



ΦΥΣΙΚΗ ΙΙ (Θ)

Χασάπης Δημήτριος
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ ΤΕ



Άδειες Χρήσης

- Το παρόν εκπαιδευτικό υλικό υπόκειται σε άδειες χρήσης Creative Commons.
- Για εκπαιδευτικό υλικό, όπως εικόνες, που υπόκειται σε άλλου τύπου άδειας χρήσης, η άδεια χρήσης αναφέρεται ρητώς.

Χρηματοδότηση

- Το παρόν εκπαιδευτικό υλικό έχει αναπτυχθεί στα πλαίσια του εκπαιδευτικού έργου του διδάσκοντα.
- Το έργο «Ανοικτά Ακαδημαϊκά Μαθήματα στο ΤΕΙ Κεντρικής Μακεδονίας» έχει χρηματοδοτήσει μόνο τη αναδιαμόρφωση του εκπαιδευτικού υλικού.
- Το έργο υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.



6. Η ύλη εντός μαγνητικού πεδίου

6.1 Μαγνήτιση και μαγνητική διέγερση

Αν εισάγουμε στο εσωτερικό ενός σωληνοειδούς πυρήνα από κάποιο υλικό, θα παρατηρήσουμε την μεταβολή (αύξηση ή μείωση) της εντάσεως του μαγνητικού πεδίου από \vec{B}_0 σε \vec{B} . Η μεταβολή αυτή του μαγνητικού πεδίου εξ αιτίας της παρουσίας του υλικού περιγράφεται ποσοτικά μέσω της (μαγνητικής) διαπερατότητας μ του υλικού, η οποία ορίζεται ως ακολούθως:

Διαπερατότητα μ ενός υλικού καλείται ο λόγος της μαγνητικής έντασης B του μαγνητικού πεδίου (π.χ. ενός σωληνοειδούς) παρουσία του υλικού (π.χ. με την μορφή πυρήνα στο εσωτερικό του σωληνοειδούς) προς την ένταση B_0 του μαγνητικού πεδίου απουσία του υλικού:

$$\text{διαπερατότητα} : \quad \mu = \frac{B}{B_0} \quad [6.1]$$

Η διαπερατότητα μ είναι καθαρός αριθμός και η τιμή της εξαρτάται από την φύση του υλικού και την θερμοκρασία του, χωρίς το τελευταίο να είναι απόλυτο.

Ανάλογα με την τιμή της διαπερατότητας τους τα διάφορα υλικά κατατάσσονται στις ακόλουθες τρεις κατηγορίες:

- **διαμαγνητικά:** $\mu \approx 1 \rightarrow$ εξασθενίζουν ελαφρώς το πεδίο (π.χ. χαλκός, μόλυβδος, νερό)
- **παραμαγνητικά:** $\mu \approx 1 \rightarrow$ ενισχύουν ελαφρώς το πεδίο (π.χ. πλατίνα, αλουμίνιο, μαγνήσιο)
- **σιδηρομαγνητικά:** $\mu \gg 1 \rightarrow$ ενισχύουν αισθητά το πεδίο (σίδηρος, κοβάλτιο, νικέλιο)

(Σημειωτέον ότι εκτός των τριών αυτών κατηγοριών, διακρίνουμε ακόμη τα λεγόμενα **αντισιδηρομαγνητικά** και **σιδηρομαγνητικά υλικά**. Βλ. κεφ. 6.5)

Στον παρακάτω Πίνακα περιέχονται οι τιμές της διαπερατότητας ορισμένων δια- και παραμαγνητικών υλικών.

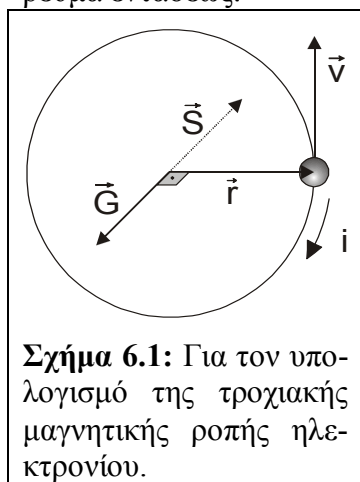
Πίνακας 6.1: Διαπερατότητα ορισμένων υλικών			
Διαμαγνητικά		Παραμαγνητικά	
Βισμούθιο:	0,999843	Πλατίνα:	1,000256
Μόλυβδος:	0,999984	Βολφράμιο:	1,000068
Χαλκός:	0,999990	Αλουμίνιο:	1,000024
Νερό	0,999991	Ταντάλιο:	1,000018

Όταν λοιπόν στο εσωτερικό ενός σωληνοειδούς εισαχθεί πυρήνας από κάποιο υλικό, η ένταση του μαγνητικού πεδίου του σωληνοειδούς θα αυξηθεί ή θα μειωθεί ισόποσα προς την τιμή της διαπερατότητας του συγκεκριμένου υλικού, χωρίς να μεταβληθεί η ένταση του διαρρέοντος το σωληνοειδές ρεύμα. Το πειραματικά κατοχυρωμένο αυτό φαινόμενο σε συνδυασμό με το γεγονός, ότι η εμφάνιση ενός μαγνητικού πεδίου προϋποθέτει την ύπαρξη ηλεκτρικών ρευμάτων, μας οδηγεί στην λογική υπόθεση της εμφάνισης τέτοιων ρευμάτων στην επιφάνεια του πυρήνα. Τα επιφανειακά αυτά ρεύματα δημιουργούν ένα επιπλέον μαγνητικό πεδίο $\Delta\vec{B}$, το οποίο ανάλογα με τον προσανατολισμό του ενισχύει (παρά- και σιδηρομαγνητικά υλικά) ή εξασθενίζει (διαμαγνητικά υλικά) το αρχικό πεδίο \vec{B}_0 του σωληνοειδούς:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \Delta\vec{B} \quad \{1\}$$

Τα εν λόγω επιφανειακά ρεύματα είναι το μακροσκοπικό αποτέλεσμα του προσανατολισμού στοιχειωδών κυκλικών ρευμάτων, τα οποία είναι άμεσα συνδεδεμένα με μικροσκοπική – σε ατομική κλίμακα - δομή της ύλης και καλούνται γι' αυτό **ατομικά κυκλικά ρεύματα**. Πολλές φορές χαρακτηρίζονται και σαν **ρεύματα Ampere**, από το όνομα του ερευνητή, ο οποίος τα εισήγαγε πρώτος, προκειμένου να εξηγήσει τις μαγνητικές ιδιότητες της ύλης.

Τέτοια ατομικά κυκλικά ρεύματα είναι για παράδειγμα οι τροχιές των ηλεκτρονίων γύρω από τους πυρήνες των ατόμων. Συγκεκριμένα - και μέσα στα πλαίσια της κλασικής θεωρίας - η κίνηση ενός ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα (βλ. σχ. 6.1) ισοδυναμεί με (στοιχειώδες) ρεύμα εντάσεως:



$$i = \frac{q}{t} = \frac{-e}{T} = \frac{-e}{2\pi/\omega} \Rightarrow i = -\frac{e\omega}{2\pi} \quad \{2\}$$

όπου ω η σταθερή -υποτίθεται- γωνιακή ταχύτητα του ηλεκτρονίου και T η περίοδος της περιστροφής του γύρω από τον πυρήνα.

Κάθε κλειστό ρεύμα έχει ως γνωστόν (βλ. κεφ. 4.5β) μαγνητική ροπή $M^* = iS$, όπου S η επιφάνεια που περικλείεται από τον συγκεκριμένο βρόγχο:

$$M^* = iS = -\frac{e\omega}{2\pi} (\pi r^2) = -\frac{e\omega}{2} r^2 \xrightarrow[\text{γενικεύοντας}]{G=m\omega r^2} \boxed{\vec{M}^* = -\frac{e\vec{G}}{2m}} \quad \{3\}$$

όπου \vec{M}^* : μαγνητική διπολική ροπή ηλεκτρονίου εξ αιτίας της τροχιακής του κίνησης

\vec{G} : τροχιακή στροφορμή ηλεκτρονίου

m : μάζα ηλεκτρονίου

Εκτός από την τροχιακή του κίνηση το ηλεκτρόνιο διαγράφει και μια ιδιοπεριστροφή. Η κίνηση αυτή περιγράφεται μέσω του spin και διέπεται αποκλειστικά και μόνο από τους νόμους της Κβαντομηχανικής, ξεφεύγει δηλαδή εξ ολοκλήρου από τα κλασικά πλαίσια.

Όπως αποδεικνύεται λοιπόν από την Κβαντομηχανική, το ηλεκτρόνιο έχει πέρα από την τροχιακή του μαγνητική ροπή και μαγνητική ροπή εξ αιτίας της ιδιοπεριστροφής του. Όπως

δε είναι φυσικό, η συνισταμένη μαγνητική ροπή ενός ηλεκτρονίου ισούται με το διανυσματικό άθροισμα της τροχιακής και ιδιοπεριστροφικής του μαγνητικής ροπής.

Ας επανέλθουμε όμως στην εξίσωση {1}. Η μεταβολή $\Delta\vec{B}$ της έντασης του μαγνητικού πεδίου εξ αιτίας της παρουσίας του υλικού καλείται και **μαγνητική πόλωση** \vec{J} . (Σημειωτέον ότι στην τεχνική βιβλιογραφία το διάνυσμα αυτό καλείται και **μαγνήτιση**).

Η εξίσωση {1} μπορεί να μετασχηματισθεί με την βοήθεια των παρακάτω διανυσματικών μεγεθών:

$$1. \text{ μαγνητική διέγερση: } \boxed{\vec{H} =: \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}} \quad [6.2]$$

όπου $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$: **μαγνητική σταθερή πεδίου**

Από την σχέση [6.2] γίνεται φανερό, ότι η μαγνητική διέγερση περιγράφει (εκτός από την σταθερά μ_0 , η οποία είναι θέμα μονάδων) την ένταση του μαγνητικού πεδίου στον κενό χώρο, όπου η ύπαρξη μαγνητικού πεδίου οφείλεται σε μακροσκοπικά (ελεύθερα, όπως αλλιώς λέγονται) ρεύματα. Τα ρεύματα αυτά διαρρέουν κάποιους αγωγούς (π.χ. τις σπείρες ενός σωληνοειδούς), οπότε μπορούν να μετρηθούν με την βοήθεια καταλλήλων αμπερομέτρων. Το γεγονός αυτό προσδίδει στο διάνυσμα \vec{H} άμεση πρακτική αξία.

$$2. \text{ μαγνήτιση ενός υλικού: } \boxed{\vec{M} =: \frac{\Delta\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{J}}{\mu_0}} \quad [6.3]$$

Από την σχέση αυτή φαίνεται καθαρά, ότι η μαγνήτιση περιγράφει την μεταβολή του μαγνητικού πεδίου (π.χ. ενός σωληνοειδούς χωρίς πυρήνα) εξ αιτίας της παρουσίας ύλης (π.χ. εξ αιτίας της τοποθέτησης ενός πυρήνα από κάποιο υλικό στο σωληνοειδές). Με άλλα λόγια η μαγνήτιση περιγράφει την μεταβολή του μαγνητικού πεδίου εξ αιτίας μικροσκοπικών ρευμάτων, τα οποία εμφανίζονται με κάποιον διερευνητέο μηχανισμό στην ύλη. Τα δεσμευμένα αυτά (όπως χαρακτηρίζονται) ρεύματα είναι αδύνατο να μετρηθούν άμεσα, γεγονός το οποίο αυξάνει ακόμη περισσότερο την σημασία της μαγνητικής διέγερσης.

Με την βοήθεια της μαγνητικής διέγερσης και της μαγνήτισης η σχέση {1} γράφεται:

$$\boxed{\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M}} \quad [6.4]$$

Η σχέση αυτή μας λέει, ότι η ένταση \vec{B} έχει παρουσία ύλης δυο συνιστώσες: η μία ($\mu_0\vec{H}$) οφείλεται στα ελεύθερα (μακροσκοπικά) ρεύματα και η δεύτερη ($\mu_0\vec{M}$) στα δεσμευμένα (μικροσκοπικά) ρεύματα.

6.2 Μαγνητική επιδεκτικότητα

Από τις σχέσεις [6.1]: $\vec{B} = \mu\vec{B}_0$ και [6.2]: $\vec{B}_0 = \mu_0\vec{H}$ προκύπτει:

$$\boxed{\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}} \quad [6.5]$$

Αν η σχέση αυτή αντικατασταθεί στην [6.4] ($\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M}$) παίρνουμε:

$$\mu_0 \vec{H} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \Rightarrow \boxed{\vec{M} = (\mu - 1) \vec{H} \equiv \chi \vec{H}} \quad [6.6]$$

όπου $\boxed{\chi = \mu - 1}$: **μαγνητική επιδεκτικότητα** του συγκεκριμένου υλικού.

Από την εξίσωση αυτή και σύμφωνα με όσα είπαμε στην αρχή του κεφαλαίου τα διάφορα υλικά κατατάσσονται στις ακόλουθες κατηγορίες:

διαμαγνητικά: $\chi \approx 0$ ($\approx -10^{-9}$ ως -10^{-4})

παραμαγνητικά: $\chi \approx 0$ ($\approx -10^{-5}$ ως 10^{-3})

σιδηρομαγνητικά: $\chi \gg 0$ (Εξαρτάται αποφασιστικά από την προϊστορία του υλικού)

6.3 Διαμαγνητισμός και παραμαγνητισμός

Συνεχίζοντας την προσπάθεια μας να κατανοήσουμε στα πλαίσια της κλασικής θεωρίας του Ηλεκτρομαγνητισμού τις μαγνητικές ιδιότητες της ύλης, θα παραβλέψουμε προς το παρόν την ύπαρξη του ηλεκτρονικού spin. Η παράλειψη αυτή δεν αλλάζει την ουσία του προβλήματος, μια και οι μαγνητικές ιδιότητες της ύλης μπορούν να κατανοηθούν πλήρως μόνο στα πλαίσια της Κβαντομηχανικής, τα οποία ξεπερνούν σαφώς τα όρια του παρόντος συγγράμματος.

Κάτω απ' αυτήν την προϋπόθεση πρέπει να τονίσουμε, ότι η ύπαρξη της τροχιακής μαγνητικής ροπής των ηλεκτρονίων δεν συνεπάγεται κατ' ανάγκη και την ύπαρξη μη μηδενικής μαγνητικής ροπής των αντιστοιχών ατόμων! Αυτό γίνεται κατανοητό, αν σκεφθούμε, ότι σε περίπτωση απουσίας εξωτερικού μαγνητικού πεδίου οι μαγνητικές ροπές των ηλεκτρονίων θα είναι προφανώς στατιστικά κατανεμημένες. Έτσι το διανυσματικό τους άθροισμα, η ολική μαγνητική ροπή του ατόμου, θα είναι φυσιολογικά μηδέν. Από την άλλη μεριά βέβαια το πείραμα αποδεικνύει και την ύπαρξη ατόμων με μόνιμη μαγνητική ροπή. Όπως αποδεικνύεται και από την Κβαντομηχανική, πρόκειται για άτομα με περιττό αριθμό ηλεκτρονίων. Ακόμη όμως και στην περίπτωση αυτή τα άτομα, τα οποία περιέχονται σ' ένα μακροσκοπικό κομμάτι του αντιστοιχού υλικού, θα έχουν τις μαγνητικές τους ροπές στατιστικά διατεταγμένες σαν συνέπεια της θερμικής τους κίνησης. Έτσι το υλικό θα έχει την συνολική μαγνητική ροπή μηδέν.

Όταν όμως το υλικό βρεθεί μέσα σ' ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τότε επί των ατομικών μαγνητικών δίπολων αναπτύσσεται μηχανική ροπή, η οποία τείνει να τα προσανατολίσει, προς την κατεύθυνση του πεδίου. Η προκύπτουσα μαγνήτιση έχει την φορά του εξωτερικού πεδίου, το οποίο και ενισχύει. Επομένως το υλικό συμπεριφέρεται ως *παραμαγνητικό*. Δεν προσανατολίζονται βέβαια όλα τα δίπολα, μια και υπάρχει η θερμική κίνηση, η οποία τείνει να τα αποπροσανατολίσει. Το γεγονός αυτό εξηγεί την ελάττωση της μαγνητικής επιδεκτικότητας των παραμαγνητικών υλικών με αυξανόμενη θερμοκρασία.

Αντιθέτως η μαγνήτιση \vec{M} των διαμαγνητικών υλικών είναι αντίθετη προς την μαγνητική διέγερση \vec{H} και την εξασθενίζει. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο ότι η μαγνήτιση των διαμαγνητικών υλικών δεν είναι προσανατολιζόμενη αλλά επαγόμενη. Είναι δηλαδή αποτέλεσμα μικροσκοπικών επαγωγικών ρευμάτων, τα οποία επάγονται στο εσωτερικό ενός υλικού, όταν αυτό βρεθεί κάτω από την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Ως επαγωγικά τα ρεύματα αυτά έχουν τέτοια φορά (κανόνας του Lenz!) ώστε να αντιδρούν -

μέσω της μαγνητικής τους ροπής - στο αίτιο που τα δημιούργησε και που είναι φυσικά το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Έτσι εξηγείται ποιοτικά και το γεγονός, ότι τα διαμαγνητικά υλικά απωθούνται ελαφρώς από το (εξωτερικό) μαγνητικό πεδίο.

Όπως αποδεικνύεται στα πλαίσια της Κβαντομηχανικής, τα παραπάνω μικροσκοπικά επαγωγικά ρεύματα προκύπτουν εξ αιτίας της κίνησης μεταπτώσεως των τροχιακών μαγνητικών διπολικών ροπών των ηλεκτρονίων γύρω από την διεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η γωνιακή ταχύτητα μεταπτώσεως καλείται **(κυκλική) συχνότητα Larmor**.

Είναι λοιπόν προφανές, ότι ο διαμαγνητισμός είναι μια γενική ιδιότητα της ύλης. Υλικά όμως, των οποίων τα άτομα έχουν συνισταμένη μη μηδενική μαγνητική ροπή εμφανίζουν, μία επιπλέον, μαγνήτιση εξ αιτίας του προσανατολισμού των ατομικών αυτών μαγνητικών διπόλων κατά την κατεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η «παραμαγνητική» αυτή προσανατολιζόμενη μαγνήτιση είναι πολλές φορές ισχυρότερη από την διαμαγνητική επαγομένη, οπότε το υλικό συμπεριφέρεται τελικά ως παραμαγνητικό και έλκεται ελαφρώς από το εξωτερικό μαγν. πεδίο.

Εξάλλου, ενώ η θερμική κίνηση αντιστέκεται στον προσανατολισμό των μονίμων («παραμαγνητικών») δίπολων, αφήνει ανεπηρέαστη την επαγωγή («διαμαγνητικών») μαγνητικών δίπολων. Ως εκ τούτου

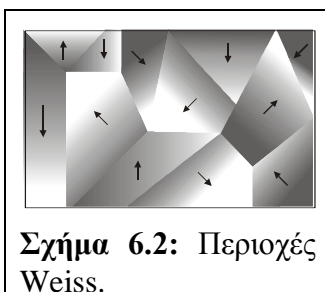
- η μαγνητική επιδεκτικότητα των διαμαγνητικών υλικών είναι ανεξάρτητη από την θερμοκρασία, ενώ
- η μαγνητική επιδεκτικότητα των παραμαγνητικών υλικών ελαττώνεται με αυξανόμενη θερμοκρασία.

Η εξάρτηση της παραμαγνητικής επιδεκτικότητας από την θερμοκρασία δίδεται από τον παρακάτω, εμπειρικό νόμο του Curie:

$$\text{νόμος του Curie: } \chi_{\text{Curie}} = \frac{C}{T} \quad [6.7]$$

όπου C : σταθερά του Curie

6.4 Σιδηρομαγνητισμός

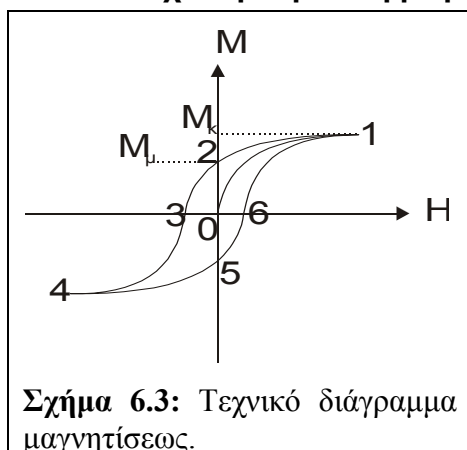


Σχήμα 6.2: Περιοχές Weiss.

Ο σιδηρομαγνητισμός οφείλεται στην ιδιοπεριστροφική κίνηση (spin) των ηλεκτρονίων και την αντίστοιχη μαγνητική διπολική ροπή. Συγκεκριμένα - και όπως αποδεικνύεται στα πλαίσια της Κβαντομηχανικής και μόνο - η ηλεκτροστατική ενέργεια των ηλεκτρονίων ορισμένων υλικών γίνεται ελάχιστη, όταν τα spin τους είναι παράλληλα και ομόρροπα. Στις περιπτώσεις αυτές τα ηλεκτρονικά spin και οι αντίστοιχες ιδιοπεριστροφικές μαγνητικές διπολικές ροπές προσανατολίζονται φυσικά ομαδικά προκειμένου να μειωθεί η ενέργεια του συστήματος. (Η τάση προς μείωση της δυναμικής ενέργειας είναι γενικό φαινόμενο στην φύση). Έλλειψη εξωτερικού μαγνητικού πεδίου τα ηλεκτρονικά spin δεν προσανατολίζονται ομοιόμορφα σε όλη την μάζα του συγκεκριμένου υλικού, αλλά μόνο σε πολύ μικρότερες (πάντως μακροσκοπικές) περιοχές, τις ονομαζόμενες **περιοχές Weiss**. Μάλιστα οι διευθύνσεις προσανατολισμού των μεμονωμένων πε-

ριοχών Weiss είναι έτσι κατανομημένες, ώστε οι συνισταμένες τους μαγνητικές ροπές να αλληλοεξουδετερώνονται (βλ. σχ. 6.2). Έτσι το υλικό συμπεριφέρεται σαν απομαγνητισμένο, με την προϋπόθεση βέβαια ότι δεν βρέθηκε ποτέ κάτω από την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (βλ. παρακάτω).

6.4.1 Τεχνική καμπύλη μαγνητίσεως ενός σιδηρομαγνητικού υλικού



Σχήμα 6.3: Τεχνικό διάγραμμα μαγνητίσεως.

Το διπλανό διάγραμμα, στο οποίο παριστάνεται γραφικά η μαγνήτιση M , την οποία αποκτά ένα σιδηρομαγνητικό υλικό κάτω από την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, συναρτήσει της μαγνητικής διέγερσης H του πεδίου καλείται **τεχνικό διάγραμμα μαγνητίσεως** και είναι απαραίτητο για την αξιολόγηση της χρησιμότητας ενός υλικού σε αντίστοιχες εφαρμογές.

Το διάγραμμα αυτό θα μπορούσε να κατασκευασθεί π.χ. με την βοήθεια σωληνοειδούς, εντός του οποίου τοποθετείται πυρήνας από το συγκεκριμένο υλικό.

Η καμπύλη $0 \rightarrow 1$ καλείται **παρθενική καμπύλη**, παρατηρείται μόνο την πρώτη φορά, κατά την οποία το υλικό δέχεται την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Όπως αποδεικνύεται πειραματικά, η αύξηση της μαγνήτισης με αυξανόμενη μαγνητική διέγερση οφείλεται αρχικά στην αύξηση του όγκου εκείνων των περιοχών Weiss, των οποίων ο προσανατολισμός είναι ο πλησιέστερος προς την διεύθυνση και φορά της μαγνητικής διέγερσης, σε βάρος των υπολοίπων. Όταν ολοκληρωθεί το φαινόμενο αυτό, οπότε η διεύθυνση και φορά της μαγνήτισης είναι η ίδια για όλο τον όγκο του υλικού, παραπέρα αύξηση του εξωτερικού πεδίου προκαλεί βαθμιαίο προσανατολισμό όλων των στοιχειωδών μαγνητικών δίπολων, έως ότου επέλθει (σημείο 1 του διαγράμματος 6.3) κορεσμός. Στην κατάσταση αυτή ομιλούμε για **μαγνήτιση κορεσμού** και **ένταση κορεσμού**.

Αν αρχίσουμε, ξεκινώντας από την κατάσταση κορεσμού 1, να ελαττώνουμε την μαγνητική διέγερση, παρατηρούμε ότι η μαγνήτιση (και κατά συνέπεια και η ένταση του συνολικού μαγνητικού πεδίου B) δεν επανέρχεται μέσω της παρθενικής καμπύλης $1 \rightarrow 0$, αλλά παραμένει μεγαλύτερη από τις τιμές της καμπύλης αυτής. Το φαινόμενο αυτό καλείται **μαγνητική υστέρηση**. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην μη αντιστρεπτότητα μέρους της αύξησης των περιοχών Weiss, την οποία περιγράψαμε ανωτέρω. Έτσι και όταν ακόμη μηδενισθεί το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο B_0 , το υλικό παραμένει μαγνητισμένο, αποτελώντας έναν **μόνιμο μαγνήτη**, ο οποίος δημιουργεί μαγνητικό πεδίο εντάσεως $\vec{B}_\mu = \mu_0 \vec{M}_\mu$.

Αν αντιστρέψουμε την φορά της μαγνητικής διέγερσης \vec{H} , και μεταβάλλουμε την τιμή όπως και πριν, θα διαγράψουμε τελικά έναν κλειστό βρόγχο, $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$, τον λεγόμενο **βρόγχο μαγνητικής υστέρησης**. Ανάλογα με το πλάτος του βρόγχου υστερήσεως τα σιδηρομαγνητικά υλικά κατατάσσονται σε **μαγνητικά μαλακά** (στενός βρόγχος) και **μαγνητικά σκληρά** (πλατύς βρόγχος). Τα πρώτα χρησιμοποιούνται, όταν θέλουμε η μαγνήτιση να παρακολουθεί τις μεταβολές της μαγνητικής διέγερσης (π.χ. πυρήνες ηλεκτρομαγνητών), ενώ τα δεύτερα χρησιμοποιούνται για την κατασκευή μονίμων μαγνητών. Στην πρώτη κατηγορία ανήκει ο πολύ καθαρός σίδηρος, ο οποίος είναι και μηχανικά μαλακός, στην δεύτερη ο αποσκληρυνθείς χάλυβας, γεγονός το οποίο δείχνει την προέλευση των χαρακτηρι-

σμών «μαλακός» και «σκληρός».

Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα μαγνητίσεως, η μαγνητική επιδεκτικότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών εξαρτάται τόσο από την μαγνητική διέγερση όσο και από την προϊστορία του υλικού.

Αυτό σημαίνει, ότι η σχέση μεταξύ μαγνήτισης και διέγερσης δεν είναι γραμμική.

Εξάλλου ο αυθόρμητος προσανατολισμός των spins στις περιοχές Weiss καταστρέφεται, όταν η θερμική κίνηση ξεπεράσει ένα χαρακτηριστικό για το υλικό όριο, το οποίο αντιστοιχεί στην λεγομένη **θερμοκρασία Curie T_C** . (768 °C για τον σίδηρο, 360 °C για το νικέλιο, 1075 ~ 1130 °C για το κοβάλτιο, ανάλογα με την καθαρότητα του). Για θερμοκρασίες μεγαλύτερες αυτής της κρίσιμης θερμοκρασίας το σιδηρομαγνητικό υλικό συμπεριφέρεται ως παραμαγνητικό με επιδεκτικότητα:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad : \text{Νόμος των Curie - Weiss} \quad [6.8]$$

6.5 Αντισιδηρομαγνητισμός και σιδηριμαγνητισμός

Ενώ, όπως είδαμε, ο σιδηρομαγνητισμός οφείλεται στην παράλληλη διάταξη των ηλεκτρονικών spins, υπάρχουν υλικά, στα οποία (και πάλι για καθαρά ενεργειακούς λόγους) έχουμε αντιπαράλληλη διάταξη των ηλεκτρονικών spins γειτονικών ατόμων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αλληλοεξουδετέρωση των αντιστοιχών μαγνητικών ροπών, οπότε το **αντισιδηρομαγνητικό**, όπως χαρακτηρίζεται, υλικό παρουσιάζει διαμαγνητική συμπεριφορά, παρά το γεγονός ότι αποτελείται από «παραμαγνητικά» άτομα. Η αντιπαράλληλη διάταξη των spins καταρρέει όμως σε μια χαρακτηριστική για το υλικό **θερμοκρασία Neel**, υπεράνω της οποίας το υλικό εμφανίζει παραμαγνητική συμπεριφορά. Το γνωστότερο αντισιδηρομαγνητικό υλικό είναι το οξείδιο του μαγγανίου (MnO) με $T_N = 122 \text{ K}$.

Στην περίπτωση που ένας κρύσταλλος αποτελείται από διαφορετικά ιόντα η αντιπαράλληλη διάταξη δεν εξουδετερώνει πλήρως τις μαγνητικές ροπές. Έτσι τα συγκεκριμένα υλικά συμπεριφέρονται παρόμοια με τα σιδηρομαγνητικά, έχουν όμως πολύ μικρότερη μαγνήτιση κορεσμού. Τέτοια υλικά καλούνται **σιδηριμαγνητικά υλικά**. Το γνωστότερο εξ αυτών είναι το Fe_3O_4 . Μέσω αντικατάστασης ατόμων σιδήρου με άτομα αλουμινίου, μαγνησίου ή νικελίου παίρνουμε τους λεγόμενους **σιδηρίτες**. Οι σιδηρίτες έχουν πολύ μεγάλη ειδική ηλεκτρική αντίσταση ($\approx 10^6 \Omega cm$) σε αντίθεση με τα μεταλλικά σιδηρομαγνητικά υλικά. Έτσι δεν αναπτύσσονται αισθητά δινορρέυματα, οπότε είναι κατάλληλα για πυρήνες σωληνοειδών υψηλών συχνοτήτων (μέχρι 5MHz). Εξάλλου χρησιμοποιούνται ως στοιχεία μνήμης στους ηλεκτρονικούς υπολογιστές.

6.6 Εφαρμογές

1. Μαγνητοσυστολή

Η μαγνήτιση ενός υλικού συνεπάγεται μια μικρή μεταβολή των ατομικών αποστάσεων με αποτέλεσμα την μεταβολή του όγκου του μαγνητισθέντος υλικού. Το φαινόμενο αυτό κα-

6.6 Εφαρμογές

λείται **μαγνητοσυστολή** και αξιοποιείται για την δημιουργία υπερήχων.

2. Ψύξη μέσω αδιαβατικής απομαγνήτισης

Η πρώτη μέθοδος, με την οποία κατέστη δυνατή η επίτευξη θερμοκρασιών αισθητά μικρότερων από 1K (ως 10^{-7} K περίπου), υπήρξε η αδιαβατική απομαγνήτιση. Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στο γεγονός, ότι τα στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα ενός παραμαγνητικού υλικού προσανατολίζονται μερικώς, όταν δεχτούν την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Ο προσανατολισμός αυτός έχει ως αποτέλεσμα την ελάττωση της εντροπίας του συστήματος, η οποία αποτελεί ποσοτικό κριτήριο της αταξίας ενός συστήματος. Χωρίς την επίδραση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η παραπάνω ελάττωση της εντροπίας θα μπορούσε να επιτευχθεί μόνο μέσω ελάττωσης της θερμοκρασίας του συστήματος. Κάτω λοιπόν από την επίδραση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου η εντροπία του συστήματος παίρνει μία τιμή, η οποία αντιστοιχεί στην τάξη, η οποία επικρατεί σε χαμηλότερη θερμοκρασία, όταν επί του συστήματος δεν επιδρά εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Αν μηδενίσουμε το πεδίο, η επιτευχθείσα τάξη θα καταστραφεί λόγω της ροής θερμικής ενέργειας από το περιβάλλον, εκτός και αν φροντίσουμε για επαρκή θερμομόνωση του συστήματος και το απομαγνητίσουμε *αδιαβατικά*: τότε δεν είναι δυνατή η ροή θερμικής ενέργειας από το περιβάλλον, οπότε η επιτευχθείσα τάξη διατηρείται με αποτέλεσμα την ελάττωση της θερμοκρασίας του συστήματος.

Σημειωτέον ότι η αδιαβατική απομαγνήτιση δεν παριστά κυκλική αλλά απλή διεργασία, αποτελούμενη από ισόθερμη μαγνήτιση και αδιαβατική απομαγνήτιση. Έτσι χρησιμοποιείται απλώς για την τελική ψύξη προψυθέντων με άλλη μέθοδο δειγμάτων. Η χαμηλότερη μέσω αδιαβατικής απομαγνήτισης επιτευχθείσα θερμοκρασία είναι $1,2 \cdot 10^{-6}$ K και απαιτούσε μαγνητικά πεδία της τάξεως των 3T.

