع عند التفاعل مع العينة. هذا التغير يسجل بواسطة الكواشف photo diodes الموضوعه عند الطرف الآخر لشعاع الميزان، حيث تقوم بإصدار إشارة للمصدر amplifier الذى يقوم بدوره بتزويد الملف بالتيار اللازم لإعادة وضع الاتزان. وباستخدام فولتميتر لقياس الجهد على المقاومة المتصلة على التوالي مع الملف يمكن تعيين هذا التيار مباشرة، حيث تعطى قيمته رقمياً على الجهاز.

وتحسب القابلية المغناطيسية الكتلية χ_p في نظام الوحدات c.g.s من العلاقة الآتية:

$$\chi_p = \frac{CL(R-R_0)}{m \times 10^9} \quad (11 - 74)$$

L - طول العينة (cm)، m - كتلتها بالجرام، C - ثابت المعايرة للميزان، R ، R_0 - قراءتا الجهاز في وجود وعدم وجود العينة على الترتيب.

٤. طريقة الحث

تعتمد هذه الطريقة على تغير الحث المغناطيسي في الملف نتيجة وضع العينة داخله، حيث تستخدم قنطرة اتران مكونة من ملفين متماثلين يستمدتا تياريهما من مولد متردد مستقر، ويوضع في أحدهما العينة ويؤخذ الآخر كمرجع (reference). وبمعرفة قيمة التغير في الحث B_1 يمكن إيجاد χ من العلاقة التالية:

$$\chi = \frac{B_1}{B_0} = \frac{B - B_0}{B_0} \quad (11 - 75)$$

حيث:

$$B_1 = Im = \mu_0 Jm = \chi B_0$$

ثانيا حساب العزم المغناطيسي

• كما ذكرنا آنفا فإن العزم المغناطيسي ينشأ من المشاركة المغزلية والمدارية للإلكترونات غير المتزاوجة ووجود الروابط coordinated ligands حول أيون المعدن يؤدي إلى تخميد المشاركة المدارية لتصبح المشاركة المغزلية أعظم أهمية. لذلك بإهمال المشاركة المدارية، فإن قيمة العزم المغناطيسي يعطى بدلالة وحدة بوهر ماجنتون بالصورة التالية:

$$\mu_s = g\sqrt{S(S+1)} \quad (11 - 76)$$

بالتعويض عن: $g = 2$ ، $S = n\left(\frac{1}{2}\right)$ ، n هي عدد الإلكترونات غير

المتزاوجة، نجد أن:

$$\mu_s = \sqrt{n(n+2)} \quad (11 - 77)$$

حيث تعطى العزم المغناطيسي المغزلي بدلالة عدد الإلكترونات غير المتزاوجة.

كما تعطى مركبة العزم μ_{sH} في اتجاه المجال بالعلاقة (11 - 43)، حيث:

$$\mu_{sH} = M_{JH} = g J \mu_B$$

وبالتعويض عن: $g = 2$ ، $J = S = n \left(\frac{1}{2} \right)$ ، نجد أن:

$$\mu_{sH} = n ; \mu_B \quad (11-78)$$

أى أن قيمة العزم الذرى فى اتجاه المجال تساوى عدداً من وحدات بوهر ماجنتون مساوياً لعدد الإلكترونات غير المتزاوجة فى الذرة، وهو ما توصل إليه أوتوستيرين ووالترجيرلاخ عملياً.

جدول (11-6) يعطى مقارنة لقيم، المحسوبة بالمعادلتين، مع القيم المقاسة عملياً بالبوهر ماجنتون لبعض الحالات :

جدول (11-6) : مقارنة بين قيم العزم المغناطيسى والقيم المقاسة عملياً.

الحالة	n	$s = n \left(\frac{1}{2} \right)$	μ_s, μ_B	μ_{eff}, μ_B	μ_{sH}, μ_B
Sc	1	$\frac{1}{2}$	1.73	1.7- 2.2	1
Ti	2	1	2.83	2.8 - 4.0	2
V	3	$\frac{3}{2}$	3.87	3.8 - 5.2	3
Fe	4	2	4.90	5.1 - 5.5	4
Mn	5	$\frac{5}{2}$	5.92	~ 5.9	5

قيمة العزوم المغناطيسية الفعلية تبدو أكبر بعض الشيء منها للعزم μ_s ، وقد يكون ذلك لأنه لم يؤخذ فى الاعتبار المشاركة المدارية غير مكتملة التخميد، كما أن قيمة μ_s تكون عادة أكبر من قيمة μ_{sH} لأن الطاقة تكون أقل ما يمكن عندما يكون العزم فى اتجاه المجال المغناطيسى.

بتعيين القيمة التقريبية عملياً للعزم المغناطيسى الفعال μ_{eff} ، فإنه يمكن استخدامها كطريقة عملية لتعيين عدد الإلكترونات غير المتزاوجة فى المعادن الانتقالية، وهذا بدوره يزودنا بمعلومات عن الحالة المغزلية للمعدن وحالة الأكسدة وطريقة الترابط.

قياس العزم المغناطيسى

العزوم المغناطيسية لا تقاس مباشرة، وإنما تحسب من القابلية المغناطيسية المقاسة χ_{meas} كالتالى :

$$\chi_{\text{meas}} = \chi_{\text{para}} + \chi_{\text{dia}}$$

وبما أن χ_{para} أكبر قيمة χ_{dia} من بعدة رتب، فإن العزم المغناطيسي للمواد البارامغناطيسية يمكن حسابه (طبقاً لتصحيح باسكال) من العلاقة الآتية:

$$\mu_{\text{eff}} = 2.84(\chi_{\text{para}} T)^{\frac{1}{2}}, \mu_B \quad (11-79)$$

● لحساب العزم المغناطيسي الكلي لمجال شدته 1 Am^{-1} من القابلية المغناطيسية نتبع الخطوات التالية:

١- إذا علمت القابلية الحجمية χ ، حيث:

$$M = J_m V = \chi H V$$

فقط نحتاج لمعرفة حجم المادة V .

٢- إذا علمت القابلية الكتلية χ_p ، حيث:

$$M = \chi H V = \rho \chi_p H V = \chi_p H m$$

نحتاج معرفة الكتلة m .

٣- أما إذا علمت القابلية المولارية χ_m ، حيث:

$$M = \chi H V = \frac{\rho \chi_m}{W_a} V H = \left(\frac{m}{W_a}\right) \chi_m H = n \chi_m H$$

حيث W_a هي الوزن الجزيئي (كتلة واحد مول)، فإنه يلزم معرفة عدد المولات

$$\left(\frac{m}{W_a}\right)$$

