



Ηλεκτρομαγνητισμός (205)

Τμήμα Ηλεκτρονικών Μηχανικών
Ελληνικό Μεσογειακό Πανεπιστήμιο

Διδάσκοντες Μαθήματος:

Αναπλ. Καθ. Κωνσταντίνος Πετρίδης (cpetridis@hmu.gr)

Επικ. Καθ. Γεώργιος Κακαβελάκης (kakavelakis@hmu.gr)

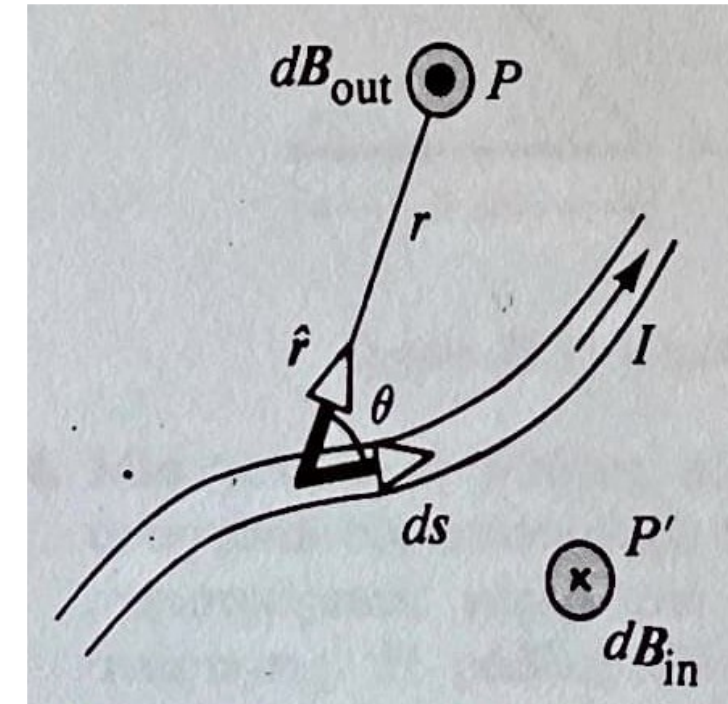
8. Πηγές Μαγνητικού Πεδίου

8.1 Εισαγωγή

- Σε αυτό το κεφάλαιο θα μελετήσουμε τη δημιουργία μαγνητικού πεδίου από κινούμενα φορτία ή ηλεκτρικά ρεύματα

8.2 Νόμος των Biot και Savart

- Οι Biot και Savart ανακάλυψαν ότι ένας αγωγός που διαρρέεται από σταθερό ρεύμα, ασκεί και αυτός δύναμη πάνω στους μαγνήτες
 - Μετά από πειραματικές μετρήσεις, κατέληξαν στον εμπειρικό νόμο που περιγράφει το μαγνητικό πεδίο σε κάποιο σημείο συναρτήσει του ρεύματος στο οποίο οφείλεται η δημιουργία του πεδίου
 - Ο νόμος των Biot-Savart ορίζει ότι αν ένα σύρμα διαρρέεται από σταθερό ρεύμα I , τότε ένα στοιχειώδες τμήμα ds του σύρματος αυτού δημιουργεί σε ένα σημείο P στοιχειώδες μαγνητικό πεδίο $d\mathbf{B}$ που έχει τις ακόλουθες ιδιότητες:
- 1) Το διάνυσμα $d\mathbf{B}$ είναι κάθετο στο ds (που έχει την κατεύθυνση του ρεύματος) καθώς και στο μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{r}$ που κατευθύνεται από το στοιχειώδες τμήμα ds προς το σημείο P .
 - 2) Το μέτρο του $d\mathbf{B}$ είναι αντιστρόφως ανάλογο με το r^2 , που είναι η απόσταση του τμήματος ds από το σημείο P .
 - 3) Το μέτρο του $d\mathbf{B}$ είναι ανάλογο με το ρεύμα και το μήκος ds του στοιχείου
 - 4) μέτρο του $d\mathbf{B}$ είναι ανάλογο με το $\sin\theta$, όπου θ είναι η γωνία που περιέχεται από τα διανύσματα ds και $\hat{r}$
- Συνεπώς το νόμο των Biot-Savart μπορούμε να τον εκφράσουμε ως: $d\mathbf{B} = k_m \frac{I ds \hat{r}}{r^2}$, όπου η σταθερά $k_m = \mu_0 / 4\pi = 10^{-7} \text{ Wb/Am}$, όπου μ_0 ονομάζεται διαπερατότητα του κενού
 - $\mu_0 = 4\pi k_m = 4\pi 10^{-7} \text{ Wb/Am}$
 - Άρα ο νόμος των Biot-Savart μπορεί να γραφτεί και ως: $d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I ds \hat{r}}{r^2}$



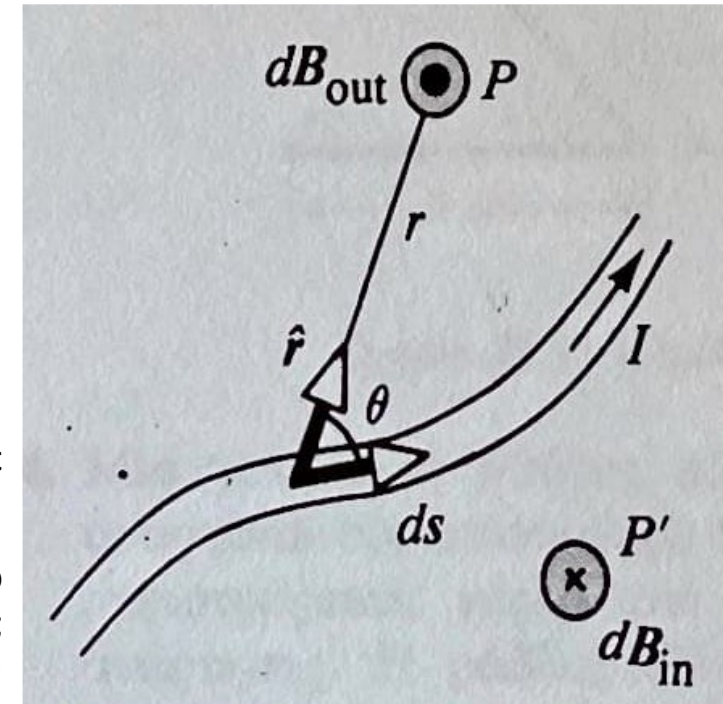
8.2 Νόμος των Biot και Savart

- Είναι σημαντικό να τονιστεί ότι ο νόμος των Biot-Savart δίνει το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται σε ένα σημείο από ένα μόνο στοιχειώδες τμήμα του αγωγού
- Για να βρούμε το ολικό μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}$ που δημιουργείται σε ένα σημείο από ένα αγωγό πεπερασμένου μήκους, πρέπει να αθροίσουμε τις συνεισφορές όλων των στοιχειωδών τμημάτων που αποτελούν τον αγωγό
- Άρα για να βρούμε το $\mathbf{B}$ πρέπει να ολοκληρώσουμε την προηγούμενη εξίσωση και έτσι έχουμε:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{ds \times \hat{r}}{r^2}$$

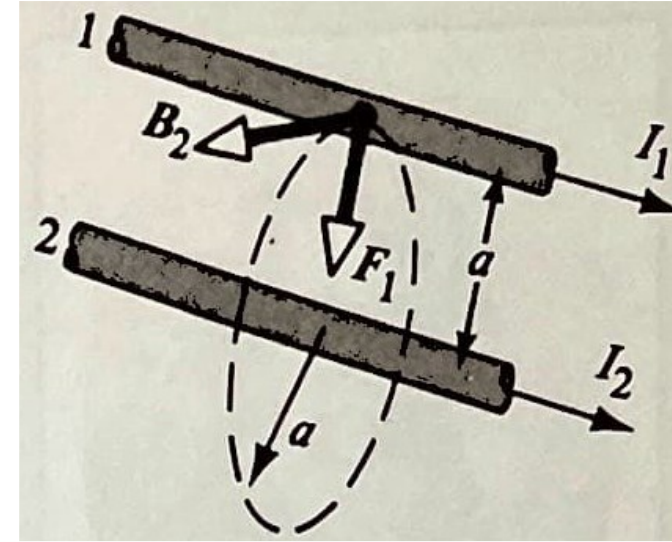
- Για να υπολογίσουμε λοιπόν το συνολικό μαγνητικό πεδίο πρέπει να ολοκληρώσουμε πάνω σε ολόκληρο τον αγωγό

Παρατηρήσεις: 1) Το στοιχειώδες ρεύμα $I ds$ παράγει μαγνητικό πεδίο του οποίου το μέτρο μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της απόστασης του από το στοιχειώδες ρεύμα; 2) Το μαγνητικό πεδίο που παράγεται είναι κάθετο στο στοιχειώδες ρεύμα και στο διάνυσμα που ενώνει το στοιχειώδες ρεύμα με το σημείο P στο οποίο γίνεται η μέτρηση του πεδίου; 3) Άρα αν ο αγωγός είναι τοποθετημένος παράλληλα στο επίπεδο, στο σημείο P το $d\mathbf{B}$ κατευθύνεται προς τα έξω, ενώ στο σημείο P' το $d\mathbf{B}$ κατευθύνεται προς τα μέσα



8.3 Η μαγνητική δύναμη ανάμεσα σε δύο παράλληλους αγωγούς

- Στο προηγούμενο κεφάλαιο περιγράψαμε τη μαγνητική δύναμη που δρα πάνω σε ένα αγωγό ο οποίος διαρρέεται από ρεύμα όταν βρίσκεται μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.
- Επίσης στην προηγούμενη ενότητα περιγράψαμε το φαινόμενο, όπου όταν ένας αγωγός διαρρέεται από ρεύμα, δημιουργεί το δικό του μαγνητικό πεδίο
- Άρα αν τοποθετήσουμε κοντά δύο αγωγούς που διαρρέονται από ρεύμα, το μαγνητικό πεδίο του ενός, είναι εξωτερικό μαγνητικό πεδίο για τον άλλο και επομένως ασκεί μαγνητική δύναμη επάνω του
- Έστω ότι δύο ευθύγραμμοι συρμάτινοι αγωγοί διαρρέονται κατά την ίδια κατεύθυνση από ρεύματα I_1 και I_2 και έχουν μεταξύ τους απόσταση a .
- Το σύρμα 2 διαρρέεται από το ρεύμα I_2 και δημιουργεί το μαγνητικό πεδίο B_2 στη θέση του σύρματος 1. Το B_2 είναι κάθετο στο σύρμα 1



- Η μαγνητική δύναμη στην οποία υπόκειται το μήκος l του σύρματος 1 είναι: $F_1 = I_1 l B_2$,

όπου $B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi a}$ (κάντε τον υπολογισμό μέσω Biot-Savart)

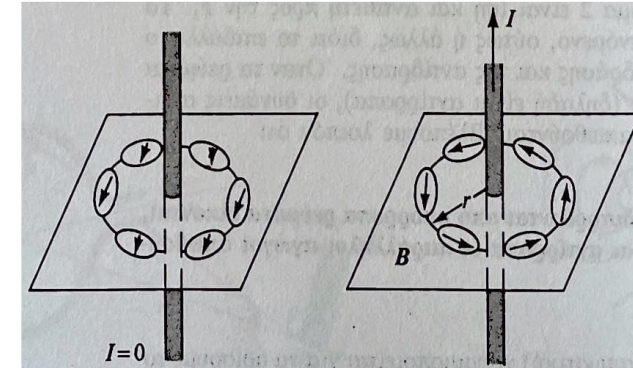
- Επομένως η F_1 γίνεται: $F_1 = I_1 l \frac{\mu_0 I_2}{2\pi a} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} l$
- Μπορούμε να εκφράσουμε τη δύναμη ανά μονάδα μήκους ως: $\frac{F_1}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}$
- Η κατεύθυνση της F_1 είναι προς τα κάτω, δηλαδή προς το σύρμα 2
- Αν υπολογίσουμε το πεδίο που δημιουργείται από το σύρμα 1 στη θέση του σύρματος 2, θα βρούμε ότι η δύναμη F_2 στην οποία υπόκειται το σύρμα 2, είναι ίση και αντίθετη με την F_1
- Αυτό είναι αναμενόμενο αφού το επιβάλει και ο τρίτος νόμος του Νεύτωνα (δράση-αντίδραση)
- Αν τα ρεύμα των δύο συρμάτων είχαν αντίθετες κατευθύνσεις, οι δυνάμεις αντιστρέφονται άρα τα σύρματα απωθούνται
- Συνεπώς, παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ομόρροπα ρεύματα έλκονται λόγω μαγνητικών δυνάμεων, ενώ όταν τα ρεύματά τους είναι αντίρροπα τότε οι αγωγοί απωθούνται

8.4 Ο νόμος του Ampere

- Το 1820 ο Oersted απέδειξε πειραματικά το γεγονός ότι ένας αγωγός που διαρρέεται από ρεύμα δημιουργεί μαγνητικό πεδίο
- Στο πείραμα αυτό τοποθετούμε σε οριζόντιο επίπεδο πολλές βελόνες πυξίδας γύρω από ένα μακρύ κατακόρυφο σύρμα
- Όταν δεν υπάρχει ρεύμα στο σύρμα, τότε όλες οι πυξίδες δείχνουν την ίδια κατεύθυνση (του μαγνητικού πεδίου της γης)
- Όταν όμως το σύρμα διαρρέεται από ισχυρό σταθερό ρεύμα, τότε οι βελόνες των πυξίδων αποπροσανατολίζονται και ευθυγραμμίζονται με τη διεύθυνση της εφαπτόμενης στον κύκλο με κέντρο το σύρμα
- Οι παρατηρήσεις αυτές δείχνουν ότι η κατεύθυνση του $\mathbf{B}$ ακολουθεί ένα κανόνα του δεξιού χεριού:

Συγκεκριμένα, αν πιάσουμε ένα ευθύγραμμο σύρμα με το δεξί χέρι ώστε ο αντίχειρας να δείχνει προς την κατεύθυνση του ρεύματος, τότε τα δάκτυλα θα κλείσουν γύρω από το σύρμα κατά την κατεύθυνση του $\mathbf{B}$

- Όταν αντιστραφεί η φορά του ρεύματος, τότε θα αντιστραφούν και οι βελόνες των πυξίδων του σχήματος, άρα δηλαδή κατεύθυνση του $\mathbf{B}$
- Αφού οι βελόνες κατευθύνονται παράλληλα με το $\mathbf{B}$, συμπεραίνουμε ότι οι γραμμές του $\mathbf{B}$ είναι ομόκεντροι κύκλοι γύρω από το σύρμα και είναι σε ένα επίπεδο που είναι κάθετο στο σύρμα
- Μεταβάλλοντας το ρεύμα και την απόσταση από το σύρμα, βρίσκουμε ότι το $\mathbf{B}$ είναι ανάλογο με το ρεύμα και αντιστρόφως ανάλογο με την απόσταση από το σύρμα.

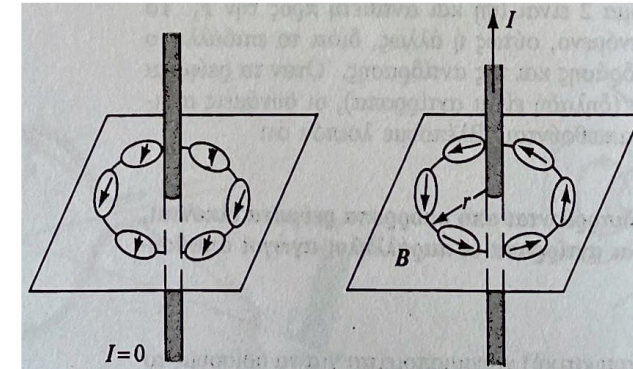


8.4 Ο νόμος του Ampere

- Ας υπολογίσουμε το εσωτερικό γινόμενο $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$ και ας αθροίσουμε αυτά τα γινόμενα πάνω σε μια κλειστή διαδρομή γύρω από το σύρμα.
- Στη διαδρομή τα διανύσματα $d\mathbf{s}$ και $\mathbf{B}$ είναι παράλληλα σε κάθε σημείο έτσι ώστε $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B ds$
- Το $\mathbf{B}$ είναι σταθερό πάνω στην περιφέρεια κάθε κύκλου και είναι $\frac{\mu_0 I}{2\pi r}$
- Άρα το άθροισμα των γινομένων $B ds$ πάνω στην κλειστή διαδρομή είναι ισοδύναμο με:

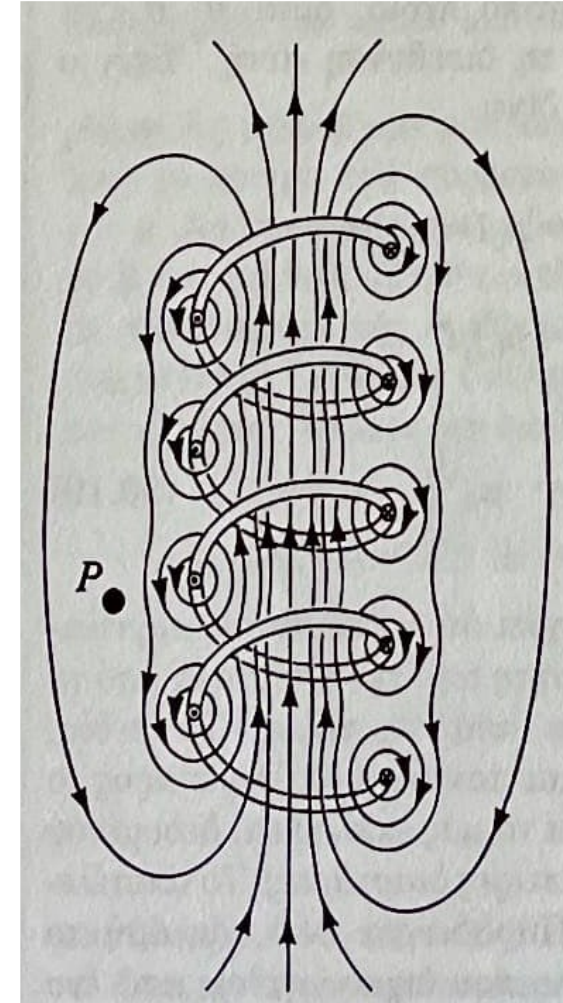
$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B \oint ds = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} (2\pi r) = \mu_0 I, \text{ αφού } \oint ds = 2\pi r, \text{ (περίμετρος του κύκλου)}$$

- Το αποτέλεσμα αυτό είναι γνωστό ως ο Νόμος του Ampere, που ισχύει για κάθε κλειστή διαδρομή μέσα από την οποία διέρχεται σταθερό ρεύμα
- Συνεπώς ο Νόμος του Ampere ορίζει ότι το ολοκλήρωμα $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$ γύρω από οποιαδήποτε κλειστή διαδρομή ισούται με $\mu_0 I$, όπου I είναι το ολικό σταθερό ρεύμα που διέρχεται μέσα από οποιαδήποτε κλειστή επιφάνεια.
- Προσοχή: Ο νόμος του Ampere ισχύει μόνο για σταθερά ρεύματα
- Επίσης ο νόμος του Ampere είναι χρήσιμος για να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από διατάξεις οι οποίες παρουσιάζουν συμμετρία (όπως ακριβώς ο νόμος του Gauss στον ηλεκτρισμό)



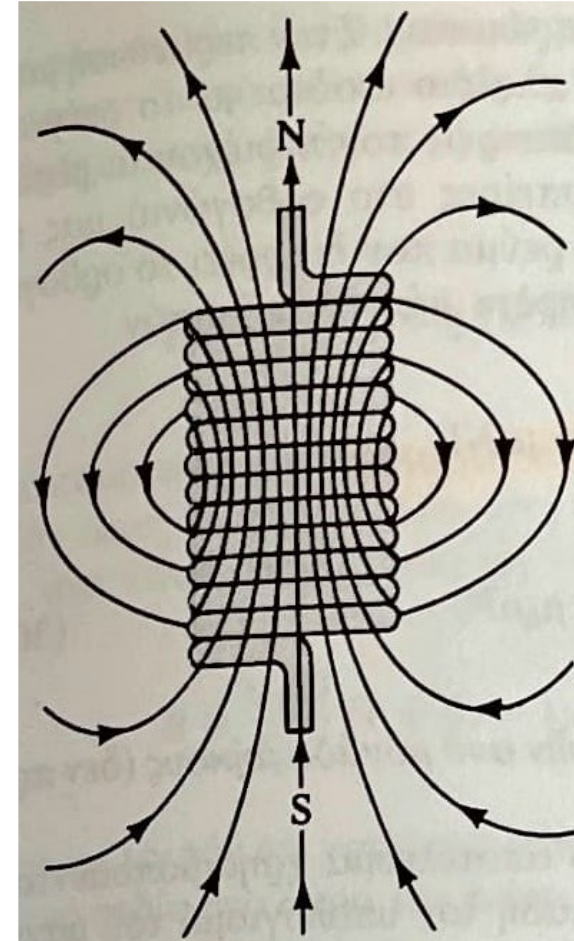
8.5 Το μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς

- Το σωληνοειδές είναι ένα πηνίο που αποτελείται από πολλές ίσες ομόκεντρες σπείρες, οι οποίες διαρρέονται όλες από το ίδιο ρεύμα
- Αν οι σπείρες είναι πολύ πυκνά τυλιγμένες τότε το μαγνητικό πεδίο στο κεντρικό μέρος του σωληνοειδούς είναι σχετικά ομογενές
- Όταν οι σπείρες είναι πυκνές, τότε μπορούμε να θεωρήσουμε ότι κάθε σπείρα είναι κυκλικός βρόγχος και έτσι το μαγνητικό πεδίο του σωληνοειδούς είναι η συνισταμένη των πεδίων όλων των σπειρών που συναποτελούν το σωληνοειδές
- Στο σχήμα βλέπουμε τις γραμμές μαγνητικού πεδίου του σωληνοειδούς που είναι τυλιγμένο αραιά
- Μέσα στο σωληνοειδές οι γραμμές είναι παράλληλες, ομοιόμορφα κατανεμημένες και πυκνές. Άρα το πεδίο είναι ομογενές.
- Το πεδίο εκτός του σωληνοειδούς είναι ανομοιογενές και έχει πολύ πιο μικρή ένταση σε σχέση με το εσωτερικό (γιατί ανάλογα που ορίζουμε το σημείο αναφοράς P , για κάποιες σπείρες θα βρίσκεται ψηλότερα και για κάποιες άλλες χαμηλότερα)



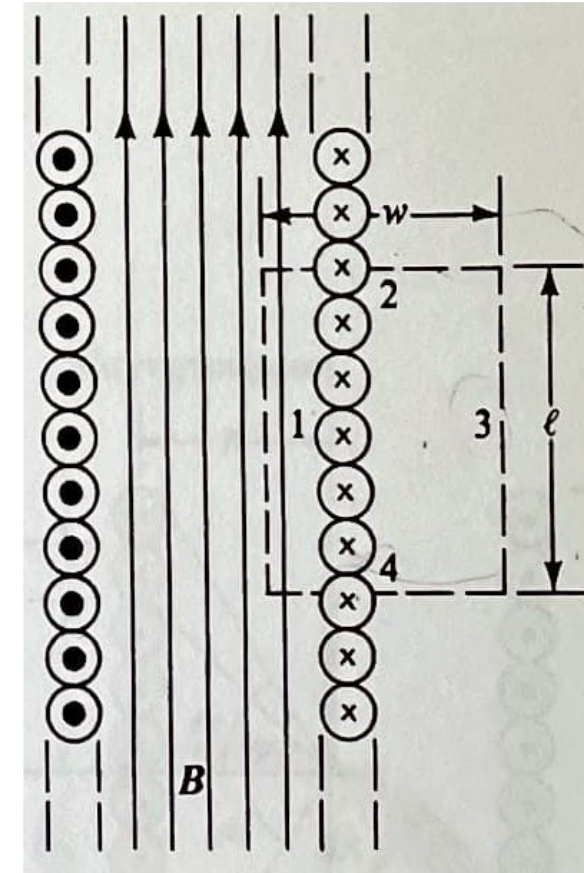
8.5 Το μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς

- Στο σχήμα φαίνονται οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου ενός σωληνοειδούς πεπερασμένου μήκους του οποίου οι σπείρες είναι πολύ πυκνά τυλιγμένες
- Σε αυτή την περίπτωση, οι γραμμές πεδίου συγκλίνουν από το ένα άκρο και αποκλίνουν από το άλλο
- Το πεδίο στο χώρο έξω από το σωληνοειδές μοιάζει με το πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη
- Έτσι το ένα άκρο συμπεριφέρεται σαν βόρειος πόλος μαγνήτη και το άλλο άκρο σαν νότιος πόλος μαγνήτη
- Όσο το μήκος του σωληνοειδούς αυξάνεται τόσο περισσότερο ομογενές γίνεται το πεδίο στο εσωτερικό του
- Σε ένα ιδανικό σωληνοειδές το μήκος είναι πολύ μεγαλύτερο από την ακτίνα του και οι σπείρες πάρα πολύ πυκνά τυλιγμένες, έτσι το πεδίο είναι ομογενές στο εσωτερικό του και η ένταση του πεδίου είναι πολύ πιο χαμηλή στο εξωτερικό από ότι στο εσωτερικό του



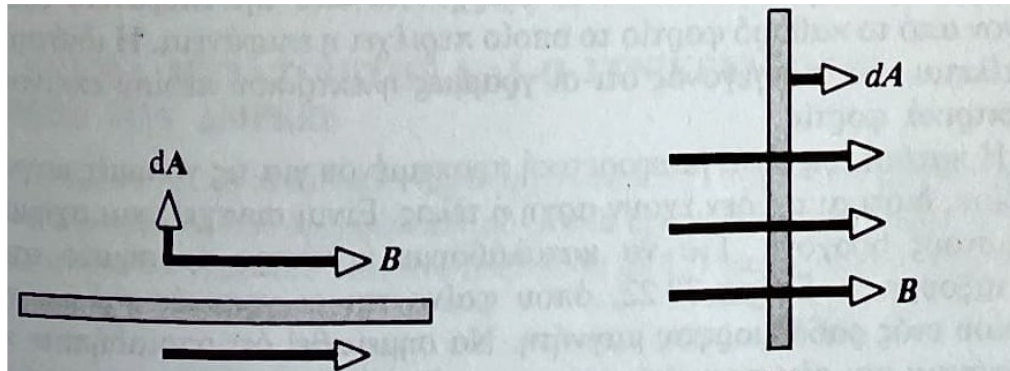
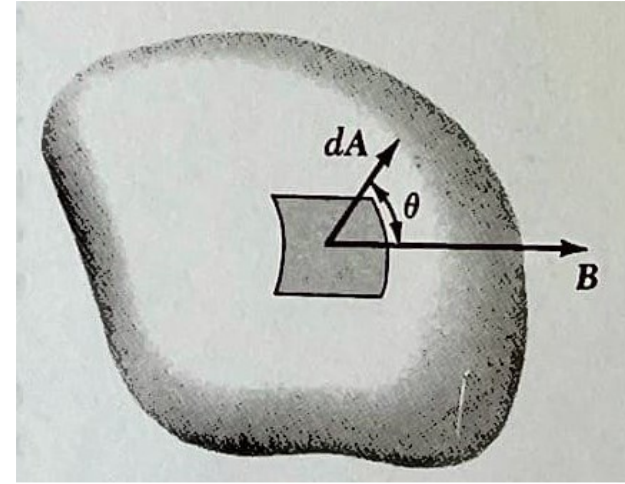
8.5 Το μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς

- Θα χρησιμοποιήσουμε το νόμο του Ampere για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο μέσα σε ιδανικό σωληνοειδές
- Στο σχήμα βλέπουμε μια κατά μήκος τομή ενός ιδανικού σωληνοειδούς που διαρρέεται από ρεύμα I
- Στο εσωτερικό του ιδανικού σωληνοειδούς το πεδίο $\mathbf{B}$ είναι ομογενές και παράλληλο με τον άξονα του σωληνοειδούς, ενώ έξω από το σωληνοειδές το $\mathbf{B}$ είναι μηδέν
- Έστω ότι έχουμε μια διαδρομή σχήματος ορθογωνίου (μήκους l και πλάτους w)
- Για να εφαρμόσουμε το νόμο του Ampere στη διαδρομή αυτή πρέπει να υπολογίσουμε το ολοκλήρωμα $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$ σε κάθε μια από τις πλευρές του ορθογωνίου
- Η συνεισφορά της πλευράς 3 είναι μηδενική αφού εκεί $\mathbf{B}=0$
- Στις πλευρές 2 και 4 οι συνεισφορές και εκεί είναι αφού σε κάθε σημείο το $d\mathbf{s}$ είναι κάθετο με το $\mathbf{B}$, άρα το εσωτερικό τους γινόμενο $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}=0$
- Η πλευρά 1 έχει μήκος l και το $d\mathbf{s}$ είναι παράλληλο με το $\mathbf{B}$, άρα: $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B \oint ds = Bl$
- Στο δεξί μέρος της εξίσωσης του νόμου του Ampere, εισέρχεται το ολικό ρεύμα που διαπερνά την κλειστή επιφάνεια
- Εδώ το ολικό ρεύμα που διαπερνά το ορθογώνιο πλαίσιο ισούται με το ρεύμα που διαπερνά κάθε σπείρα επί τον αριθμό των σπειρών που περιέχονται μέσα στο ορθογώνιο
- Αν N είναι ο αριθμός των σπειρών που περιέχονται μέσα στο ορθογώνιο κατά μήκους της πλευράς μήκους l , τότε το ολικό ρεύμα που διαρρέει το ορθογώνιο είναι NI
- Άρα από το Νόμο του Ampere έχουμε: $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = B \oint ds = Bl = \mu_0 NI \Rightarrow B = \mu_0 \frac{N}{l} I = \mu_0 n I$, όπου $n=N/l$ είναι ο αριθμός των σπειρών ανά μονάδα μήκους
- Η εξίσωση που υπολογίσαμε περιγράφει πολύ καλά το μαγνητικό πεδίο στο κέντρο του σωληνοειδούς μεγάλου μήκους
- Στα άκρα του σωληνοειδούς το μαγνητικό πεδίο είναι μικρότερο αφού τα διανύσματα $\mathbf{B}$ και $d\mathbf{s}$ δεν είναι παραλληλα



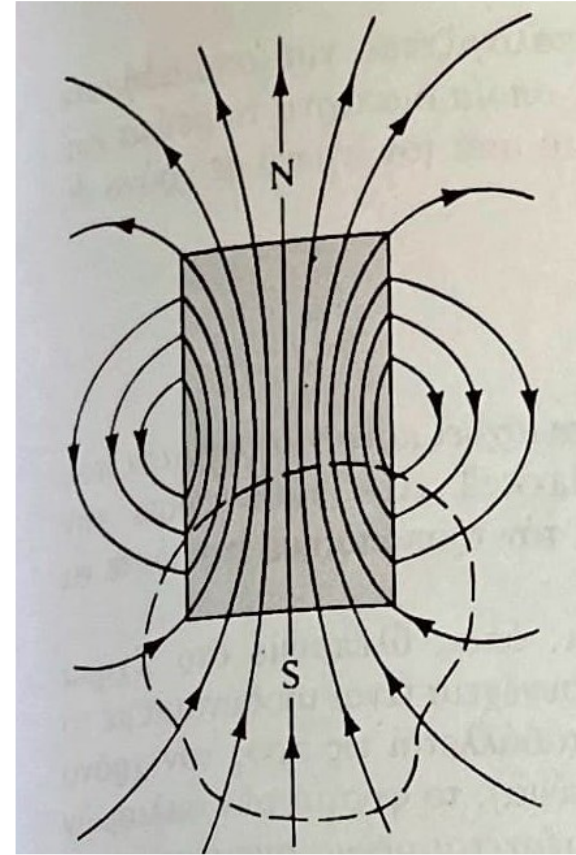
8.6 Μαγνητική ροή

- Η ροή του μαγνητικού πεδίου ορίζεται κατά παρόμοιο τρόπο με τον ορισμό της ροής ηλεκτρικού πεδίου
- Θεωρήστε dA ότι είναι το εμβαδόν ενός στοιχειώδους τμήματος μια επιφάνειας (δείτε σχήμα)
- Αν το μαγνητικό πεδίο στο τμήμα αυτό είναι $\mathbf{B}$, τότε η ροή του μαγνητικού πεδίου που το διαπερνά είναι: $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}$, όπου $\mathbf{A}$ είναι ένα διάνυσμα κάθετο στο στοιχειώδες τμήμα της επιφάνειας και έχει μέτρο dA
- Άρα η ολική μαγνητική ροή Φ_m που διαπερνά την επιφάνεια είναι: $\Phi_m = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}$
- Έστω ότι έχουμε μια επίπεδη επιφάνεια A και ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}$, το οποίο σχηματίζει γωνία θ με το διάνυσμα $d\mathbf{A}$. Η ροή μαγνητικού πεδίου σε αυτή την περίπτωση είναι $\Phi_m = BA \cos \theta$
- Αν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο με το επίπεδο της επιφάνειας (αριστερά), τότε $\theta=90^\circ$, άρα η ροή είναι μηδενική
- Αν το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο με το επίπεδο της επιφάνειας (δεξιά), τότε $\theta=0^\circ$, άρα η ροή είναι BA , άρα μέγιστη
- Μονάδα μέτρησης της μαγνητικής ροής $Wb = 1T \cdot m^2$



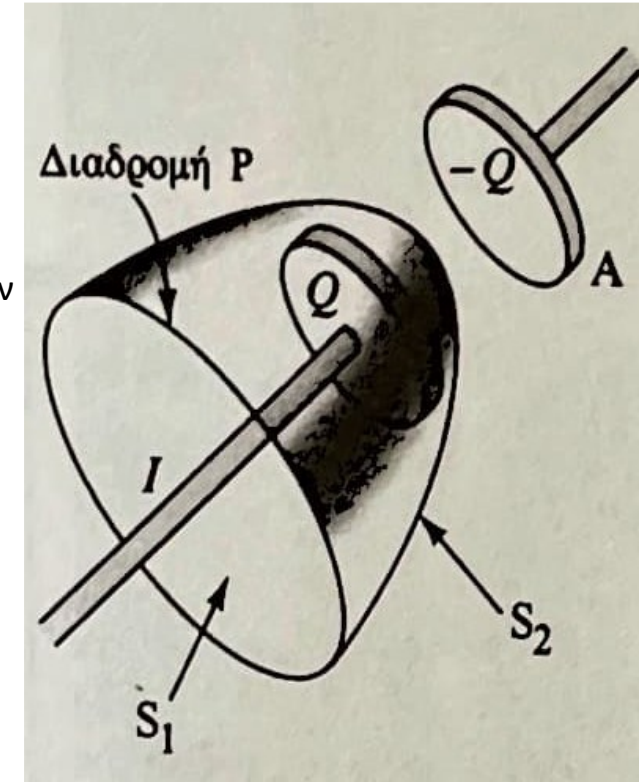
8.7 Νόμος του Gauss στο μαγνητισμό

- Σε προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι η ροή ηλεκτρικού πεδίου που διαπερνά μια κλειστή επιφάνεια η οποία περιέχει καθαρό φορτίο, είναι ανάλογη με το φορτίο αυτό (Νόμος Gauss). Ο αριθμός των γραμμών που εξέρχονται από μια επιφάνεια εξαρτάται μόνο από το καθαρό φορτίο που περιέχει αυτή η επιφάνεια. Η ιδιότητα αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι οι γραμμές ηλεκτρικού πεδίου ξεκινούν από φορτία
- Για το μαγνητισμό η κατάσταση είναι διαφορετική, αφού οι γραμμές δεν έχουν αρχή η τέλος. Είναι συνεχείς και σχηματίζουν κλειστούς βρόγχους
- Δείτε το σχήμα όπου φαίνονται οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου ενός μαγνήτη
- Όπως φαίνεται από το σχήμα, όποια κλειστή επιφάνεια και αν παρατηρήσουμε, ο αριθμός των γραμμών που εισέρχονται θα ισούται με τον αριθμό που εξέρχονται από αυτή
- Άρα η καθαρή ολική ροή μαγνητικού πεδίου είναι πάντα μηδενική
- Ο νόμος του Gauss για το μαγνητισμό ορίζει ότι η ολική ροή γραμμών μαγνητικού πεδίου που διαπερνά μια οποιαδήποτε κλειστή επιφάνεια είναι πάντα μηδενική: $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$
- Αυτό συμβαίνει καθώς δεν έχουν βρεθεί απομονωμένοι μαγνητικοί πόλοι (μαγνητικά μονόπολα)



8.8 Ρεύμα μετατόπισης και ο γενικευμένος νόμος του Ampere

- Ο Maxwell είχε διαπιστώσει την περιορισμένη ισχύ του νόμου του Ampere (ότι ισχύει μόνο για σταθερά ρεύματα ως προς το χρόνο)
- Θεωρήστε ότι έχουμε ένα πυκνωτή τον οποίο φορτίζουμε (δείτε σχήμα)
- Όταν το I μεταβάλλεται ως προς το χρόνο, το φορτίο των οπλισμών του πυκνωτή μεταβάλλεται, χωρίς να διέρχεται ρεύμα ανάμεσα στους οπλισμούς
- Θεωρήστε τώρα ότι οι επιφάνειες S_1 και S_2 περικλείονται από τη διαδρομή P
- Ο νόμος του Ampere ορίζει ότι $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 I$, όπου I είναι το ολικό ρεύμα που διέρχεται μέσα από κάθε επιφάνεια η οποία περικλείεται από τη διαδρομή P
- Αν θεωρήσουμε ότι η P τερματίζει στην επιφάνεια S_1 , το αποτέλεσμα είναι $\mu_0 I$, αφού το ρεύμα I διέρχεται μέσα από την επιφάνεια S_1
- Αν όμως θεωρήσουμε ότι η P τερματίζει στην επιφάνεια S_2 , το αποτέλεσμα είναι μηδέν αφού μέσα από την S_2 δεν διέρχεται ρεύμα
- Έχουμε λοιπόν μια αντίφαση (ο πυκνωτής δεν έχει μηδενικό ρεύμα) που οφείλεται στην ασυνέχεια του ρεύματος
- Ο Maxwell έλυσε αυτό το πρόβλημα, προσθέτοντας στον δεξιό όρο του νόμου του Ampere ένα ακόμα όρο που τον ονόμασε ρεύμα μετατόπισης I_d , που το όρισε ως: $I_d = \epsilon_0 \frac{d\Phi_e}{dt}$, όπου Φ_e είναι η ροή ηλεκτρικού πεδίου ($\Phi_e = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}$)
- Καθώς ο πυκνωτής φορτίζεται, το μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα στους οπλισμούς του δημιουργεί ένα ισοδύναμο είδος ρεύματος
- Έτσι αν προσθέσουμε το I_d στο δεξί μέρος του νόμου του Ampere λύνεται η αντίφαση και όποια επιφάνεια και αν επιλέξουμε θα υπάρχει πάντα ένας συνδυασμός ρεύματος αγωγιμότητας (I) και μετατόπισης
- Άρα μπορούμε να γενικεύσουμε το νόμο του Ampere, συμπεριλαμβάνοντας το ρεύμα μετατόπισης και έτσι καταλήγουμε στο νόμο Ampere-Maxwell: $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = \mu_0 (I + I_d) = \mu_0 I + \epsilon_0 \mu_0 \frac{d\Phi_e}{dt}$
- Τα μαγνητικά πεδία παράγονται από τα ρεύματα αγωγιμότητας και από μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία



Συνοψίζοντας τι είδαμε στο Κεφάλαιο 8

- ✓ Νόμος των Biot και Savart
- ✓ Η μαγνητική δύναμη ανάμεσα σε δύο παράλληλους αγωγούς
- ✓ Ο νόμος του Ampere
- ✓ Το μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς
- ✓ Μαγνητική ροή
- ✓ Νόμος του Gauss στο μαγνητισμό
- ✓ Ρεύμα μετατόπισης και ο γενικευμένος νόμος του Ampere

Ερωτήσεις;