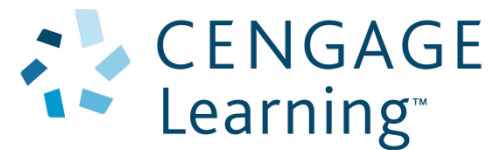


Κεφάλαιο Η8

Πηγές μαγνητικού πεδίου



Μαγνητικά πεδία

Τα μαγνητικά πεδία δημιουργούνται από κινούμενα ηλεκτρικά φορτία.

Μπορούμε να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργούν διάφορες κατανομές ρευμάτων.

Ο νόμος του Ampère χρησιμεύει στον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου συμμετρικών διατάξεων που διαρρέονται από σταθερό ρεύμα.

Οι μαγνητικές επιδράσεις στην ύλη εξηγούνται βάσει των ατομικών μαγνητικών ροπών.

Ο νόμος Biot-Savart – Εισαγωγή

Οι Biot και Savart πραγματοποίησαν πειράματα για να μελετήσουν τη δύναμη που ασκεί το ηλεκτρικό ρεύμα σε έναν μαγνήτη ο οποίος βρίσκεται σε κοντινή απόσταση.

Κατέληξαν σε μια μαθηματική σχέση η οποία δίνει το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα ρεύμα σε κάποιο σημείο του χώρου.

Το μαγνητικό πεδίο που περιγράφει ο νόμος Biot-Savart είναι το πεδίο που δημιουργείται από έναν ρευματοφόρο αγωγό.

- Δεν πρέπει να το συγχέουμε με οποιοδήποτε άλλο εξωτερικό πεδίο που επιδρά στον αγωγό εξαιτίας κάποιας άλλης πηγής.

Ο νόμος Biot-Savart – Παρατηρήσεις

Το διάνυσμα $d\vec{\mathbf{B}}$ είναι κάθετο τόσο στο $d\vec{\mathbf{s}}$ όσο και στο μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{\mathbf{r}}$ που έχει κατεύθυνση από το $d\vec{\mathbf{s}}$ προς το σημείο Σ .

Το μέτρο του $d\vec{\mathbf{B}}$ είναι αντιστρόφως ανάλογο του r^2 , όπου r είναι η απόσταση από το $d\vec{\mathbf{s}}$ στο Σ .

Το μέτρο του $d\vec{\mathbf{B}}$ είναι ανάλογο της τιμής του ρεύματος και του μήκους ds του στοιχειώδους τμήματος $d\vec{\mathbf{s}}$.

Το μέτρο του $d\vec{\mathbf{B}}$ είναι ανάλογο του $\sin \theta$, όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζουν τα διανύσματα $d\vec{\mathbf{s}}$ και $\hat{\mathbf{r}}$.

Ο νόμος Biot-Savart – Εξίσωση

Οι παραπάνω παρατηρήσεις συνοψίζονται στη μαθηματική εξίσωση που είναι γνωστή ως **νόμος Biot-Savart**:

$$d\vec{\mathbf{B}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{\mathbf{s}} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2}$$

Η σταθερά μ_0 ονομάζεται **διαπερατότητα του κενού**.

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m} / \text{A}$$

Το συνολικό μαγνητικό πεδίο

$d\vec{B}$ είναι το πεδίο που δημιουργείται από το ρεύμα το οποίο διαρρέει το στοιχειώδες τμήμα μήκους ds .

Για να βρούμε το συνολικό πεδίο, αθροίζουμε τις συνεισφορές όλων των στοιχειωδών ρευμάτων $I d\vec{s}$:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2}$$

- Η ολοκλήρωση γίνεται σε ολόκληρη την κατανομή του ρεύματος.

Ο νόμος ισχύει και για ρεύμα, το οποίο αποτελείται από μεμονωμένα φορτία που διαρρέουν κάποιον χώρο.

- Για παράδειγμα, ο νόμος θα μπορούσε να εφαρμοστεί στην περίπτωση μιας δέσμης ενός επιταχυντή σωματιδίων.

Σύγκριση μαγνητικού πεδίου και ηλεκτρικού πεδίου (1)

Απόσταση

- Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογο του τετραγώνου της απόστασης από την πηγή.
- Το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από ένα σημειακό φορτίο είναι επίσης αντιστρόφως ανάλογο του τετραγώνου της απόστασης από το φορτίο.

Διεύθυνση

- Το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από ένα σημειακό φορτίο έχει ακτινική διεύθυνση.
- Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα στοιχειώδες ρεύμα είναι κάθετο τόσο στο στοιχειώδες τμήμα $d\vec{s}$ όσο και στο μοναδιαίο διάνυσμα \hat{r} .

Σύγκριση μαγνητικού πεδίου και ηλεκτρικού πεδίου (2)

Πηγή

- Το ηλεκτρικό πεδίο δημιουργείται από ένα μεμονωμένο ηλεκτρικό φορτίο.
- Το στοιχειώδες ρεύμα που δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο πρέπει να ανήκει σε μια κατανομή ρεύματος.
 - Επομένως πρέπει να ολοκληρώσουμε σε ολόκληρη την κατανομή του ρεύματος.

Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένας ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός μεγάλου μήκους

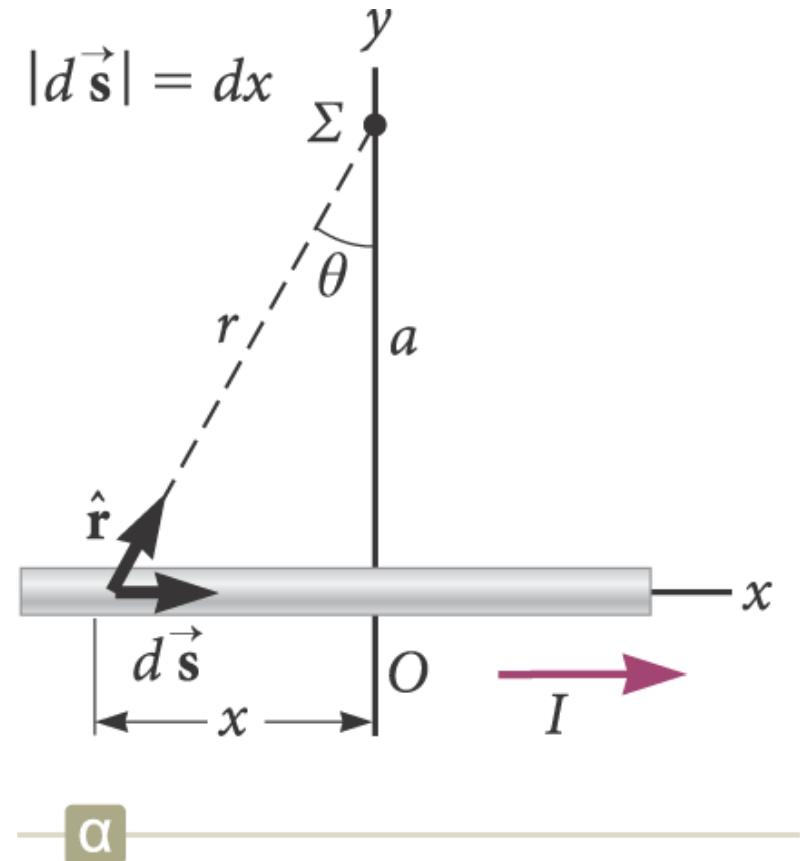
Βρίσκουμε τη συνεισφορά ενός στοιχειώδους ρεύματος στο συνολικό πεδίο και στη συνέχεια ολοκληρώνουμε στην κατανομή του ρεύματος.

Το λεπτό ευθύγραμμο σύρμα διαρρέεται από σταθερό ρεύμα:

$$d\vec{s} \times \hat{r} = (dx \sin \theta) \hat{k}$$

Ολοκληρώνοντας για όλα τα στοιχειώδη ρεύματα παίρνουμε:

$$\begin{aligned} B &= -\frac{\mu_0 I}{4\pi a} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos \theta \, d\theta \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \end{aligned}$$

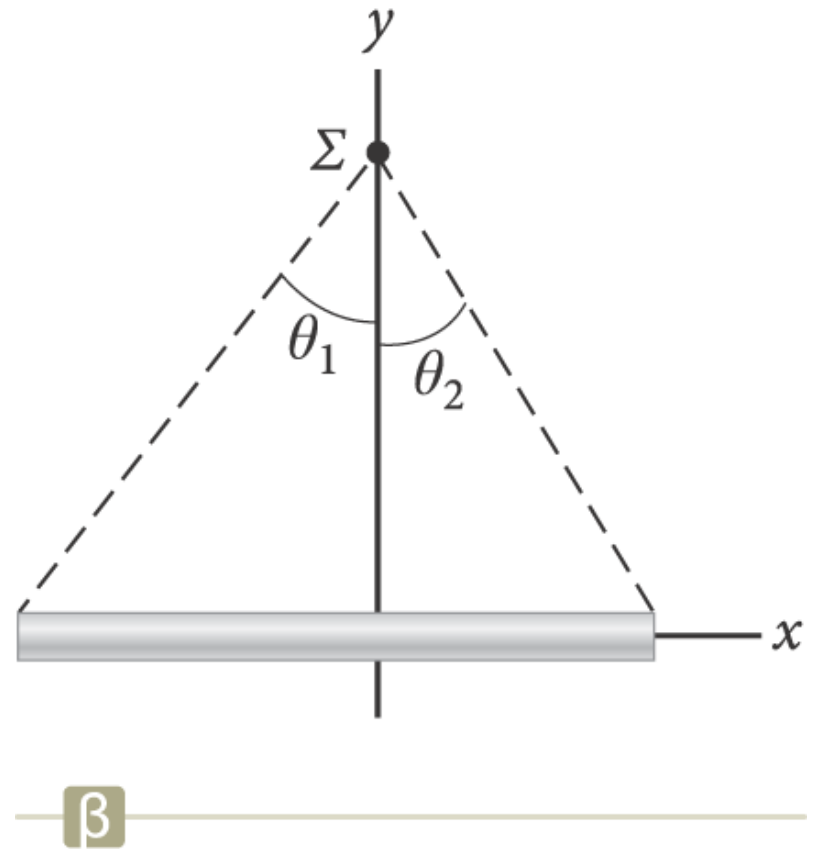


Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένας ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός μεγάλου μήκους – Ειδική περίπτωση

Αν ο αγωγός είναι ένα ευθύγραμμο σύρμα απείρου μήκους, τότε $\theta_1 = \pi/2$ και $\theta_2 = -\pi/2$.

Το πεδίο ισούται με:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$$



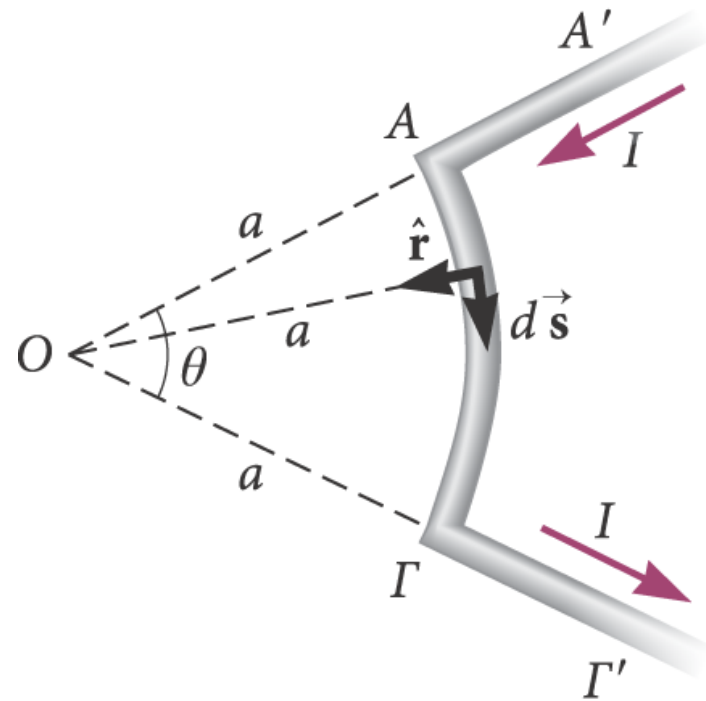
Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα καμπύλο στοιχειώδες τμήμα ρευματοφόρου σύρματος

Βρίσκουμε το πεδίο, το οποίο δημιουργείται από το καμπύλο στοιχειώδες τμήμα του σύρματος, στο σημείο O .

Ολοκληρώνουμε, λαμβάνοντας υπόψη ότι τα I και R είναι σταθερά μεγέθη.

$$B = \frac{\mu_o I}{4\pi a} \theta$$

- Η ακτίνα θ μετριέται σε ακτίνια.



Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένας κυκλικός συρμάτινος ρευματοφόρος βρόχος

Εφαρμόζουμε το προηγούμενο αποτέλεσμα για έναν πλήρη κύκλο.

- $\theta = 2\pi$

$$B = \frac{\mu_o I}{4\pi a} \theta = \frac{\mu_o I}{4\pi a} 2\pi = \frac{\mu_o I}{2a}$$

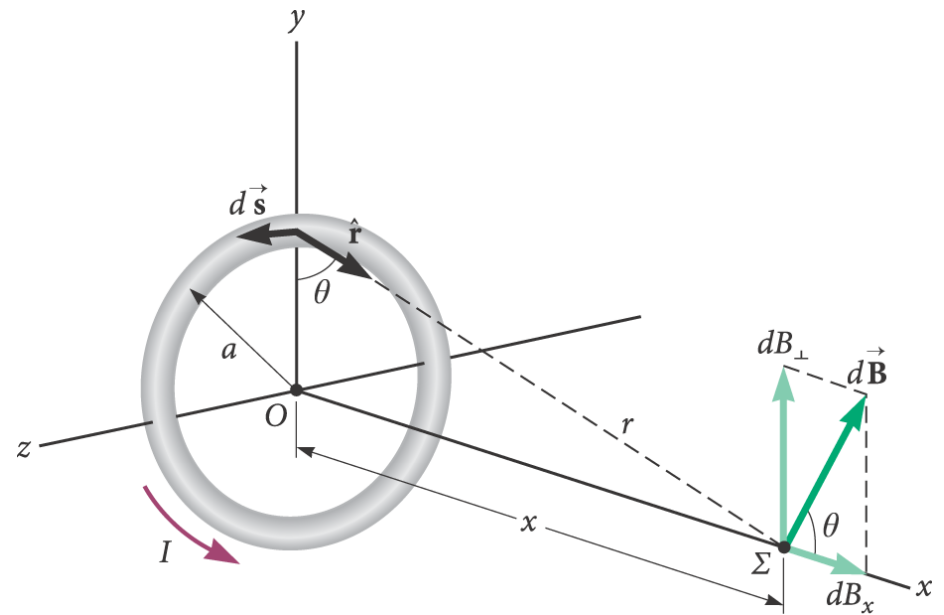
Αυτή είναι η τιμή του πεδίου στο κέντρο του βρόχου.

Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένας κυκλικός ρευματοφόρος βρόχος σε ένα σημείο Σ επί του άξονα του βρόχου

Ο βρόχος έχει ακτίνα a και διαρρέεται από σταθερό ρεύμα έντασης I .

Υπολογίζουμε το πεδίο στο σημείο Σ :

$$B_x = \frac{\mu_o I a^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}}$$



Σύγκριση των βρόχων

Θα εξετάσουμε το πεδίο στο κέντρο του ρευματοφόρου βρόχου.

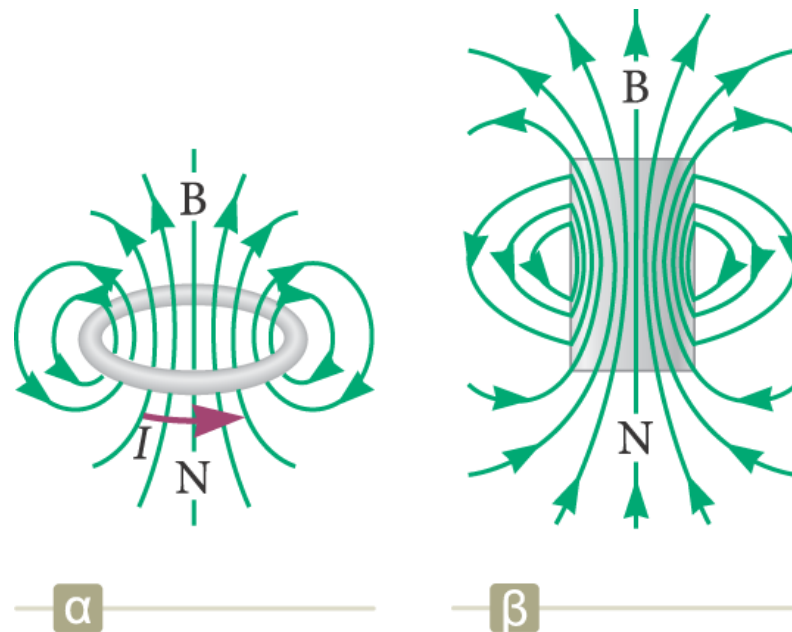
Σε αυτό το ειδικό σημείο, $x = 0$.

Έτσι,

$$B_x = \frac{\mu_o I a^2}{2(a^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{\mu_o I}{2a}$$

- Αυτό το αποτέλεσμα είναι ακριβώς ίδιο με εκείνο που προκύπτει για το καμπύλο σύρμα.

Οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου ενός βρόχου



Στην εικόνα (α) παρουσιάζονται οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου γύρω από έναν ρευματοφόρο βρόχο.

Στην εικόνα (β) παρουσιάζονται, για λόγους σύγκρισης, οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου γύρω από έναν ραβδόμορφο μαγνήτη.

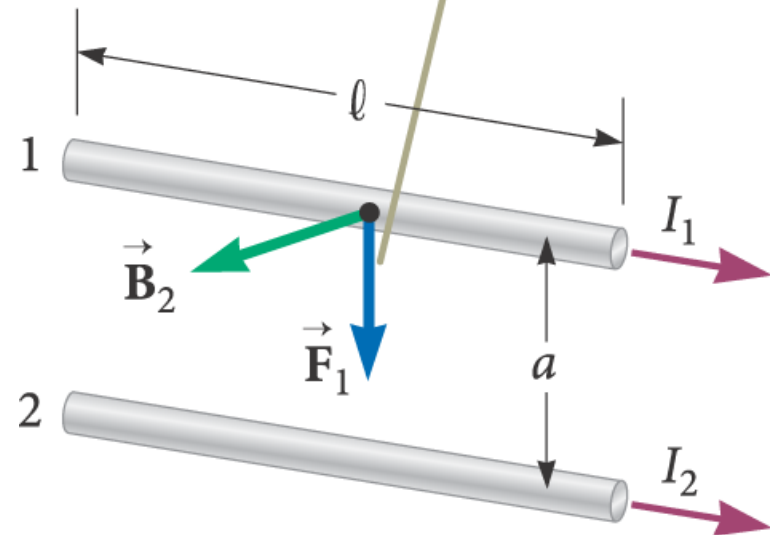
Παρατηρήστε τις ομοιότητες στη μορφή των δύο πεδίων.

Η μαγνητική δύναμη μεταξύ δύο παράλληλων αγωγών (1)

Δύο παράλληλα σύρματα διαρρέονται από σταθερό ρεύμα.

Το πεδίο \vec{B}_2 που δημιουργείται από το ρεύμα του σύρματος 2 ασκεί μαγνητική δύναμη μέτρου $F_1 = I_1 \ell B_2$ στο σύρμα 1.

Το πεδίο \vec{B}_2 που δημιουργεί το ρεύμα του σύρματος 2 ασκεί μαγνητική δύναμη μέτρου $F_1 = I_1 \ell B_2$ στο σύρμα 1.



Η μαγνητική δύναμη που αναπτύσσεται μεταξύ δύο παράλληλων αγωγών (2)

Αντικαθιστώντας στη σχέση για το μαγνητικό πεδίο (B_2) παίρνουμε:

$$F_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi a}$$

- Παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ρεύματα ίδιας φοράς έλκονται.
- Παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ρεύματα αντίθετης φοράς απωθούνται.

Η μαγνητική δύναμη που αναπτύσσεται μεταξύ δύο παράλληλων αγωγών (τελική διαφάνεια)

Επειδή οι δυνάμεις και στα δύο σύρματα έχουν το ίδιο μέτρο, συμβολίζουμε το μέτρο της μαγνητικής δύναμης μεταξύ των συρμάτων απλώς ως F_B .

Μπορούμε επίσης να εκφράσουμε αυτή τη δύναμη ανά μονάδα μήκους:

$$\frac{F_B}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}$$

Θεωρήσαμε ότι το μήκος των συρμάτων είναι πολύ μεγάλο σε σχέση με τη μεταξύ τους απόσταση.

- Μόνο το ένα σύρμα χρειάζεται να έχει μεγάλο μήκος.
- Οι εξισώσεις περιγράφουν με ακρίβεια τις δυνάμεις που αναπτύσσονται μεταξύ ενός σύρματος μεγάλου μήκους και ενός ευθύγραμμου παράλληλου σύρματος πεπερασμένου μήκους l .

Ορισμός της μονάδας ampere

Χρησιμοποιούμε τη δύναμη που αναπτύσσεται μεταξύ δύο παράλληλων συρμάτων για να ορίσουμε τη μονάδα ampere:

Όταν μεταξύ δύο παράλληλων, επιμήκων συρμάτων, τα οποία φέρουν ίσα ρεύματα και απέχουν μεταξύ τους 1 m, αναπτύσσεται δύναμη ανά μονάδα μήκους ίση με 2×10^{-7} N/m, τότε ορίζουμε ότι το ρεύμα κάθε σύρματος έχει τιμή 1 A.

Ορισμός της μονάδας coulomb

Η μονάδα μέτρησης του φορτίου στο σύστημα SI, το coulomb, ορίζεται βάσει του ampere:

Όταν ένας αγωγός φέρει σταθερό ρεύμα 1 A, το φορτίο που ρέει από μια διατομή του αγωγού σε 1 s ισούται με 1 C.

Andre-Marie Ampère

1775–1836

Γάλλος φυσικός

Ανακάλυψε τον ηλεκτρομαγνητισμό.

- Δηλαδή τη σχέση του ηλεκτρικού ρεύματος και του μαγνητικού πεδίου.

Ασχολήθηκε και με τα μαθηματικά.



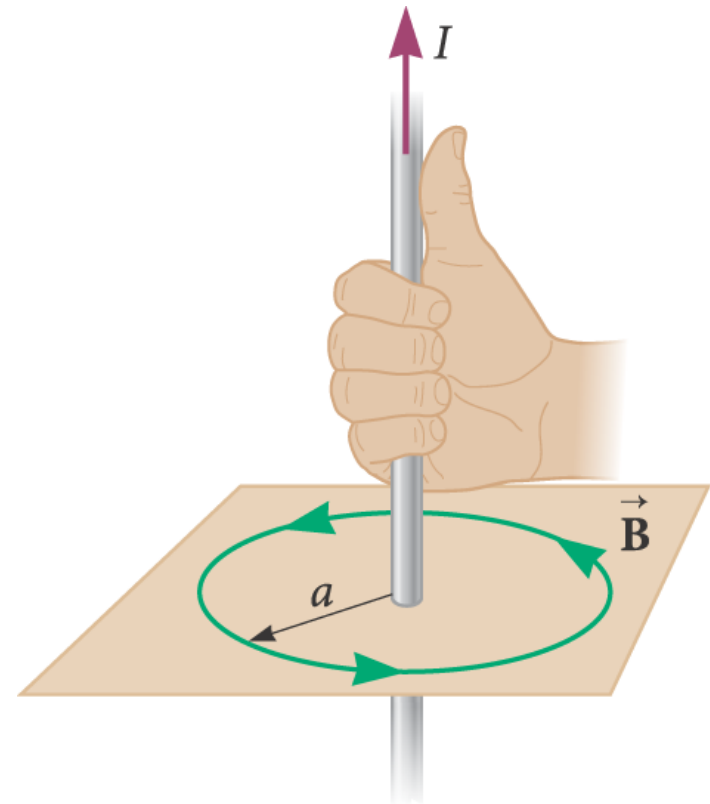
Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένας ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός μεγάλου μήκους – Κατεύθυνση

Οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι κύκλοι ομόκεντροι του σύρματος.

Οι γραμμές του πεδίου ανήκουν σε επίπεδα κάθετα στο σύρμα.

Το μέτρο του πεδίου είναι σταθερό σε κάθε κύκλο ακτίνας a .

Προσδιορίζουμε την κατεύθυνση του πεδίου χρησιμοποιώντας τον κανόνα του δεξιού χεριού, όπως παρουσιάζεται στην εικόνα.



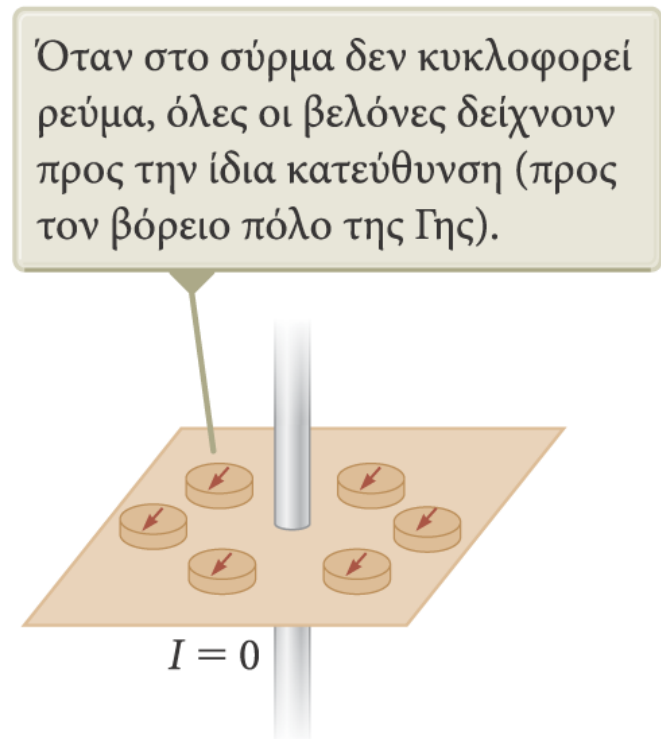
Το μαγνητικό πεδίο ενός ρευματοφόρου σύρματος (1)

Μπορούμε να ανιχνεύσουμε το μαγνητικό πεδίο χρησιμοποιώντας μια πυξίδα.

Όταν το σύρμα δεν διαρρέεται από ρεύμα, τότε δεν υπάρχει πεδίο.

Οι βελόνες των πυξίδων της εικόνας δείχνουν προς τον βόρειο γεωγραφικό πόλο της Γης.

- Λόγω του μαγνητικού πεδίου της Γης.



α

Το μαγνητικό πεδίο ενός ρευματοφόρου σύρματος (2)

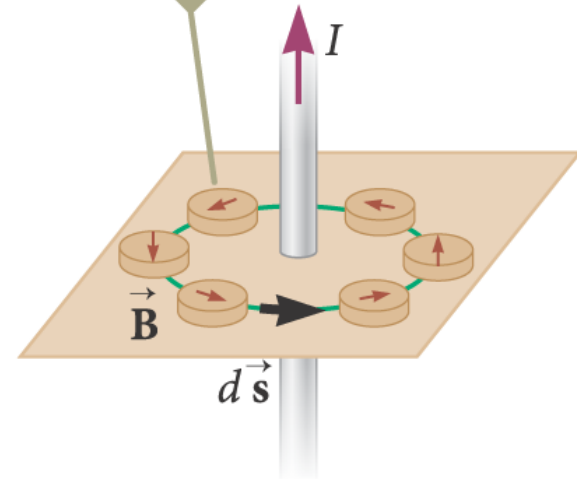
Σε αυτήν την περίπτωση, το σύρμα διαρρέεται από ένα ισχυρό ρεύμα.

Οι βελόνες των πυξίδων εκτρέπονται και προσανατολίζονται σε διευθύνσεις εφαπτόμενες στον κύκλο.

Με αυτόν τον τρόπο διαπιστώνουμε την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από το ρευματοφόρο σύρμα.

Αν αντιστραφεί η φορά του ρεύματος, θα αντιστραφεί και η κατεύθυνση των βελονών.

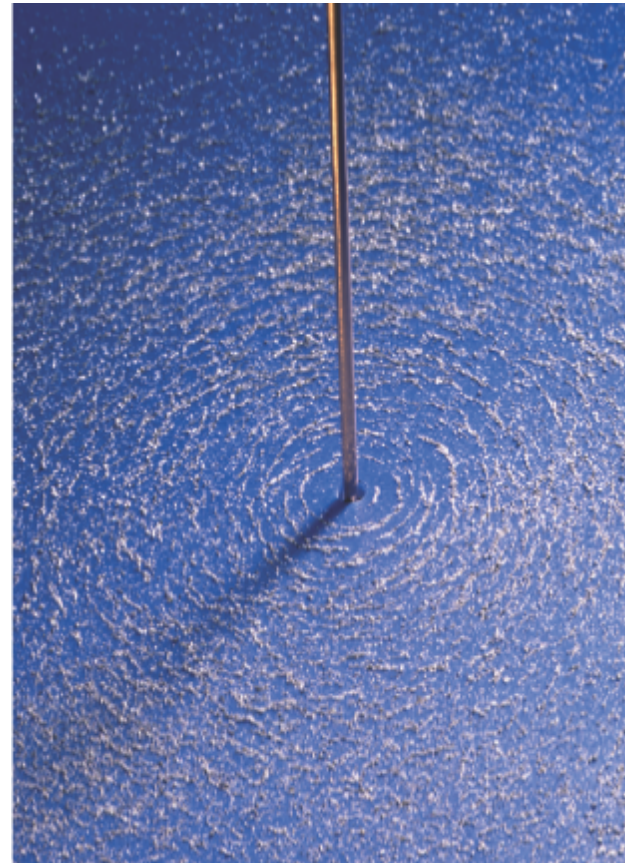
Όταν στο σύρμα κυκλοφορεί ισχυρό ρεύμα, οι βελόνες εκτρέπονται προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που δημιουργεί το ρεύμα, η οποία εφαπτεται στον κύκλο.



β

Το μαγνητικό πεδίο ενός ρευματοφόρου σύρματος (τελική διαφάνεια)

Τα ρινίσματα σιδήρου αποτυπώνουν το κυκλικό μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται γύρω από το ρευματοφόρο σύρμα.



Υ

Ο νόμος του Ampère

Μπορούμε να υπολογίσουμε το γινόμενο $\vec{B} \cdot d\vec{s}$ για στοιχειώδη τμήματα $d\vec{s}$, τα οποία βρίσκονται κατά μήκος της κυκλικής διαδρομής που ορίζουν οι βελόνες των πυξίδων για το ευθύγραμμο σύρμα μεγάλου μήκους.

Σύμφωνα με τον νόμο του Ampère, το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του γινομένου $\vec{B} \cdot d\vec{s}$ κατά μήκος οποιασδήποτε κλειστής διαδρομής ισούται με $\mu_0 I$, όπου I είναι το συνολικό σταθερό ρεύμα που διέρχεται από οποιαδήποτε επιφάνεια περιβάλλεται από την κλειστή διαδρομή:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I$$

Ο νόμος του Ampère περιγράφει τη δημιουργία μαγνητικού πεδίου από κάθε είδους διάταξη ρεύματος.

- Εξαιρετικά χρήσιμο στο πλαίσιο του μαθήματός μας στις περιπτώσεις που η κατανομή του ρεύματος χαρακτηρίζεται από συμμετρία.

Αν δείξετε με τον αντίχειρά σας στην κατεύθυνση του ρεύματος που διαπερνά τον βρόχο Ampère, τότε τα υπόλοιπα διπλωμένα δάχτυλά σας θα δείχνουν τη φορά προς την οποία πρέπει να ολοκληρώσετε στον βρόχο.

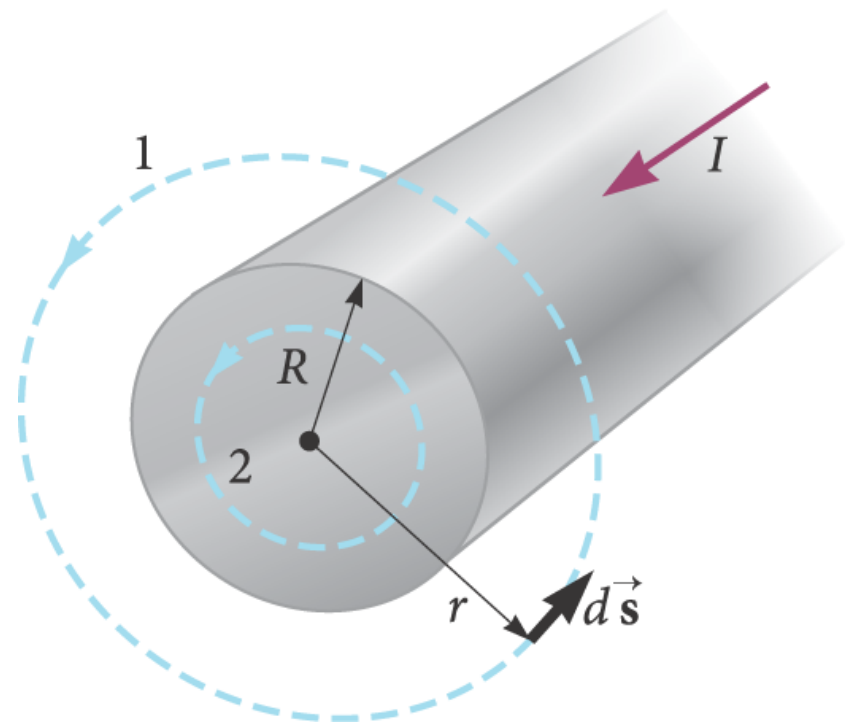
Το πεδίο που δημιουργείται από ένα ευθύγραμμο ρευματοφόρο σύρμα μεγάλου μήκους – Ο νόμος του Ampère (1)

Υπολογίζουμε το μαγνητικό πεδίο σε απόσταση r από το κέντρο του σύρματος, το οποίο διαρρέεται από σταθερό ρεύμα I .

Το ρεύμα είναι κατανεμημένο ομοιόμορφα στη διατομή του σύρματος.

Εφόσον το σύρμα έχει μεγάλο βαθμό συμμετρίας, κατηγοριοποιούμε το πρόβλημα ως πρόβλημα που λύνεται με εφαρμογή του νόμου του Ampère.

- Για $r \geq R$, το αποτέλεσμα πρέπει να είναι το ίδιο με εκείνο που προκύπτει με την εφαρμογή του νόμου Biot-Savart.



Το πεδίο που δημιουργείται από ένα ευθύγραμμο ρευματοφόρο σύρμα μεγάλου μήκους – Ο νόμος του Ampère (2)

Στην περιοχή εκτός του σύρματος, $r > R$.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B(2\pi r) = \mu_0 I \rightarrow B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Στο εσωτερικό του σύρματος, πρέπει να υπολογίσουμε το I' , το ρεύμα που κυκλοφορεί στο εσωτερικό του βρόχου Ampère.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B(2\pi r) = \mu_0 I' \rightarrow I' = \frac{r^2}{R^2} I$$

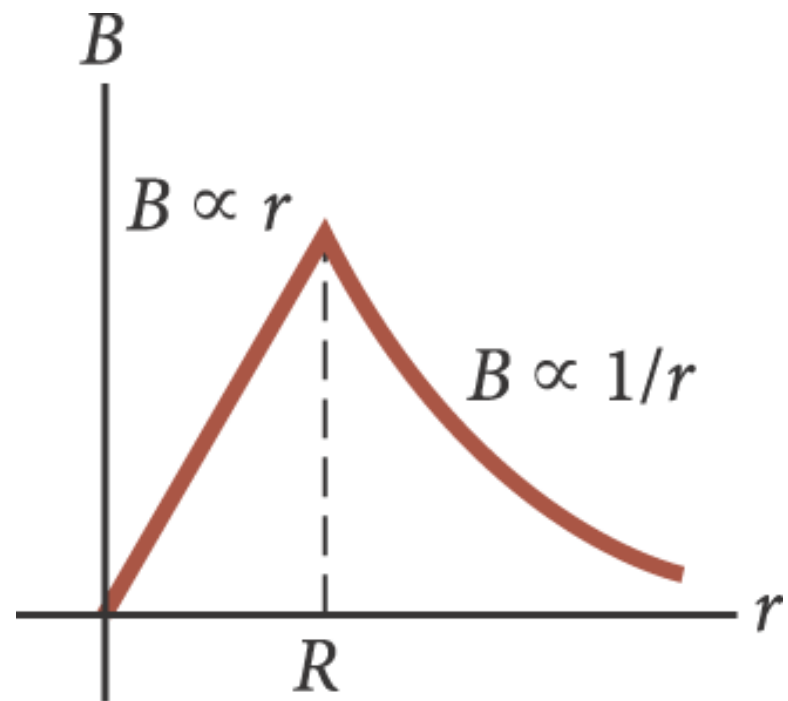
$$B = \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} \right) r$$

Το πεδίο που δημιουργείται από ένα ευθύγραμμο ρευματοφόρο σύρμα μεγάλου μήκους – Ο νόμος του Ampère (σύνοψη)

Στο εσωτερικό του σύρματος, το πεδίο είναι ανάλογο της ακτίνας r .

Στην περιοχή εκτός του σύρματος, το πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο της ακτίνας r .

Στην περιοχή όπου $r = R$, οι δύο σχέσεις δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα.



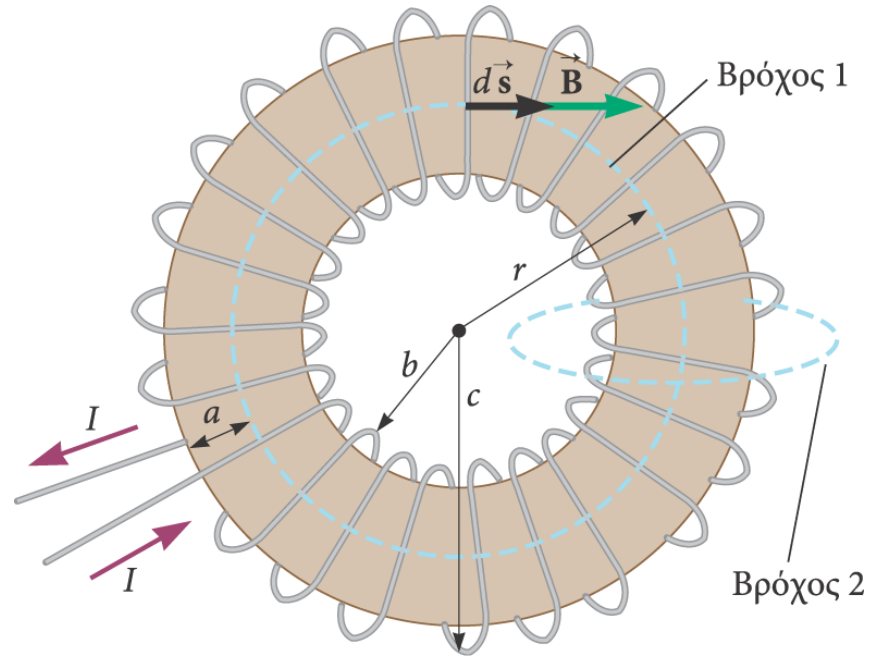
Το μαγνητικό πεδίο ενός δακτυλιοειδούς πηνίου

Υπολογίζουμε το πεδίο σε ένα σημείο που βρίσκεται σε απόσταση r από το κέντρο του δακτυλιοειδούς πηνίου.

Το δακτυλιοειδές πηνίο έχει N σπείρες.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B(2\pi r) = \mu_0 N I$$

$$B = \frac{\mu_0 N I}{2\pi r}$$

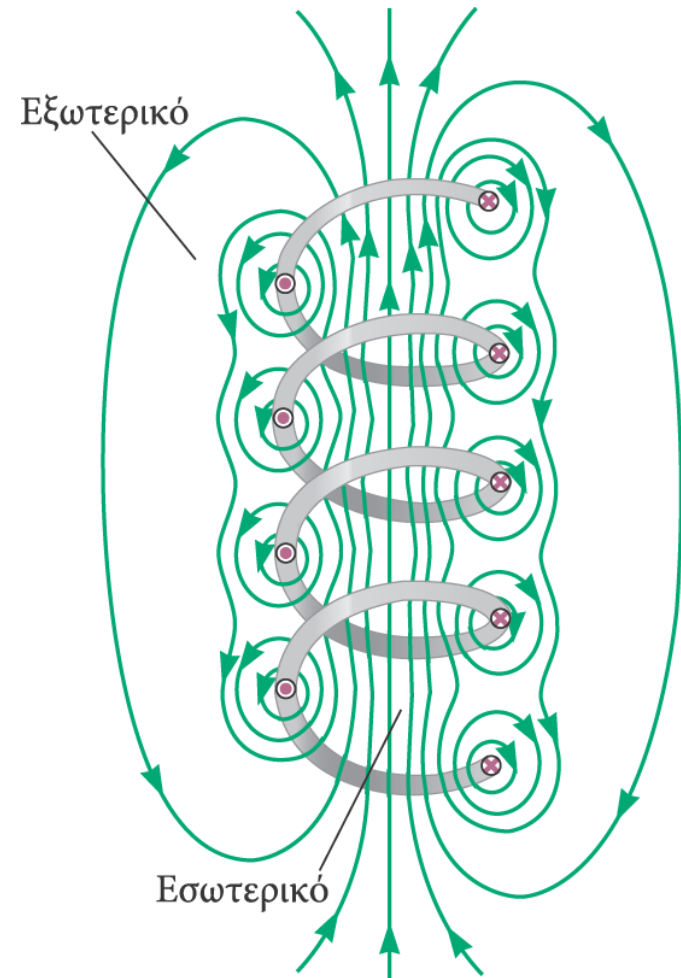


Το μαγνητικό πεδίο ενός σωληνοειδούς

Με τον όρο σωληνοειδές αναφερόμαστε σε ένα σύρμα μεγάλου μήκους τυλιγμένο σε μορφή έλικας.

Όταν το σωληνοειδές φέρει ρεύμα, παράγεται ένα σχετικά ομογενές μαγνητικό πεδίο στον χώρο που περιβάλλουν οι σπείρες του σωληνοειδούς.

- Αναφερόμαστε σε αυτόν τον χώρο ως το εσωτερικό του σωληνοειδούς.



Το μαγνητικό πεδίο ενός σωληνοειδούς – Περιγραφή

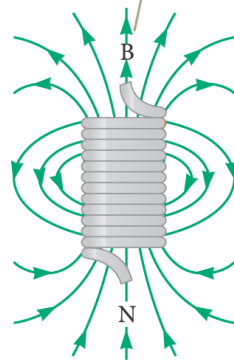
Οι γραμμές του πεδίου στο εσωτερικό του σωληνοειδούς είναι:

- σχεδόν παράλληλες μεταξύ τους,
- κατανεμημένες ομοιόμορφα,
- σε κοντινή απόσταση μεταξύ τους.

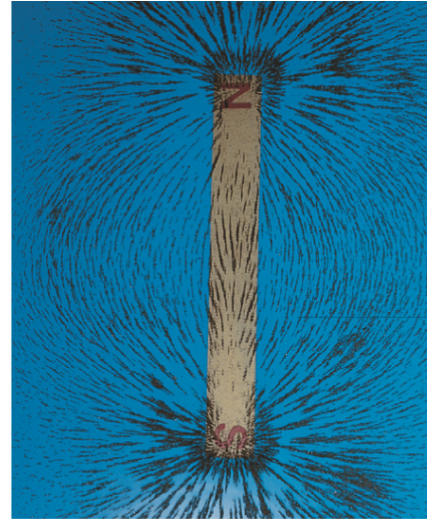
Όλα αυτά δείχνουν ότι το πεδίο είναι ισχυρό και σχεδόν ομογενές.

Το μαγνητικό πεδίο ενός σωληνοειδούς με πυκνές σπείρες

Οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου μοιάζουν με εκείνες ενός ραβδόμορφου μαγνήτη, κάτι που πρακτικά σημαίνει ότι το σωληνοειδές έχει βόρειο και νότιο πόλο.



α



β

Η κατανομή του πεδίου μοιάζει με εκείνη του πεδίου ενός ραβδόμορφου μαγνήτη.

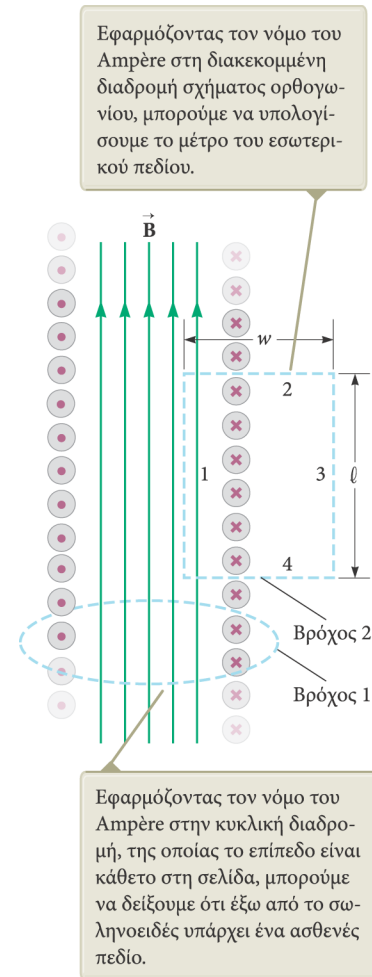
Όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος του σωληνοειδούς,

- τόσο πιο ομογενές είναι το πεδίο στο εσωτερικό του,
- τόσο ασθενέστερο είναι το πεδίο έξω από το σωληνοειδές.

Ιδανικό σωληνοειδές – Χαρακτηριστικά

Η περίπτωση του ιδανικού σωληνοειδούς προσεγγίζεται όταν:

- Οι σπείρες του σωληνοειδούς είναι πυκνές.
- Το μήκος του σωληνοειδούς είναι πολύ μεγαλύτερο από την ακτίνα των σπειρών του.



Εφαρμογή του νόμου του Ampère σε ένα σωληνοειδές (1)

Θεωρούμε έναν βρόχο Ampère (βρόχος 1 στο σχήμα) ο οποίος περιβάλλει ένα ιδανικό σωληνοειδές.

- Ο βρόχος περιβάλλει ένα ασθενές ρεύμα.
- Έξω από το σωληνοειδές υπάρχει ένα ασθενές πεδίο.
- Αυτό το πεδίο μπορεί να εξαλειφθεί με μια δεύτερη στρώση σπειρών.

Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του σωληνοειδούς, μπορούμε και πάλι να χρησιμοποιήσουμε τον νόμο του Ampère.

- Θεωρούμε ένα ορθογώνιο με τη μία πλευρά του, ℓ , παράλληλη στο εσωτερικό πεδίο και την άλλη πλευρά του, w , κάθετη στο πεδίο.
 - Ο βρόχος 2 του σχήματος.
- Η πλευρά μήκους ℓ , που βρίσκεται στο εσωτερικό του σωληνοειδούς, συνεισφέρει στο πεδίο.
 - Η πλευρά 1 του σχήματος.
 - Οι πλευρές 2, 3, και 4 δεν συνεισφέρουν στο πεδίο.

Εφαρμογή του νόμου του Ampère σε ένα σωληνοειδές (2)

Εφαρμόζοντας τον νόμο του Ampère παίρνουμε:

$$\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = \int_{\text{διαδρομή 1}} \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = B \int_{\text{διαδρομή 1}} ds = B\ell$$

Το συνολικό ρεύμα που διέρχεται από την ορθογώνια διαδρομή ισούται με το ρεύμα κάθε σπείρας επί το πλήθος των σπειρών:

$$\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = B\ell = \mu_0 NI$$

Εφαρμόζοντας τον νόμο του Ampère και λύνοντας ως προς το μαγνητικό πεδίο, παίρνουμε:

$$B = \mu_0 \frac{N}{\ell} I = \mu_0 n I$$

- Όπου $n = N / \ell$ το πλήθος των σπειρών ανά μονάδα μήκους.

Αυτό ισχύει μόνο στα σημεία που βρίσκονται κοντά στο κέντρο ενός σωληνοειδούς μεγάλου μήκους.

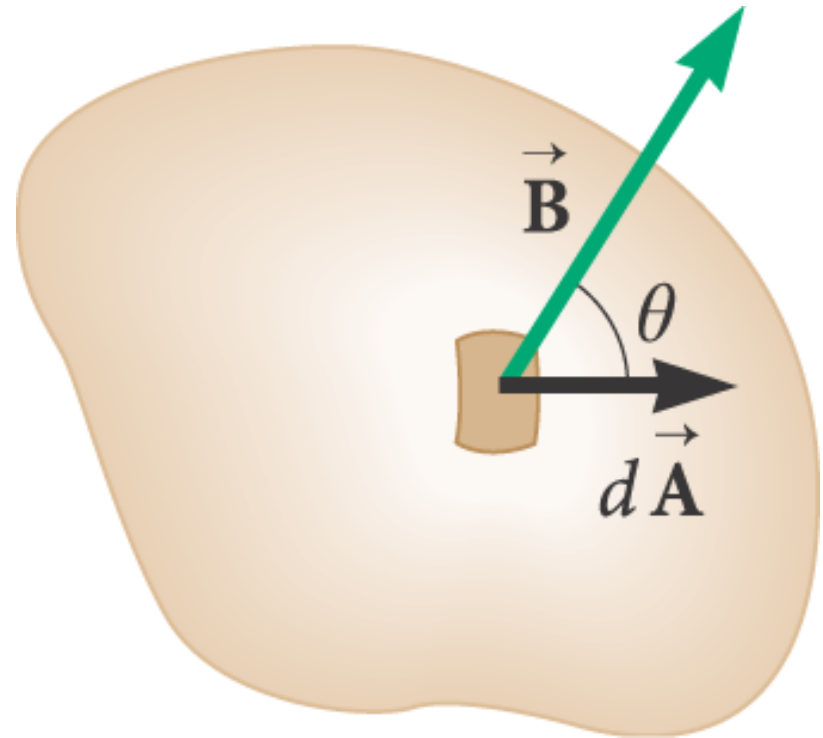
Μαγνητική ροή

Η ροή ενός μαγνητικού πεδίου ορίζεται παρόμοια με την ηλεκτρική ροή.

Θεωρούμε μια στοιχειώδη επιφάνεια εμβαδού dA σε μια επιφάνεια τυχαίου σχήματος.

Το μαγνητικό πεδίο σε αυτή τη στοιχειώδη επιφάνεια είναι \vec{B} .

$d\vec{A}$ είναι ένα διάνυσμα κάθετο στην επιφάνεια με μέτρο ίσο με το εμβαδόν dA .



Μαγνητική ροή (συνέχεια)

Η μαγνητική ροή Φ_B ισούται με:

$$\Phi_B = \int \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{A}}$$

Η μονάδες μέτρησης της μαγνητικής ροής είναι $\text{T} \cdot \text{m}^2 = \text{Wb}$.

- Όπου το Wb συμβολίζει το weber.

Η μαγνητική ροή που διέρχεται από μια επίπεδη επιφάνεια (1)

Θεωρούμε την ειδική περίπτωση ενός επιπέδου με εμβαδόν A , σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο B , το οποίο σχηματίζει γωνία θ με το διάνυσμα $d\vec{A}$.

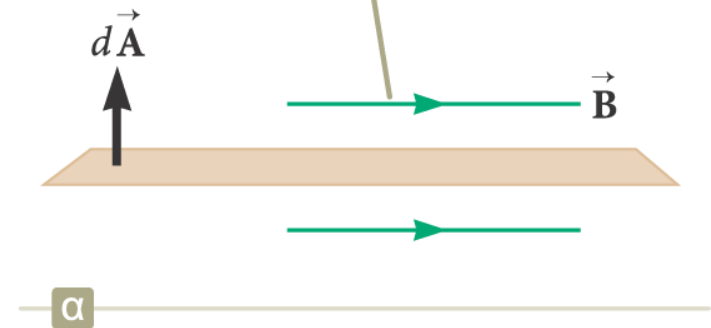
Η μαγνητική ροή ισούται με:

$$\Phi_B = BA \cos \theta$$

Στην περίπτωση της εικόνας, το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο με το επίπεδο, οπότε:

$$\Phi_B = 0$$

Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο στην επιφάνεια του επιπέδου, η ροή που διέρχεται από αυτό είναι μηδενική.



Η μαγνητική ροή που διέρχεται από μια επίπεδη επιφάνεια (συνέχεια)

Η μαγνητική ροή ισούται με:

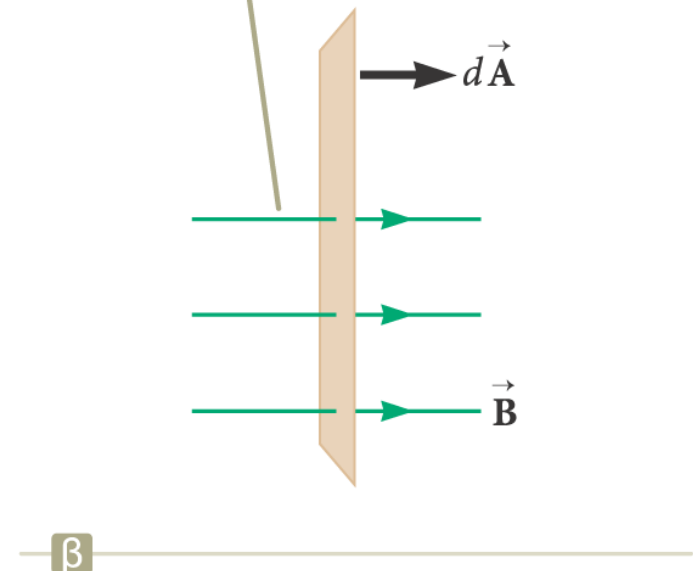
$$\Phi_B = BA \cos \theta$$

Σε αυτή την περίπτωση, το πεδίο είναι κάθετο στο επίπεδο, οπότε:

$$\Phi_B = BA$$

- Αυτή είναι η μέγιστη τιμή της ροής.

Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στην επιφάνεια του επιπέδου, η ροή που διέρχεται από αυτό έχει τη μέγιστη τιμή της.



Ο νόμος του Gauss στον μαγνητισμό

Οι γραμμές ενός μαγνητικού πεδίου δεν ξεκινούν από κάποιο σημείο ούτε καταλήγουν κάπου.

- Οι γραμμές ενός μαγνητικού πεδίου είναι συνεχείς και σχηματίζουν κλειστούς βρόχους.
- Το πλήθος των γραμμών ενός μαγνητικού πεδίου που εισέρχονται σε μια επιφάνεια ισούται με το πλήθος των γραμμών που εξέρχονται από την επιφάνεια.

Σύμφωνα με τον **νόμο του Gauss για τον μαγνητισμό**, η συνολική μαγνητική ροή που διέρχεται από οποιαδήποτε κλειστή επιφάνεια είναι πάντα μηδενική:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

Η διατύπωση αυτή αντικατοπτρίζει το γεγονός ότι δεν έχουν εντοπιστεί ποτέ αυθύπαρκτοι μαγνητικοί πόλοι (μαγνητικά μονόπολα).

- Ορισμένες θεωρίες προβλέπουν ότι είναι πιθανή η ύπαρξη μαγνητικών μονόπολων.

Μαγνητική ροπή

Γενικά, κάθε βρόχος ρεύματος αναπτύσσει μαγνητικό πεδίο και, επομένως, έχει μαγνητική διπολική ροπή.

Σε αυτούς συμπεριλαμβάνονται και οι βρόχοι ρεύματος σε ατομικό επίπεδο, οι οποίοι περιγράφονται σε ορισμένα μοντέλα του ατόμου.

Τα μοντέλα αυτά θα μας βοηθήσουν να εξηγήσουμε για ποιον λόγο κάποια υλικά έχουν ισχυρές μαγνητικές ιδιότητες.

Μαγνητική ροπή – Το κλασικό μοντέλο του ατόμου (1)

Τα ηλεκτρόνια διαγράφουν κυκλικές τροχιές.

Κάθε ηλεκτρόνιο σε τροχιά αποτελεί έναν στοιχειώδη βρόχο ρεύματος.

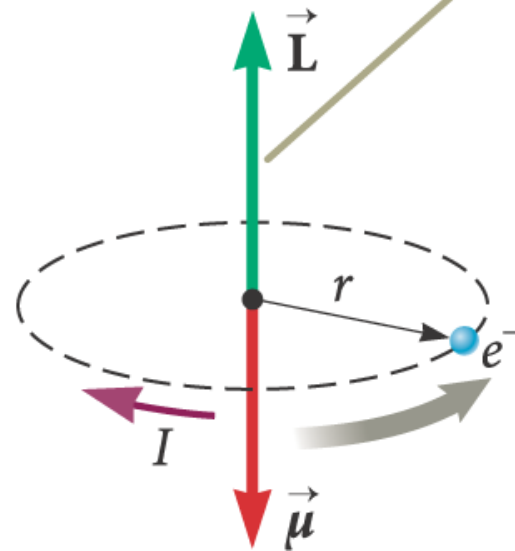
Η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου σχετίζεται με την τροχιακή κίνησή του.

Όπου:

$\vec{\mu}$ είναι η στροφορμή.

\vec{L} είναι η μαγνητική ροπή.

Το ηλεκτρόνιο έχει στροφορμή \vec{L} στη μία κατεύθυνση και μαγνητική ροπή $\vec{\mu}$ στην αντίθετη κατεύθυνση.



Μαγνητική ροπή – Το κλασικό μοντέλο του ατόμου (2)

Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, κάθε ηλεκτρόνιο:

- κινείται με ταχύτητα σταθερού μέτρου v ,
- διαγράφει κυκλική τροχιά ακτίνας r ,
- διανύει απόσταση $2\pi r$ σε χρονικό διάστημα T .

Το ρεύμα του ηλεκτρονίου σε τροχιά είναι:

$$I = \frac{e}{T} = \frac{ev}{2\pi r}$$

Η μαγνητική ροπή είναι $i = I A = \frac{1}{2} evr$

Η μαγνητική ροπή μπορεί επίσης να εκφραστεί συναρτήσει της στροφορμής:

$$i = \left(\frac{e}{2m_e} \right) L$$

Μαγνητική ροπή – Το κλασικό μοντέλο του ατόμου (τελική διαφάνεια)

Η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου είναι ανάλογη της τροχιακής στροφορμής του.

- Τα διανύσματα \vec{L} και $\vec{\mu}$ έχουν *αντίθετη* φορά.
- Αυτό συμβαίνει επειδή το ηλεκτρόνιο είναι αρνητικά φορτισμένο.

Σύμφωνα με την κβαντική φυσική, η στροφορμή είναι κβαντισμένο μέγεθος.

Η μαγνητική ροπή πολλών ηλεκτρονίων

Στα περισσότερα υλικά, η μαγνητική ροπή ενός ηλεκτρονίου σε κάποιο άτομο αντισταθμίζεται από την αντίστοιχη ενός άλλου ηλεκτρονίου (του ίδιου ατόμου) που κινείται σε τροχιά αντίθετης φοράς.

Εν τέλει, η μαγνητική επίδραση της τροχιακής κίνησης των ηλεκτρονίων είναι είτε μηδενική είτε πολύ μικρή.

Το σπιν των ηλεκτρονίων (1)

Το ηλεκτρόνιο (όπως και άλλα σωματίδια) έχει μια εγγενή ιδιότητα που ονομάζεται **σπιν**, η οποία επίσης συνεισφέρει στη μαγνητική ροπή του.

- Στην πραγματικότητα, το ηλεκτρόνιο δεν περιστρέφεται γύρω από τον εαυτό του.
- Έχει μια εγγενή στροφορμή σαν να περιστρεφόταν γύρω από τον εαυτό του.
- Η στροφορμή λόγω σπιν στην ουσία είναι σχετικιστικό φαινόμενο.

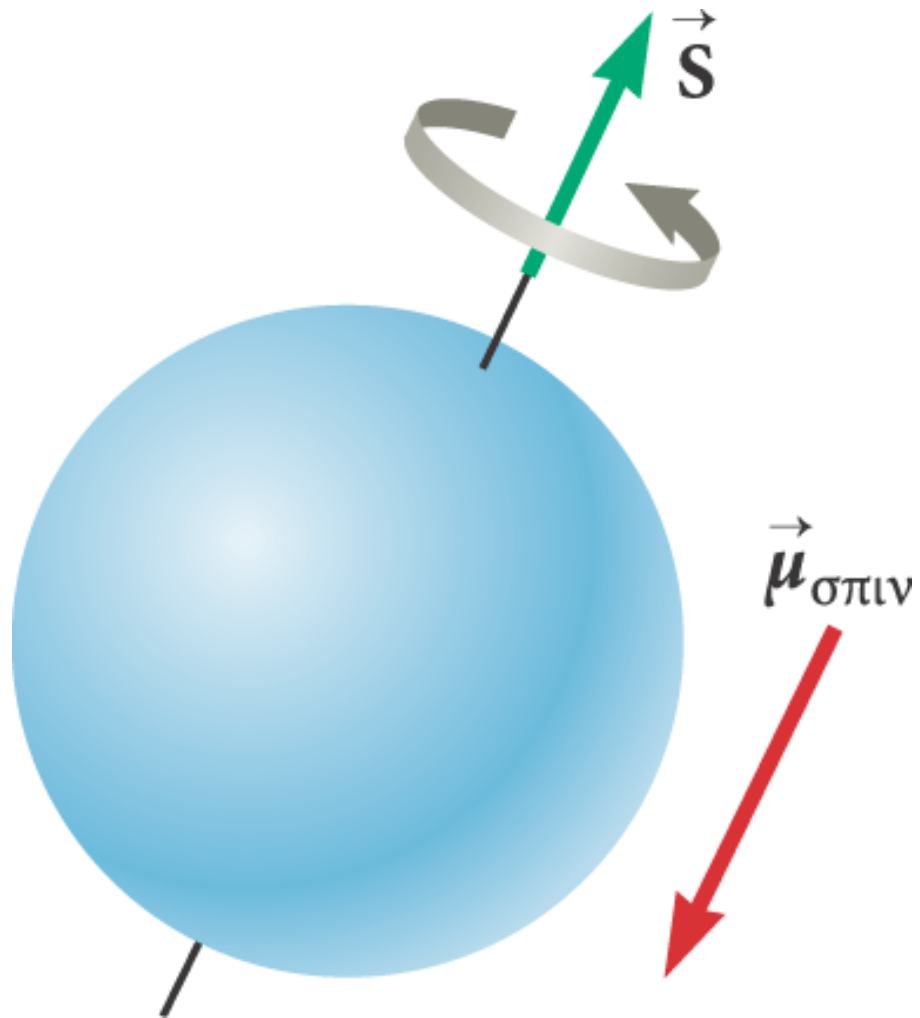
Το σπιν των ηλεκτρονίων (2)

Σύμφωνα με το κλασικό μοντέλο, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρόνιο περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του.

Το μέτρο της στροφορμής που οφείλεται στο σπιν, δηλαδή στην ιδιοπεριστροφή, είναι:

$$S = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

- Όπου \hbar είναι η σταθερά του Planck.



Το σπιν των ηλεκτρονίων και η μαγνητική ροπή (3)

Η μαγνητική ροπή που σχετίζεται με το σπιν του ηλεκτρονίου έχει τιμή:

$$\mu_{\text{σπιν}} = \frac{eh}{2m_e}$$

Αυτός ο συνδυασμός σταθερών ονομάζεται **μαγνητόνη του Bohr**, μ_B .

$$\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J/T.}$$

Η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου (τελική διαφάνεια)

Η συνολική μαγνητική ροπή ενός ατόμου είναι το διανυσματικό άθροισμα των μαγνητικών ροπών λόγω τροχιακής κίνησης και λόγω σπιν.

Στον πίνακα παραθέτουμε μερικές ενδεικτικές τιμές.

Η μαγνητική ροπή ενός πρωτονίου ή ενός νετρονίου είναι πολύ μικρότερη από εκείνη του ηλεκτρονίου, οπότε συνήθως την παραβλέπουμε.

ΠΙΝΑΚΑΣ Η8.1

Μαγνητικές ροπές ορισμένων ατόμων και ιόντων

Άτομο/ión	Μαγνητική ροπή (10^{-24} J/T)
H	9.27
He	0
Ne	0
Ce ³⁺	19.8
Yb ³⁺	37.1

Σιδηρομαγνητισμός

Μερικά υλικά διαθέτουν ισχυρές μαγνητικές ιδιότητες, οι οποίες συνολικά είναι γνωστές ως *σιδηρομαγνητισμός* ή *φερομαγνητισμός*.

Παραδείγματα σιδηρομαγνητικών υλικών:

- Σίδηρος
- Κοβάλτιο
- Νικέλιο
- Γαδολίνιο
- Δυσπρόσιο

Τα άτομα αυτών των υλικών έχουν μόνιμες μαγνητικές ροπές οι οποίες, ακόμα και υπό την επίδραση ασθενών εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, τείνουν να ευθυγραμμίζονται η μία με την άλλη.

Μαγνητικές περιοχές

Όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά αποτελούνται από μικροσκοπικά τμήματα που ονομάζονται **μαγνητικές περιοχές**.

- Μέσα στις μαγνητικές περιοχές, όλες οι μαγνητικές ροπές είναι ευθυγραμμισμένες.

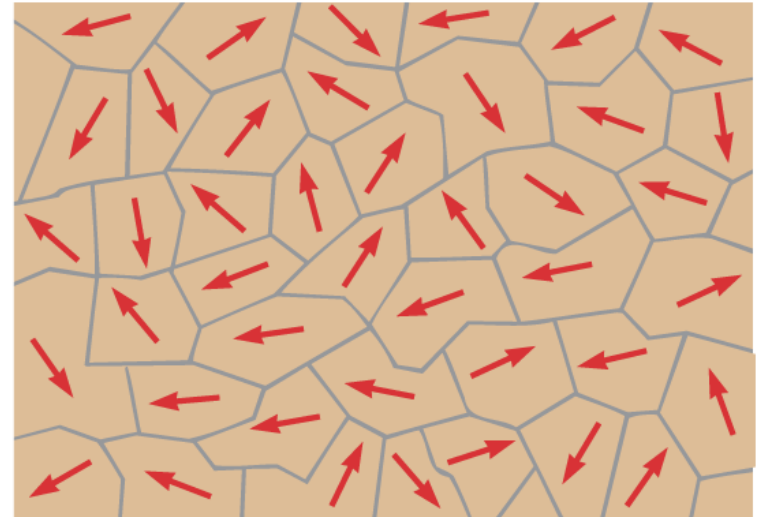
Τα σύνορα μεταξύ των μαγνητικών περιοχών με διαφορετικό προσανατολισμό ονομάζονται **τοιχώματα μαγνητικών περιοχών** ή **μαγνητικά τοιχώματα**.

Μαγνητικές περιοχές – Μη μαγνητισμένο υλικό

Οι μαγνητικές ροπές στο εσωτερικό των μαγνητικών περιοχών είναι τυχαία προσανατολισμένες.

Η συνολική μαγνητική ροπή ισούται με μηδέν.

Σε ένα μη μαγνητισμένο υλικό, τα ατομικά μαγνητικά δίπολα είναι τυχαία προσανατολισμένα.



α

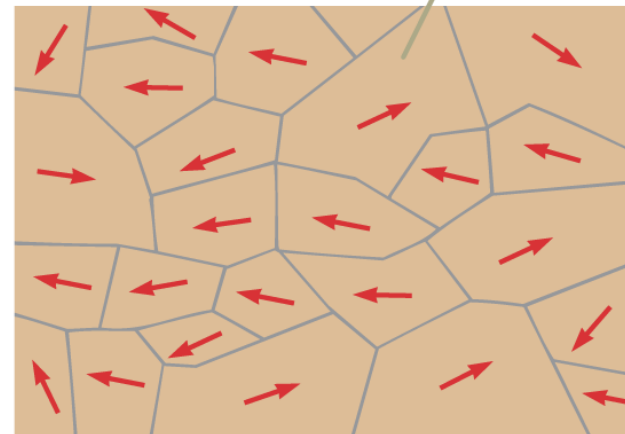
Μαγνητικές περιοχές – Εφαρμογή εξωτερικού πεδίου

Ένα δοκίμιο του υλικού τοποθετείται μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Το μέγεθος των μαγνητικών περιοχών με μαγνητική ροπή παράλληλη προς το εξωτερικό πεδίο μεγαλώνει.

Το δοκίμιο μαγνητίζεται.

Όταν επιδρά ένα εξωτερικό πεδίο \vec{B} , οι περιοχές με συνιστώσες μαγνητικής ροπής ομόρροπες του \vec{B} μεγαλώνουν, οπότε το δοκίμιο μαγνητίζεται.



\vec{B}

β

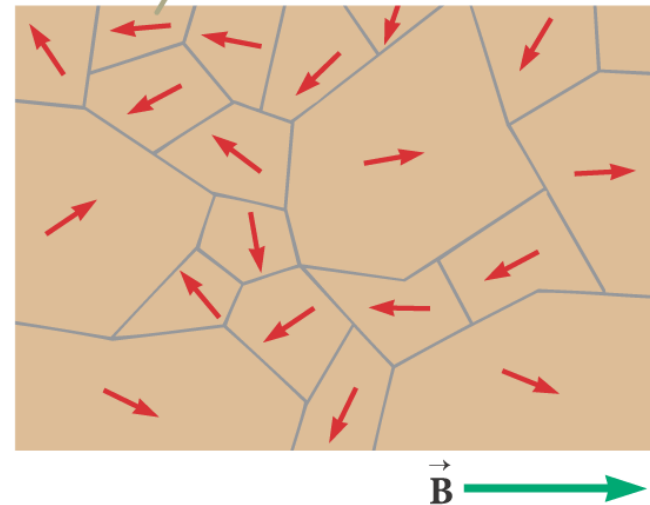
Μαγνητικές περιοχές – Εφαρμογή εξωτερικού πεδίου (συνέχεια)

Το υλικό τοποθετείται μέσα σε ένα ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο.

Οι μαγνητικές περιοχές στις οποίες οι μαγνητικές ροπές δεν είναι ευθυγραμμισμένες με το πεδίο συρρικνώνονται.

Όταν αφαιρεθεί το εξωτερικό πεδίο, το δοκίμιο μπορεί να παραμείνει μαγνητισμένο κατά την κατεύθυνση που είχε το εξωτερικό πεδίο.

Καθώς το πεδίο γίνεται πιο ισχυρό, οι περιοχές στις οποίες τα διανύσματα μαγνητικής ροπής δεν είναι ευθυγραμμισμένα με το εξωτερικό πεδίο γίνονται πολύ μικρές.



γ

Θερμοκρασία Curie

Η **θερμοκρασία Curie** είναι μια κρίσιμη θερμοκρασία επάνω από την οποία το υλικό χάνει την παραμένουσα μαγνήτισή του.

- Το υλικό γίνεται παραμαγνητικό.

Σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από τη θερμοκρασία Curie, η θερμική διέγερση είναι τόσο μεγάλη ώστε προκαλεί τυχαίο προσανατολισμό των ροπών.

Πίνακας με ενδεικτικές θερμοκρασίες Curie

ΠΙΝΑΚΑΣ Η8.2

Θερμοκρασίες Curie για διάφορα
σιδηρομαγνητικά υλικά

Υλικό	T_{Curie} (K)
Σίδηρος	1 043
Κοβάλτιο	1 394
Νικέλιο	631
Γαδολίνιο	317
Fe_2O_3	893

Παραμαγνητισμός

Τα παραμαγνητικά υλικά έχουν ασθενή μαγνητισμό.

Ο μαγνητισμός αυτός είναι αποτέλεσμα της ύπαρξης ατόμων (ή ιόντων) με μόνιμες μαγνητικές ροπές.

- Οι ροπές αυτές αλληλεπιδρούν μεταξύ τους σε πολύ μικρό βαθμό.

Όταν ένα παραμαγνητικό υλικό τοποθετείται μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, οι ροπές των ατόμων του τείνουν να ευθυγραμμιστούν με το πεδίο.

- Η διαδικασία της ευθυγράμμισης είναι ανταγωνιστική της θερμικής κίνησης, η οποία έχει την τάση να διατάσσει με τυχαίο τρόπο τις μαγνητικές ροπές.

Διαμαγνητισμός

Όταν σε ένα διαμαγνητικό υλικό επιδρά ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τότε επάγεται στο υλικό μια ασθενής μαγνητική ροπή αντίθετη προς το εξωτερικό πεδίο.

Γι' αυτό τα διαμαγνητικά υλικά απωθούνται ασθενώς από τους μαγνήτες.

- Η επιρροή του διαμαγνητισμού είναι ασθενής οπότε αυτός γίνεται αντιληπτός μόνο όταν δεν υπάρχουν επιδράσεις παραμαγνητισμού ή σιδηρομαγνητισμού.

Το φαινόμενο Meissner

Ορισμένοι τύποι υπεραγωγών παρουσιάζουν επίσης τέλειες διαμαγνητικές ιδιότητες όταν βρίσκονται σε κατάσταση υπεραγωγιμότητας.

- Αυτό ονομάζεται **φαινόμενο Meissner**.

Αν ένας μόνιμος μαγνήτης βρεθεί κοντά σε κάποιον υπεραγωγό, τότε ο μαγνήτης και ο υπεραγωγός απωθούνται.

Στο φαινόμενο Meissner, ο μικρός επάνω μαγνήτης επάγει ρεύμα στον κάτω υπεραγωγίμο δίσκο, ο οποίος ψύχεται στους 321°F (77 K). Το ρεύμα δημιουργεί μια απωστική μαγνητική δύναμη στον μαγνήτη, κάνοντάς τον να αιωρείται επάνω από τον υπεραγωγίμο δίσκο.

