ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

Φυσική (Ηλεκτρομαγνητισμός)

Ενότητα VI: Πηγές μαγνητικού πεδίου

Διδάσκων: Αναπλ. Καθ. Δ. Γ. Αγγελάκης

Επιμέλεια σημειώσεων Ν. Σχετάκης

Σκοποί ενότητας

- Κατανόηση δημιουργίας μαγνητικών πεδιών απο κινούμενα φορτία, Νομος Βιοτ - Savart, Νομος Ampere

Λέξεις κλειδιά

- Μαγνητικό πεδίο, Νόμος Biot - Savart, Νόμος Ampere, μαγνήτιση, μαγνητόνη του Bohr, σπίν, σιδηρομαγνητικα υλικα, παραμαγνητικά υλικά, διαμαγνητικά υλικά, θερμοκρασία Curie.

Περιεχόμενα ενότητας

- Πηγές μαγνητικού πεδίου
- Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός
- Νόμος Biot - Savart
- Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός
- Νόμος Gauss για τον μαγνητισμό
- Δύναμη μεταξύ παράλληλων ρευματοφόρων αγωγών
- Μαγνητικό πεδίο κυκλικού βρόχου
- Νόμος του Ampere
- Μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς
- Μαγνητικό πεδίο δαχτυλοειδούς σωληνοειδούς
- Μαγνητικά υλικά

Νόμος Biot - Savart

Jean-Baptiste Biot
1774 – 1862

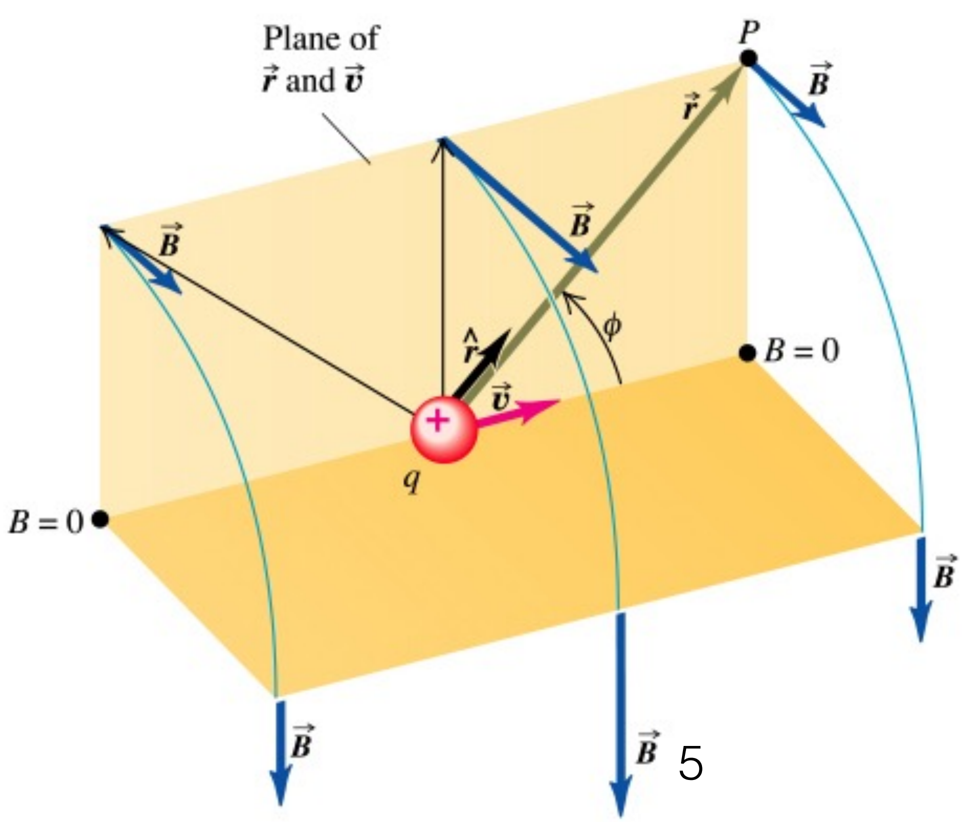
Félix Savart
1791 – 1841

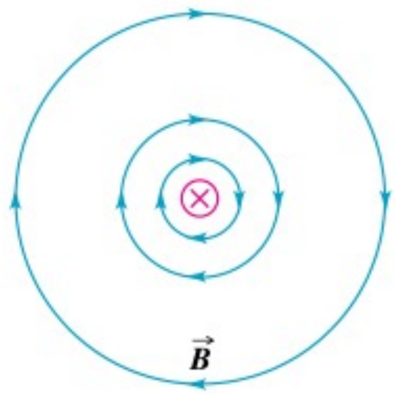
- Τα μαγνητικά πεδία δημιουργούνται και από κινούμενα ηλεκτρικά φορτία.

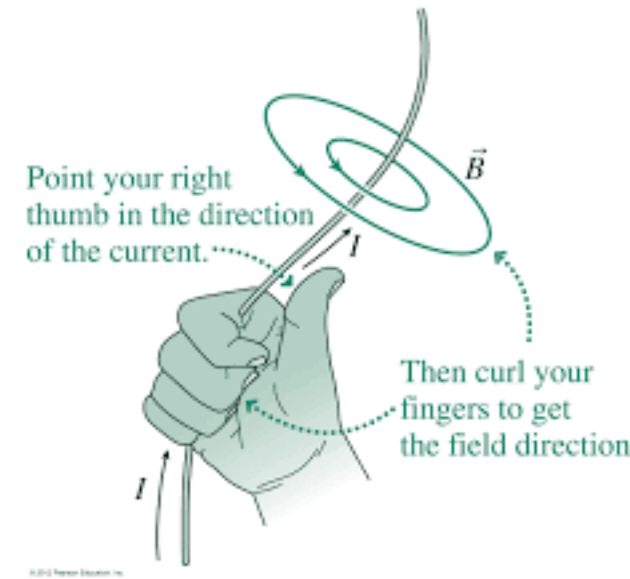
- Το μαγνητικού πεδίου που δημιουργεί κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο +q ταχύτητας $\vec{v}$ στο σημείο P είναι:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q\vec{v}\times\hat{r}}{r^2}$$

Όπου το μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}$ εχει κατεύθυνση απο το σημείο πηγής q προς το σημείο παρατήρησης P.







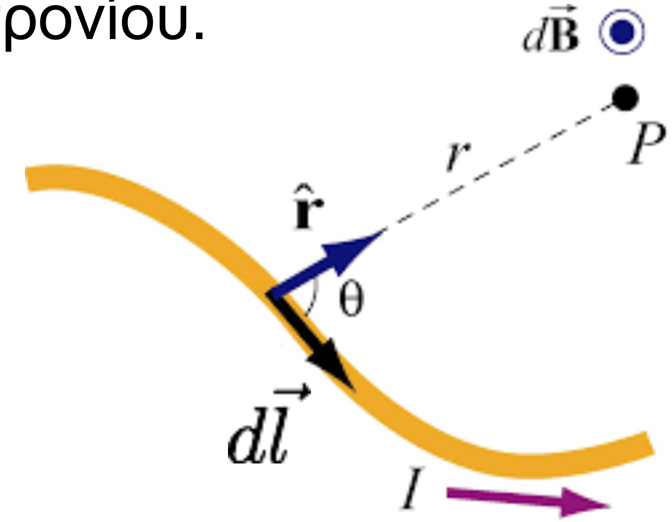
Νόμος Biot - Savart

- Έστω ρευματοφόρος αγωγός απειροστού μήκους $d\vec{l}$ και διατομής A. Ο αγωγός διαρέεται απο ηλεκτρικό ρεύμα I.

- Έστω n φορτία ανα μονάδα όγκου. Το ολικό φορτίο dq στον απειροστό αγωγό ειναι:

$$dq = nq_eV = nq_eAdl$$

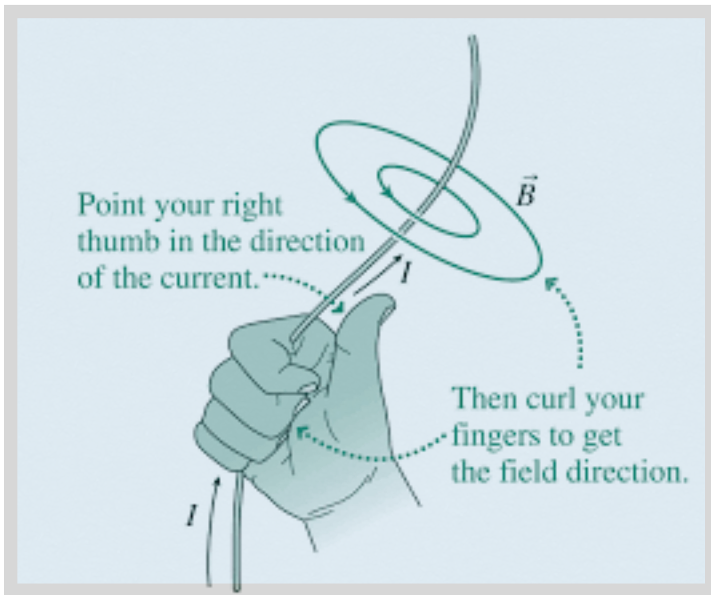
, όπου q_e το φορτίο του ηλεκτρονίου.



- Το ολικό φορτίο ειναι ισοδύναμο με ένα φορτίο dq που κινείται με ταχύτητα ίση με την ταχύτητα διολίσθησης v_d

- Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται απο το φορτίο dq είναι:

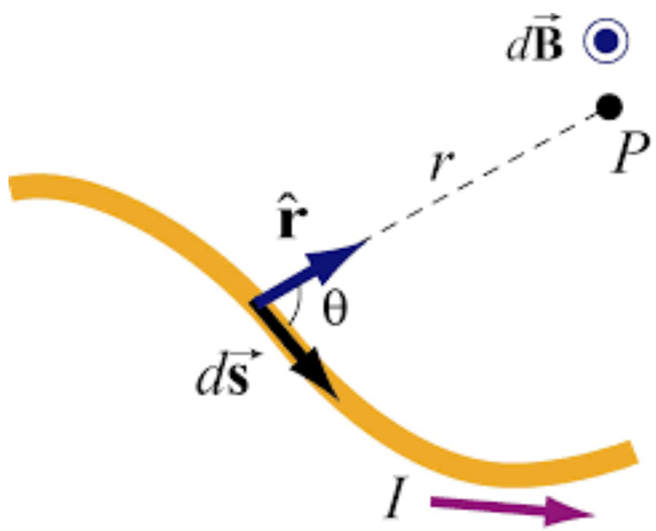
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dq|\vec{u}_d \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dq\ u_d \sin\theta}{r^2}$$



Νόμος Biot - Savart

- Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται απο το φορτίο dq είναι:

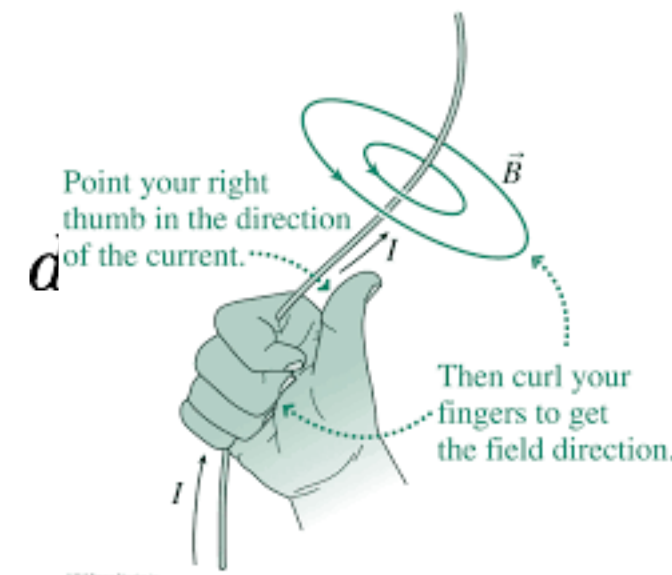
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dq\ v_d \sin\theta}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{(nq_eAdl)\ v_d \sin\theta}{r^2}$$



- Όμως $\quad I = \dfrac{dq}{dt} = \dfrac{nq_eAdl}{dt} = nq_eAu_d$

- Άρα: $\quad dB = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{Idl\sin\theta}{r^2}$

- Σε διανυσματική μορφή:

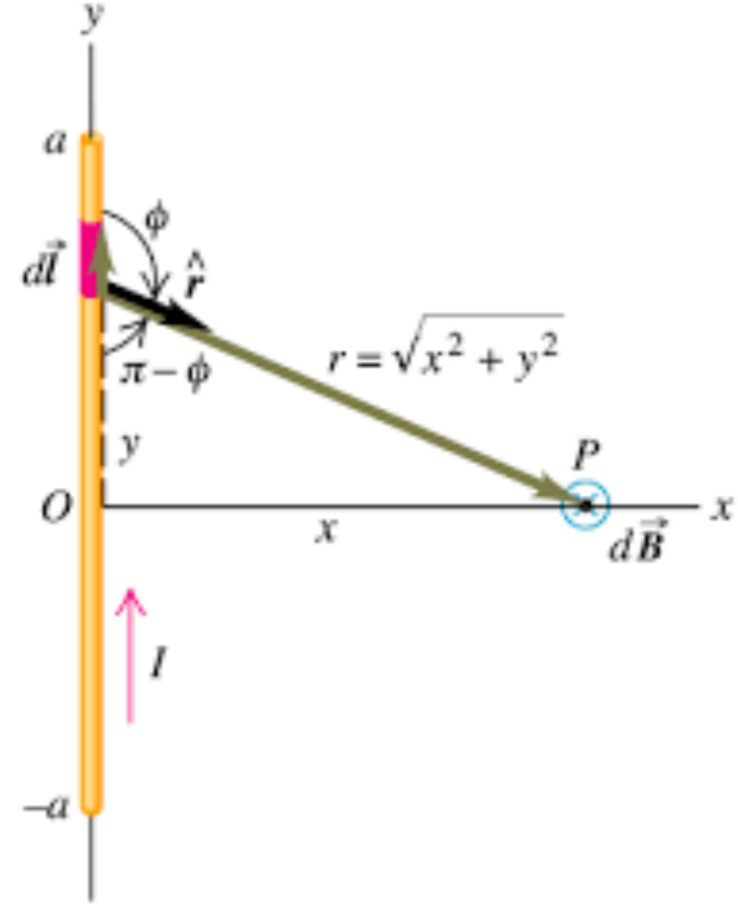


$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Id\vec{l} \times \hat{r}}{r^2}$$

Νόμος Biot - Savart

Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός

Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός μήκους 2α, ο οποίος διαρεέται απο ρεύμα έντασης Ι.



- Ο απειροστός αγωγός δημιουργεί μαγνητικο πεδίο στο σημείο P μέτρου:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I|d\vec{l} \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dy \sin\phi}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{x dy}{(x^2+y^2)^{3/2}}$$

- Ολοκληρώνοντας έχουμε:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_{-\alpha}^{\alpha}\frac{x dy}{(x^2+y^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{2\alpha}{x\sqrt{x^2+\alpha^2}}$$

$$d\vec{l} = d\vec{y}$$

$$\sin\phi = \sin(\pi - \phi) = \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}}$$

- Στην περίπτωση οπου ο αγωγός έχει άπειρο μήκος $2\alpha \to \infty$ τότε $\sqrt{x^2+\alpha^2} \to \alpha$ και η άνωθεν σχέση απλουστεύεται:

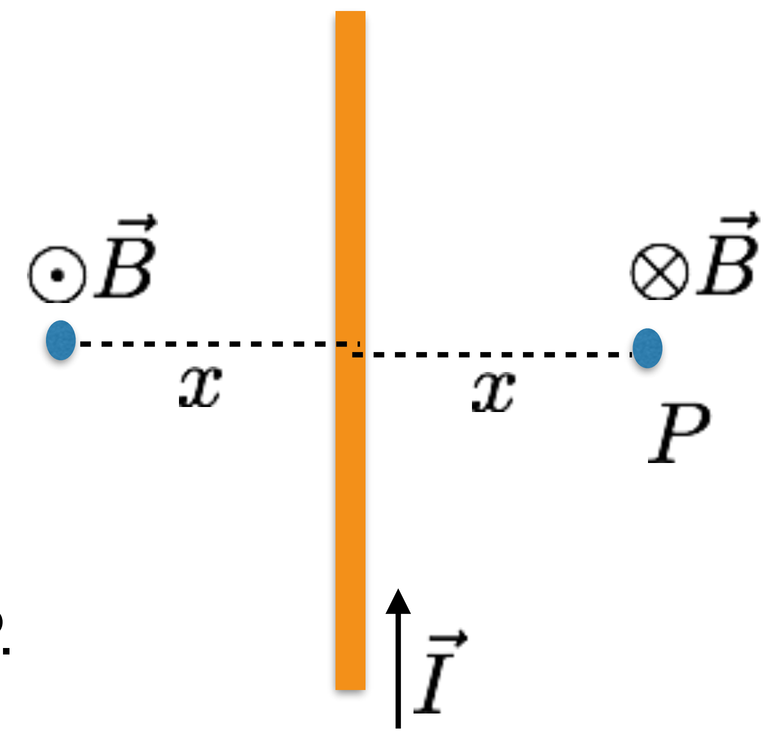
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$$

Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός

- Το μέτρο του μαγνητικου πεδίου που δημιουργείται γύρω απο αγωγό απείρου μήκους στο σημειο P είναι:

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

Όπου χ η ελάχιστη απόσταση απο τον αγωγό έως το σημειο P.

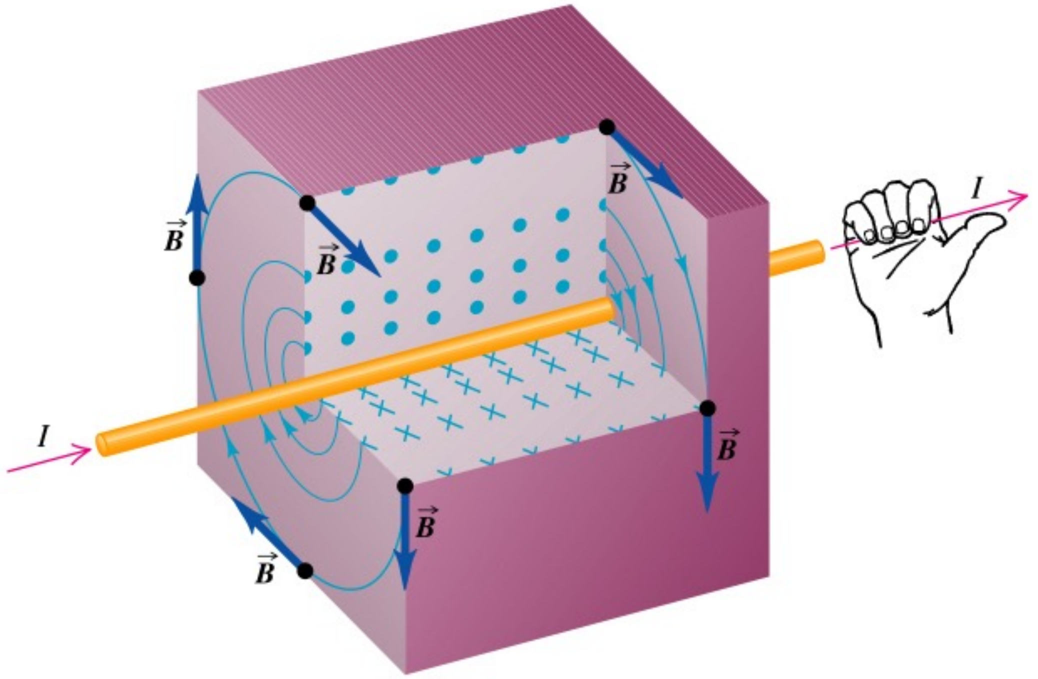


- **Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές:**

 - Είναι κύκλοι ομόκεντροι του σύρματος

 - Ανήκουν σε επίπεδα κάθετα στο σύρμα

- **Προσδιορίζουμε την κατεύθυνση του πεδίου χρησιμοποιώντας τον κανόνα του δεξιού χεριού** (βλ. σχήμα).



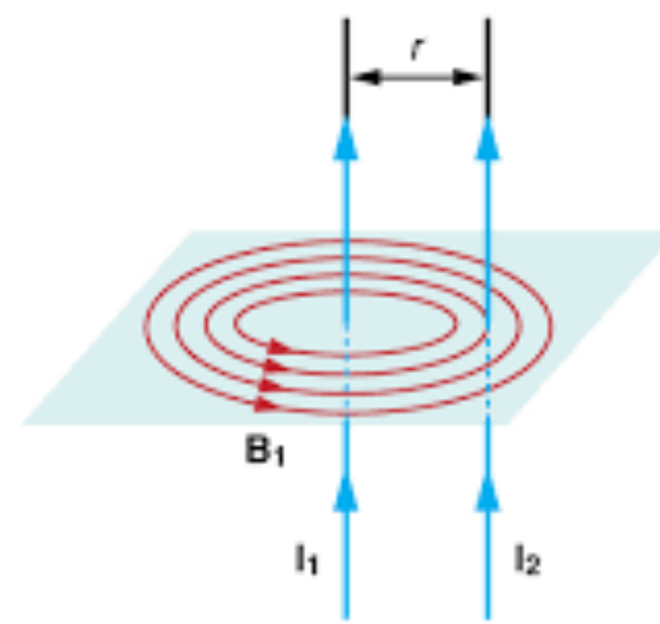
Δύναμη μεταξύ παράλληλων ρευματοφόρων αγωγών

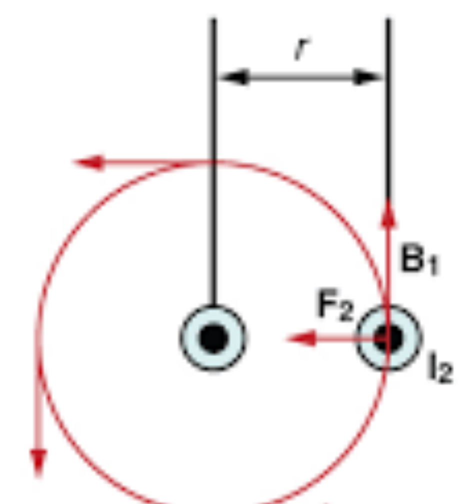
Έστω δυο ρευματοφόροι αγωγοί μεγάλου μήκους. Οι αγωγοί βρίσκονται σε απόσταση r μεταξύ τους. και διαρρέονται απο ρεύματα εντάσεως I_1 και I_2 σύμφωνα με το σχήμα.

- Κάθε αγωγός βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται απο τον άλλο αγωγό και ώς εκ τούτου δέχεται μαγνητική δύναμη.
- Ο αγωγός στα δεξιά βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδιο μέτρου: $$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r}$$
- Άρα δέχεται ελκτική δύναμη μέτρου: $$F_2 = I_2 L B_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi r}$$
- Ομοίως ο αγωγός στα αριστερά θα δέχεται ελκτική δύναμη ίδιου μέτρου:

$$F_1 = I_1 L B_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2 L}{2\pi r}$$

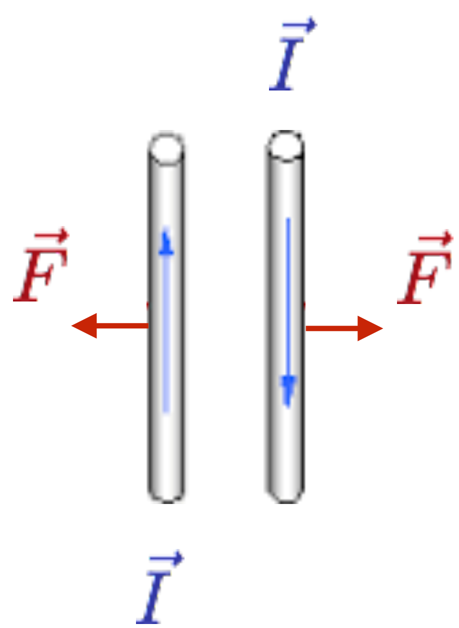
Δυο παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται απο ρεύματα της ίδιας φοράς **έλκονται** μεταξύ τους. Ενω εαν διαρρέονται απο ρεύματα αντίθετης φοράς τότε **απωθούνται** μεταξύ τους.

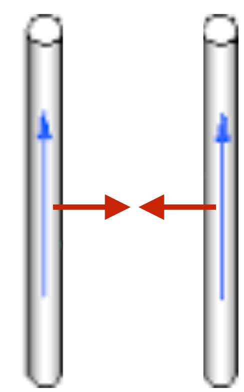


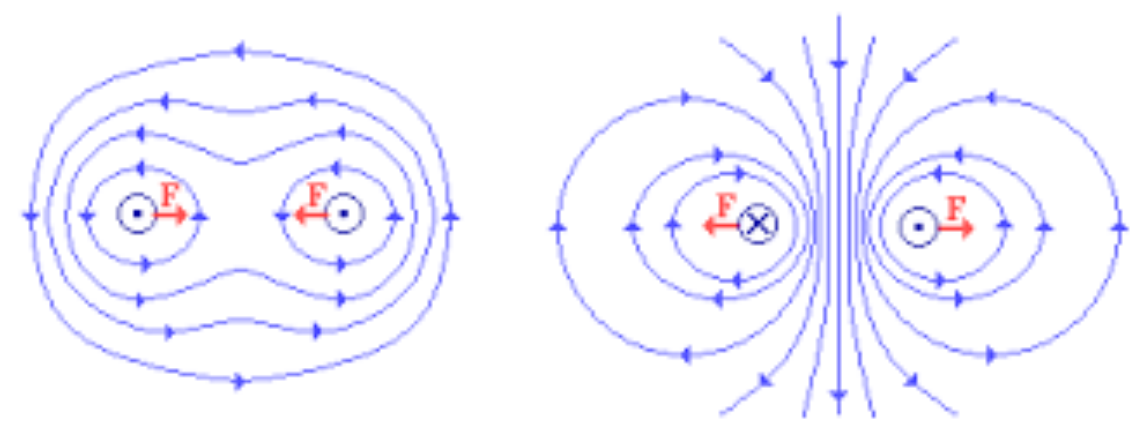


Δύναμη μεταξύ παράλληλων ρευματοφόρων αγωγών

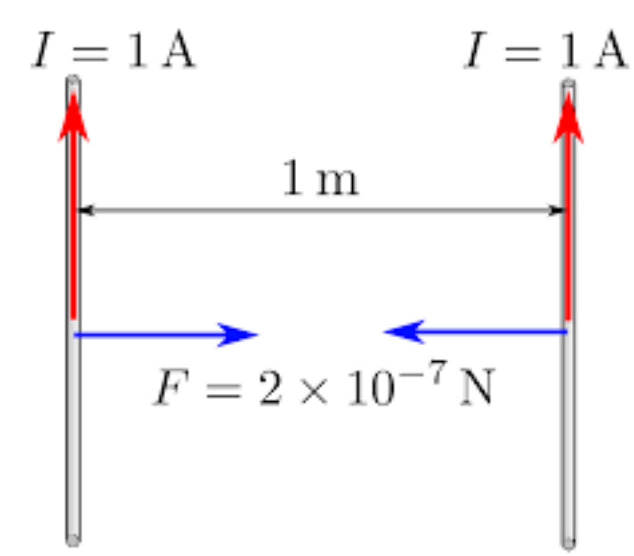
- Ο νόμος του Ampere βασίζεται στο γεγονός οτι δυο παράλληλοι ρευματοφόροι αγωγοί έλκονται ή απωθούνται μεταξύ τους .







- **1 Ampere είναι το σταθερό ρεύμα το οποίο όταν διαρρέει δυο παράλληλους αγωγούς απείρου μήκους σε απόσταση 1m ο ένας απο τον άλλο στο κενό, προκαλεί στον καθένα δύναμη ανα μονάδα μήκους ίση με** $2\ 10^{-7} N/m$ **.**



Μαγνητικό πεδίο κυκλικού βρόχου

Έστω κυκλικός αγωγός ακτίνας α , που διαρρέεται απο ρεύμα έντασης Ι σύμφωνα με το σχήμα.

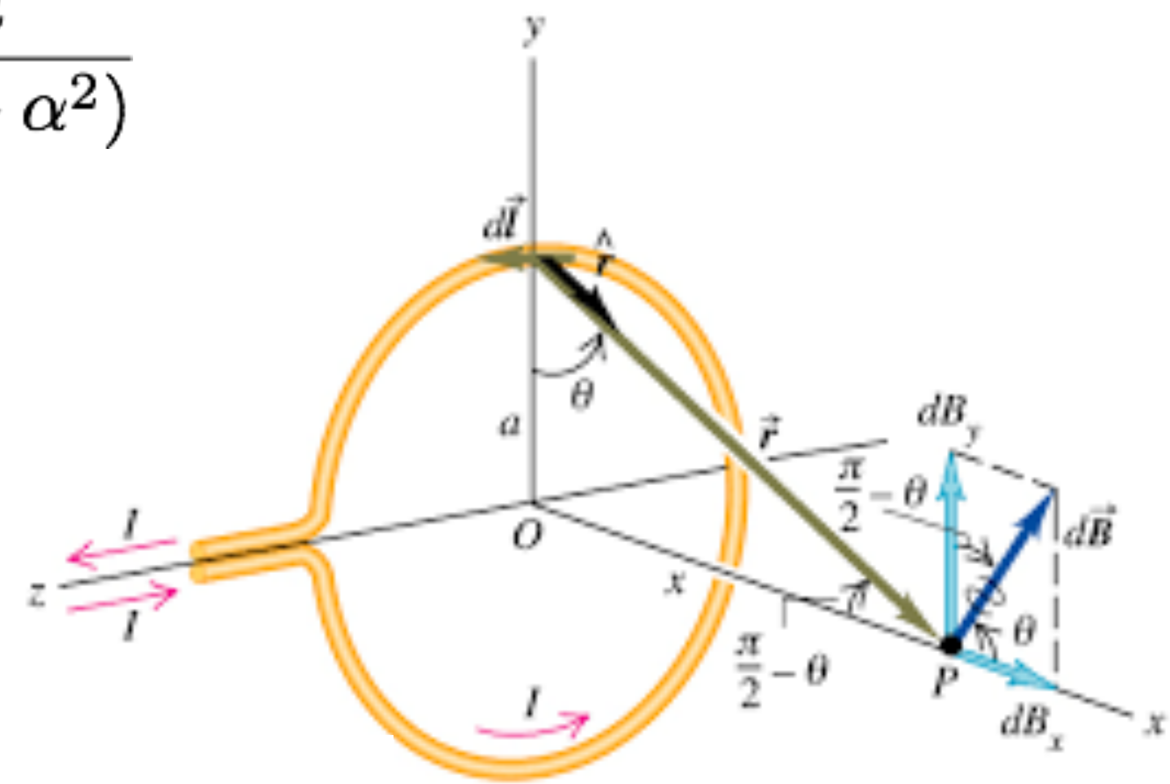
- Το μαγνητικό πεδίο σε σημείο P θα υπολογιστεί σύμφωνα με τον νομο Biot - Savart. Υποθέτω απειροστό τμήμα του βρόχου μήκους dl το οποίο δημιουργεί μαγνητικό πεδιο $d\vec{B}$ στο σημειο P. Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου είναι:

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{|d\vec{l} \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{dl}{(x^2+\alpha^2)}$$

- Με συνιστώσες:

$$dB_x = dB\cos\theta = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dl}{(x^2+\alpha^2)}\frac{\alpha}{\sqrt{x^2+\alpha^2}}$$

$$dB_y = dB\sin\theta = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{dl}{(x^2+\alpha^2)}\frac{x}{\sqrt{x^2+\alpha^2}}$$



- Λόγω της κυλινδρικής συμμετρίας οι συνιστώσες dB_y αλληλοαναιρούνται.

$$r = \sqrt{x^2+\alpha^2}$$

Μαγνητικό πεδίο κυκλικού βρόχου

- Για να υπολογίσουμε το συνολικό μαγνητικό πεδίο θα χρειαστεί να ολοκληρώσουμε:

$$B = \int dB_x = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{dl}{(x^2+\alpha^2)} \frac{\alpha}{\sqrt{x^2+\alpha^2}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I\alpha}{(x^2+\alpha^2)^{3/2}} \int dl$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I\alpha}{(x^2+\alpha^2)^{3/2}} 2\pi\alpha \quad = \frac{\mu_0 I \alpha^2}{2(x^2+\alpha^2)^{3/2}}$$

$$\int dl = 2\pi\alpha$$

- Στο κέντρο του βρόχου (x=0) το μαγνητικό πεδίο θα έχει μέτρο: $B_{(x=0)} = \dfrac{\mu_0 I}{2\alpha}$

- Στην περίπτωση που αντί για μια σπείρα έχουμε πηνίο N σπειρών, το μαγνητικό πεδίο στο σημείο P θα είναι:

$$B = NB = \frac{\mu_0 N I \alpha^2}{2(x^2+\alpha^2)^{3/2}}$$

Νόμος Gauss για τον μαγνητισμό

- Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι πάντοτε συνεχείς καμπύλες δίχως αρχή και τέλος (ανεξάρτητα απο το σχήμα του αγωγού που δημιουργεί το μαγνητικό πεδίο).

- Με άλλα λόγια η ολική εξερχόμενη μαγνητική ροή απο μια κλειστή επιφάνεια ισούται πάντοτε με το μηδέν (Νόμος Gauss για τον μαγνητισμό).

- Η μαθηματική διατύπωση του νόμου του Gauss για τον μαγνητισμό είναι:

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

Δεν υπάρχουν στην φύση μεμονωμένα μαγνητικά φορτία (μαγνητικά μονόπολα).

Νόμος του Ampere

André-Marie Ampère
(1775–1836)

- Ο νόμος του Ampere για τα μαγνητικά πεδία ειναι ανάλογος με τον νόμο του Gauss για τα ηλεκτρικά πεδία.

- Ο νόμος του Ampere Χρησιμοποιείται για την εύρεση των μαγνητικών πεδίων που δημιουργούν κατανόμες ρευμάτων μεγάλης συμμέτριας.

- Η μαθηματική διατύπωση του νόμου του Ampere είναι:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc}$$

Όπου:

$\oint$, το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα γύρω απο μια κλειστή καμπύλη (δρόμος ολοκλήρωσης)

$\vec{B}$, το μαγνητικό πεδίο

$d\vec{l}$, το απειροστού μήκους τμήμα της κλειστής καμπύλης

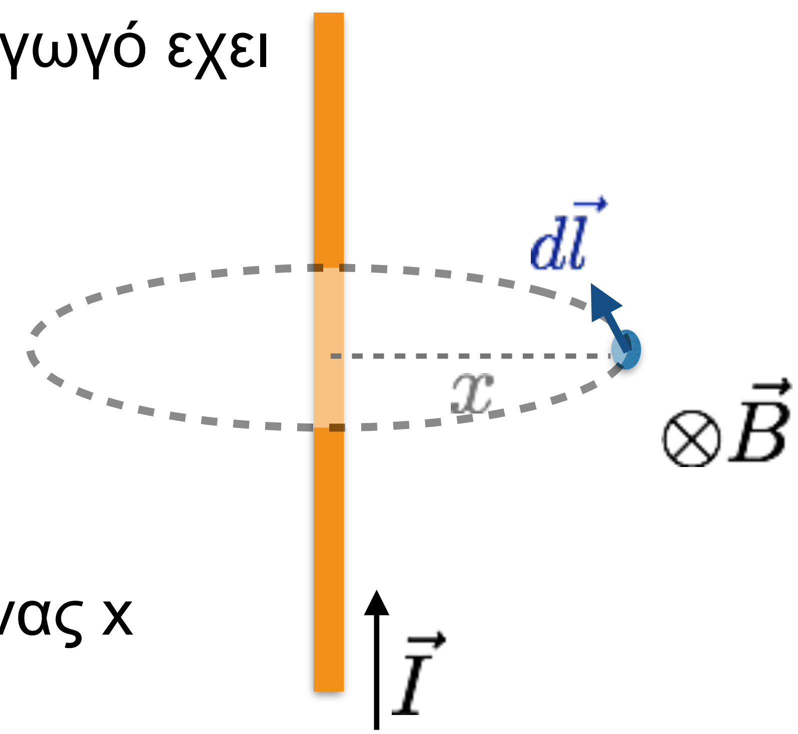
I_{enc} , το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων που διέρχεται μεσα απο την κλειστή καμπύλη.

Νόμος του Ampere

- Ο νόμος του Ampere εμπεριέχει το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$

- Θεωρούμε ευθύγραμμο αγωγό απείρου μήκους (βλ. σχήμα). Το μέτρο της έντασης του μαγνητικού πεδίου σε απόσταση χ απο τον αγωγό εχει υπολογιστεί ώς:

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



- Το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του $\vec{B}$ κατα μήκος κύκλου ακτίνας x είναι:

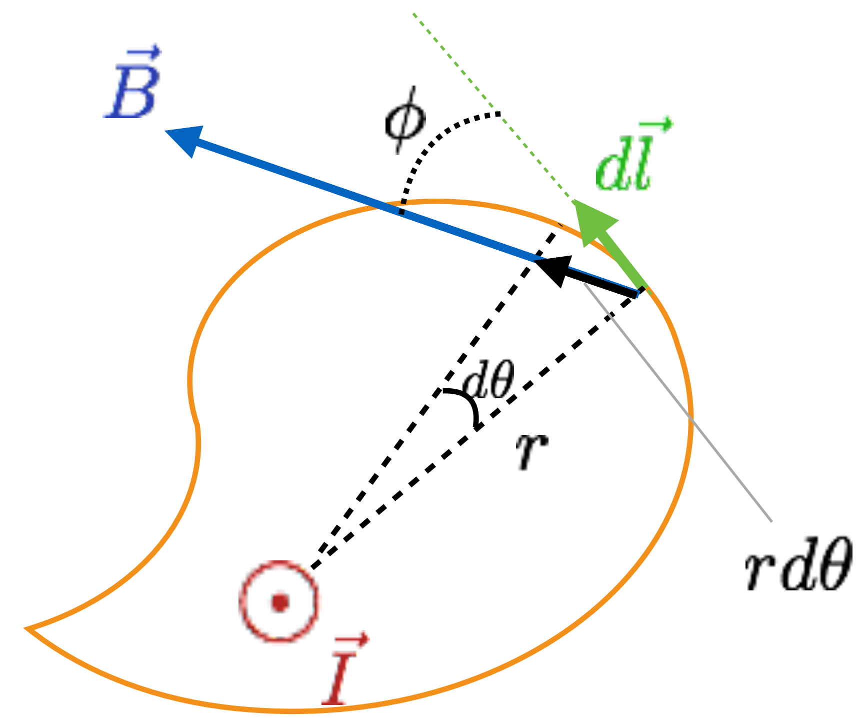
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint B dl = B \int dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \int dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} 2\pi r = \mu_0 I$$

- Αποδείξαμε πως το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα ισούται με μ_0 επί την ένταση του ρεύματος το οποίο διέρχεται απο την επιφάνεια ολοκλήρωσης.

Νόμος του Ampere

- Μπορούμε να καταλήξουμε στο ίδιο συμπέρασμα με μια πιο γενικευμένη εκδοχή.

- Έστω ρευματοφόρος αγωγός κάθετος στο επίπεδο της σελίδας ο οποίος διαρρέεται απο ρεύμα έντασης I (βλ. σχήμα).



$$dl\cos\phi = rd\theta$$

- Ισχύει:

$$\vec{B}\cdot d\vec{l} = Bdl\cos\phi = Brd\theta \ = \frac{\mu_0 I}{2\pi}(rd\theta)$$

- Άρα:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \int \frac{\mu_0 I}{2\pi r}(rd\theta) = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\int d\theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi}(2\pi) = \mu_0 I$$

- Εάν το ρεύμα του αγωγού έχει αντιθετη φορα απο αυτη του σχήματος, το ολοκλήρωμα θα είναι αρνητικό.

Νόμος του Ampere

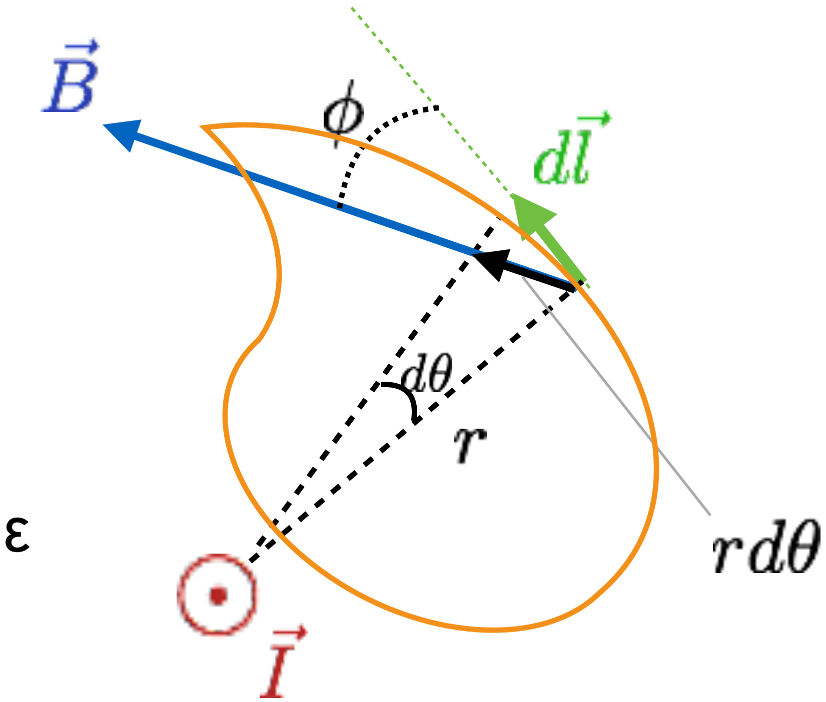
- Εάν ο δρόμος ολοκλήρωσης δεν εμπεριέχει τον αγωγό, τότε η ολική μεταβολή του θ κατα την διαγραφή ολόκληρου του δρόμου ειναι μηδέν.

$$\int d\theta = 0$$

- Αρα το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα μηδενίζεται.

- Εάν περισσότεροι απο ένας αγωγοί περικλείονται στον δρόμο ολοκλήρωσης τότε, το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα ισούται με μ_0 επι το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων.

- Για τον προσδιορισμό των προσήμων των ρευμάτων χρησιμοποιούμε την ακόλουθη μέθοδο: προσανατολίζουμε τα δάχτυλα του δεξιού χεριού ώστε να δείχνουν κατά την φορά της ολοκλήρωσης που επιλέξαμε. Ο αντίχειρας ορίζει την θετική φορά για τα ρεύματα.



$$dl \cos\phi = rd\theta$$

Νόμος του Ampere

Έστω κυλινδρικός αγωγός ακτίνας R μεγάλου μήκους που διαρρέεται απο ρεύμα έντασης I.

- Για να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο στο **εσωτερικό του αγωγού** και σε απόσταση r απο το κέντρο, θα εφαρμόσουμε τον νόμο του Ampere. Επιλέγουμε ως δρόμο ολοκλήρωσης κύκλο ακτίνας $r < R$.

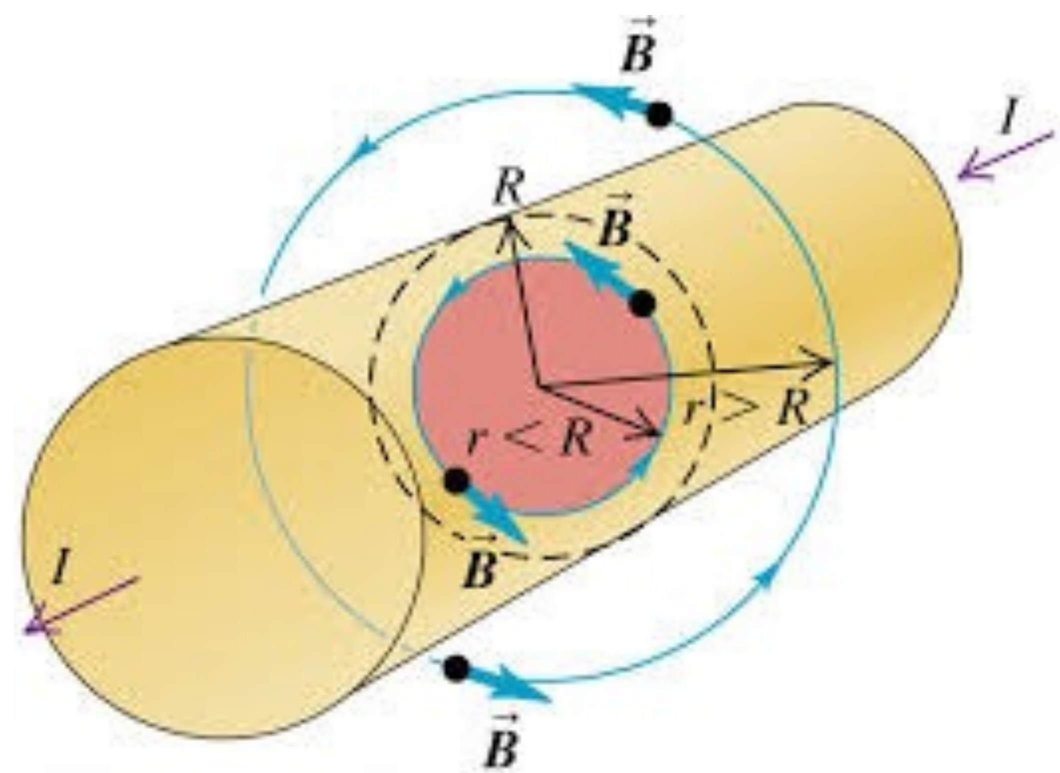
- Έστω J η επιφανειακή πυκνότητα ρεύματος. Το ρεύμα που περικλείεται απο την κλειστή καμπύλη διατομής A θα είναι:

$$I_{enc} = JA = \frac{I}{\pi R^2}\pi r^2 = I\frac{r^2}{R^2}$$

- Σύμφωνα με τον νόμο του Ampere:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow \oint B dl = \mu_0 I_{enc} \rightarrow$$

$$\rightarrow B 2\pi r = \frac{\mu_0 I r^2}{R^2} \rightarrow B = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\frac{r}{R^2}$$

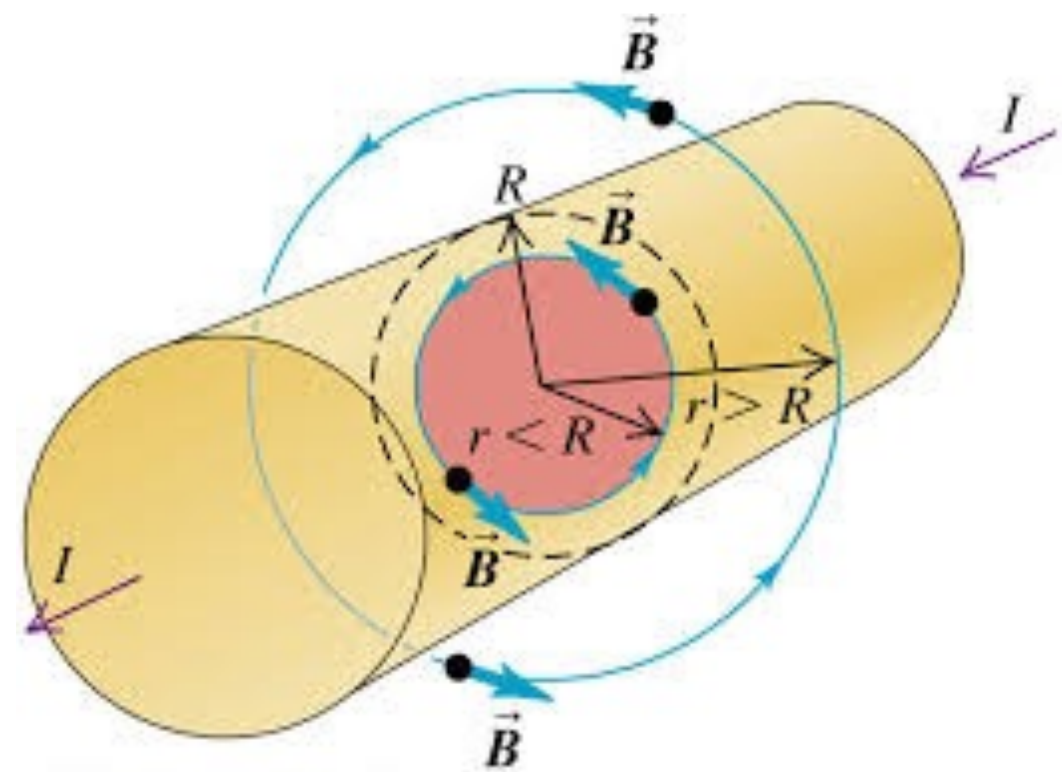


Νόμος του Ampere

- Για να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο στο **εξωτερικό του αγωγού** και σε απόσταση r απο το κέντρο, θα εφαρμόσουμε τον νόμο του Ampere. Επιλέγουμε ως δρόμο ολοκλήρωσης κύκλο ακτίνας r > R .

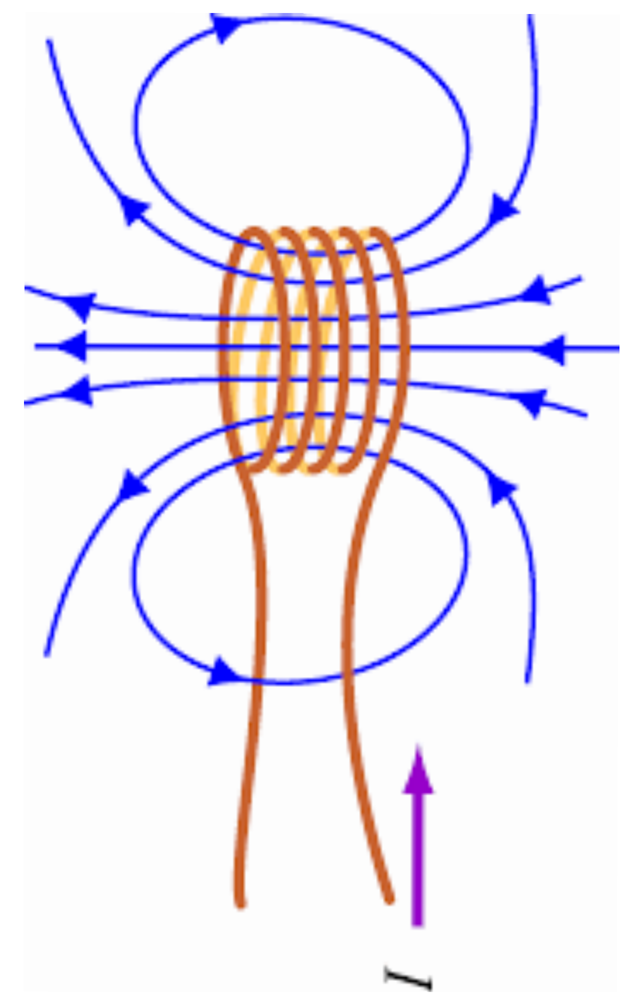
- Σύμφωνα με τον νόμο του Ampere:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow \oint B dl = \mu_0 I_{enc} \rightarrow B 2\pi r = \mu_0 I \rightarrow B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$



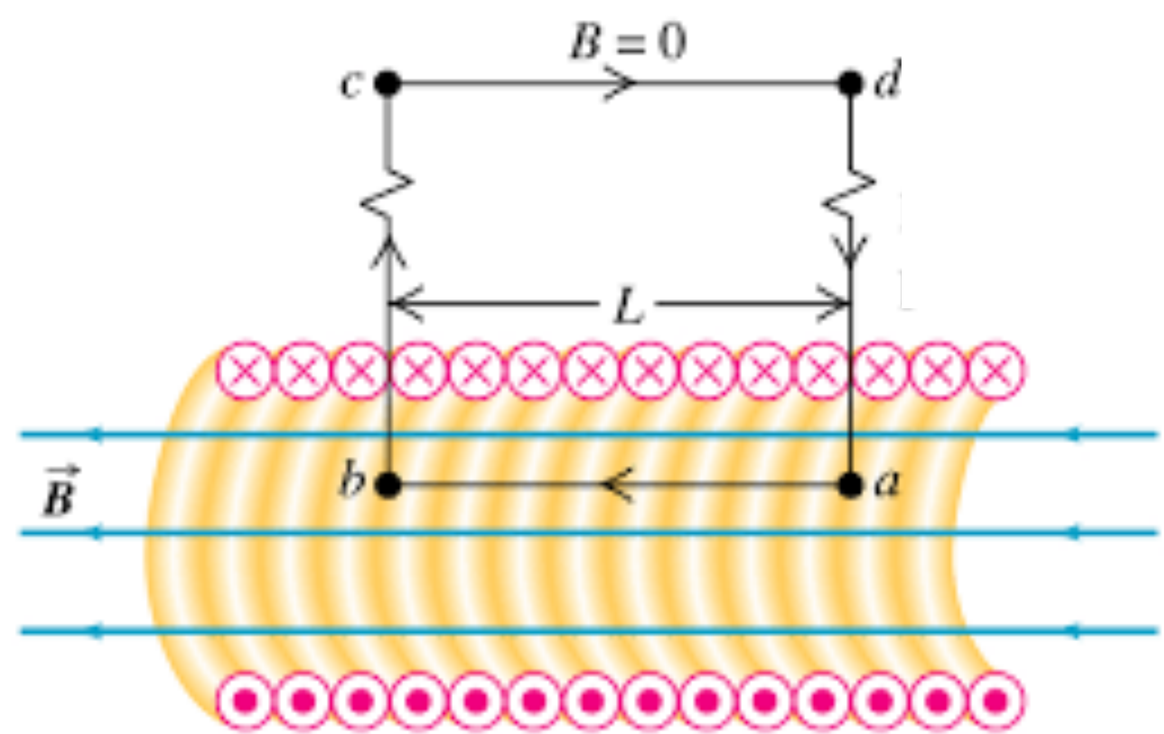
Μαγνητικό πεδίο σωληνοειδούς

Έστω σωληνοειδές το οποίο αποτελείται απο n σπείρες ανα μονάδα μήκους και διαρρέεται απο ρεύμα έντασης I.

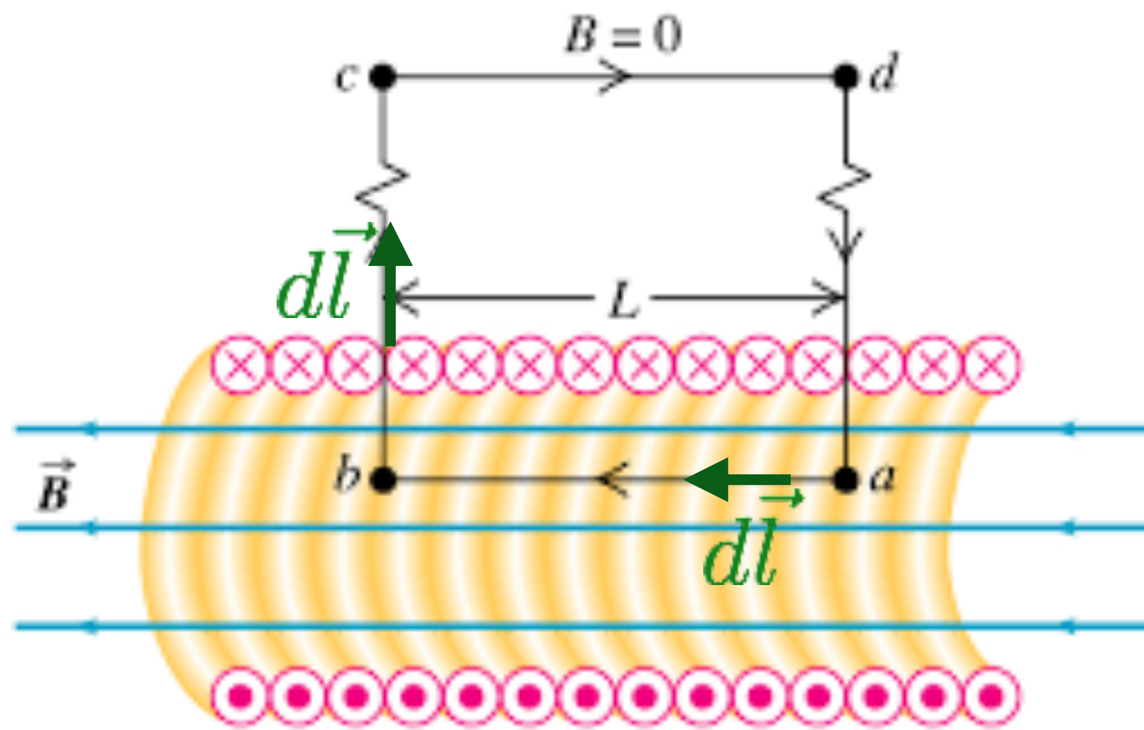


- Εάν το μήκος του σωληνοειδούς ειναι μεγάλο σε σχέση με την διάμετρο του, τοτε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται στο κέντρο του ειναι σχεδόν ομογενές.

- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο στο κέντρο του σωληνοειδούς θα εφαρμόσουμε τον νόμο του Ampere. Ως δρόμο ολοκλήρωσης επιλέγουμε το ορθογώνιο abcd



Μαγνητικο πεδίο σωληνοειδούς



- Οι πλευρές ab και cd είναι παράλληλες με τον άξονα του σωληνοειδούς με μήκος L.
- Οι πλευρές bc και da έχουν μεγάλο μήκος σε σχέση με την διάμετρο του σωληνοειδούς. Ώστε η πλευρά cd να βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση απο τον άξονα του σωληνοειδούς.
- Κατα μήκος της πλευράς ab ισχύει:

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \oint B dl = B \oint dl = BL$$

- Κατα μήκος των πλευρών bc και da ισχύει:

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

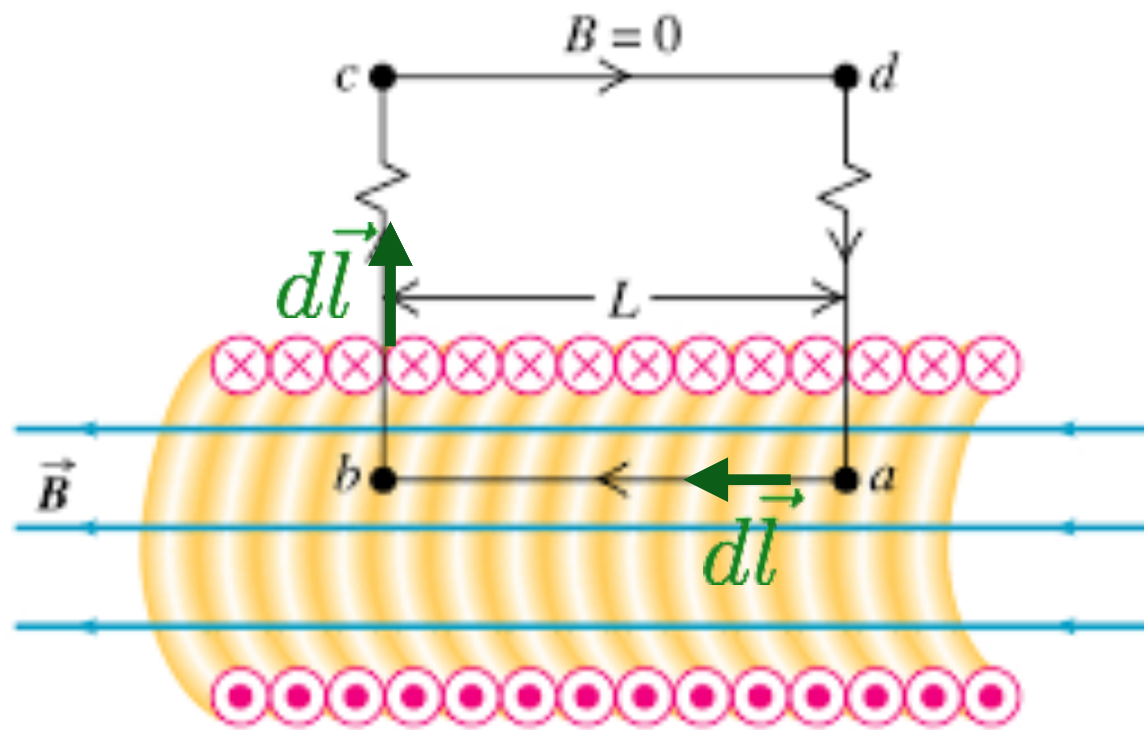
- Κατα μήκος της πλευράς cd ισχύει:

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

Μαγνητικο πεδίο σωληνοειδούς

- Επομένως το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα κατά μήκος όλου του δρόμου ολοκλήρωσης abcd είναι:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = BL$$



- Ο συνολικός αριθμός σπειρών σε μήκος L είναι nL. κάθε σπείρα διαρρέεται απο ρεύμα ένασης I. Άρα το ολικό ρεύμα που που διέρχεται μέσα απο τον δρόμο ολοκλήρωσης είναι:

$$I_{enc} = nLI$$

- Σύμφωνα με τον νόμο του Ampere:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow BL = \mu_0 nLI \rightarrow B = \mu_0 nI$$

Μαγνητικο πεδίο δακτυλιοειδούς σωληνοειδούς

Έστω δακτυλιοειδές σωληνοειδές (τοροειδές πηνίο) ακτίνας r το οποίο αποτελείται απο n σπείρες και διαρρέεται απο ρεύμα έντασης I.

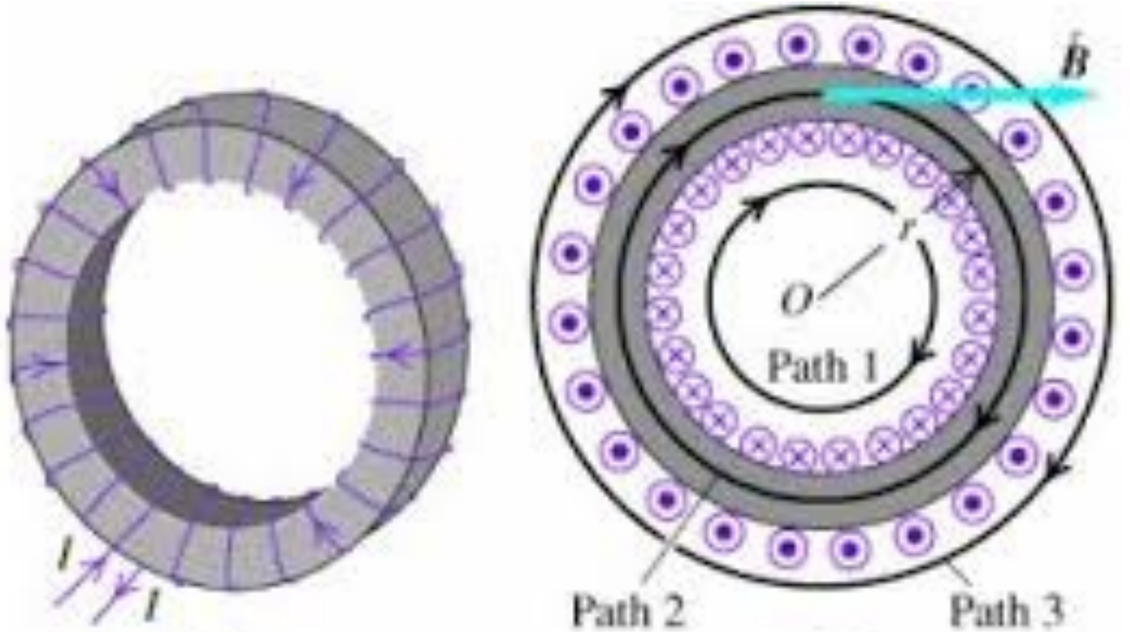
- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο:

I. μέσα στο σωληνοειδές

II. στον χώρο μεταξύ των σπειρών

III. έξω απο το σωληνοειδές

θα εφαρμόσουμε τον νόμο του Ampere. Ως δρόμο ολοκλήρωσης για κάθε περίπτωση επιλέγουμε την αντίστοιχη μάυρη καμπύλη (path1, path2, path3).

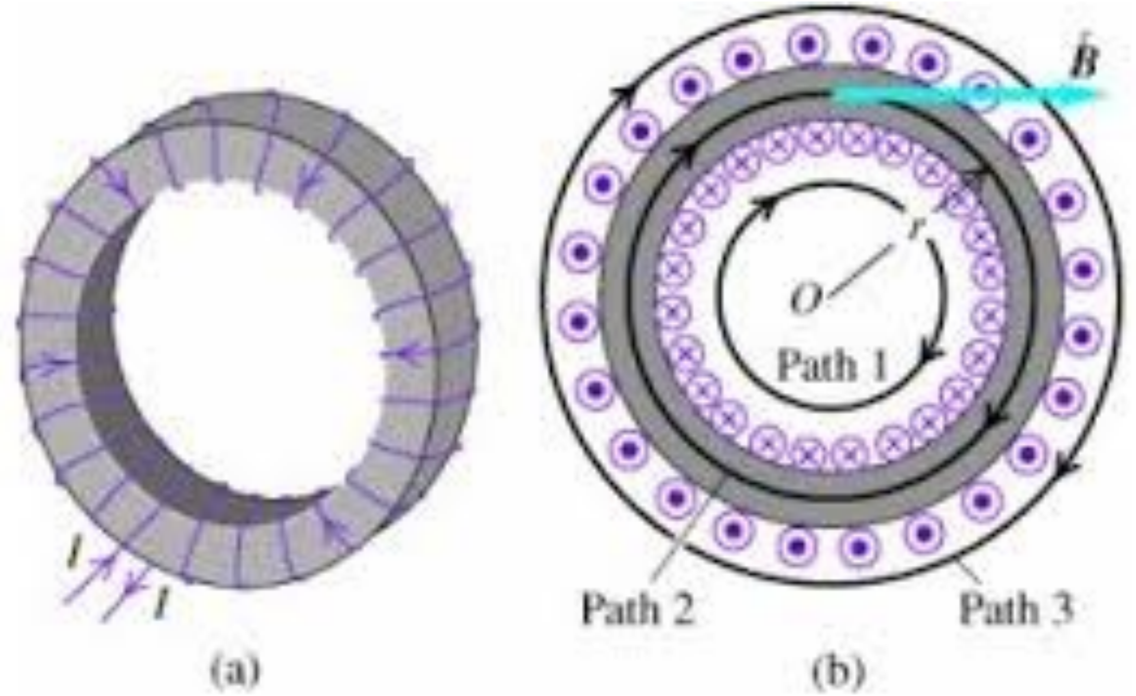


(a) (b)

Μαγνητικο πεδίο δακτυλιοειδούς σωληνοειδούς

- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο μέσα στο σωληνοειδές επιλέγουμε την καμπύλη 1 (path 1).

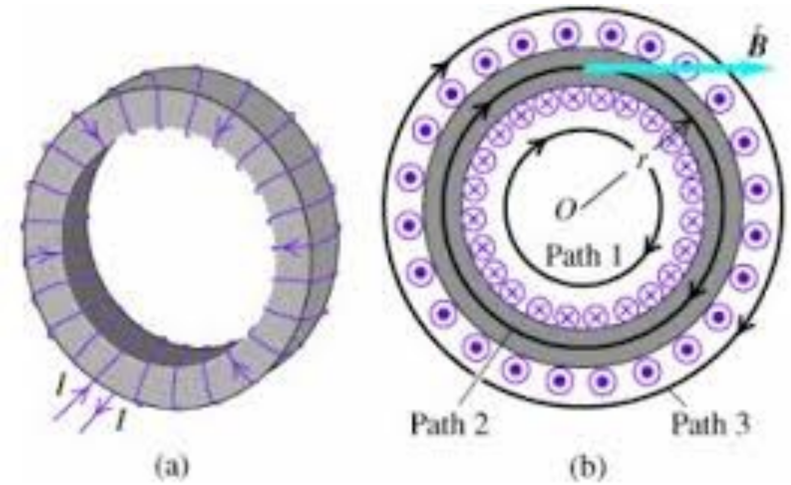
- Παρατηρούμε πως ο δρόμος ολοκλήρωσης δεν περικλείει κάποιο ρεύμα. Άρα σύμφωνα με τον νόμο του Ampere το μαγνητικό πεδιο θα είναι μηδενικο:



$$\oint \vec{B}_1 \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow \oint \vec{B}_1 \cdot d\vec{l} = 0 \rightarrow B_1 = 0$$

Μαγνητικο πεδίο δακτυλιοειδούς σωληνοειδούς

- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο έξω στο σωληνοειδές επιλέγουμε την καμπύλη 3 (path 3).

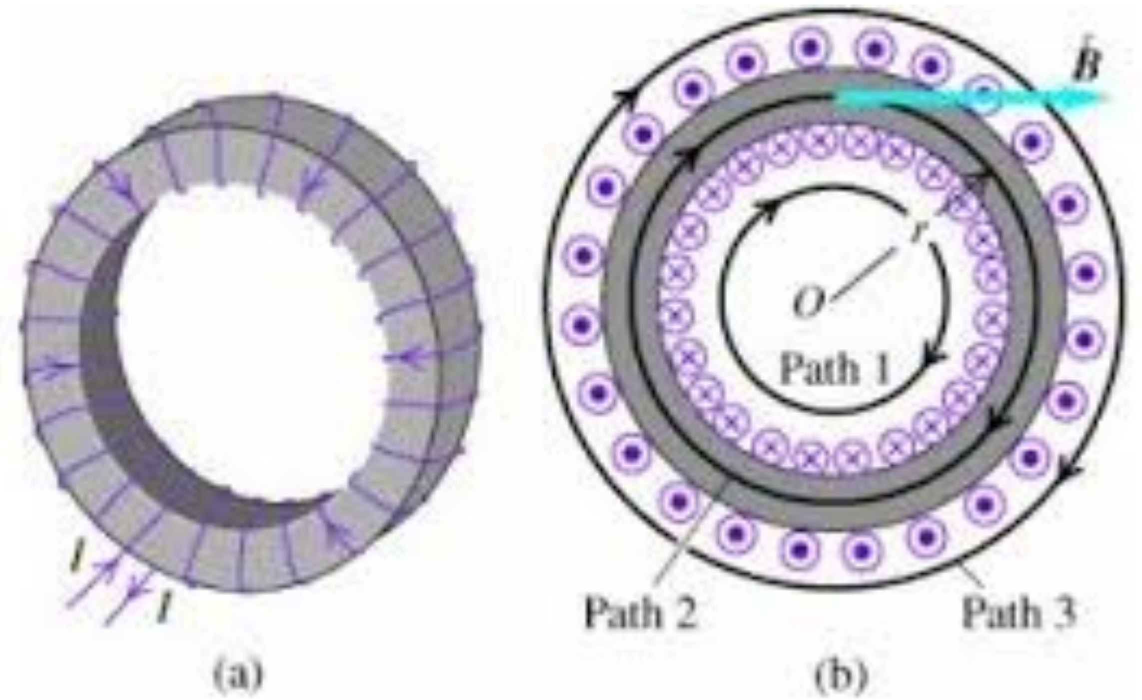


- Κάθε ρεύμα διαπερνά τον δρόμο ολοκλήρωσης δύο φορες σε αντίθετες κατευθύνσεις. Άρα το ολικό ρεύμα που περικλείεται ειναι μηδενικό. Οπότε το μαγνητικό πεδίο θα είναι μηδενικό:

$$\oint \vec{B}_3 \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow \oint \vec{B}_3 \cdot d\vec{l} = 0 \rightarrow B_3 = 0$$

Μαγνητικο πεδίο δακτυλιοειδούς σωληνοειδούς

- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο ανάμεσα στις σπείρες του σωληνοειδούς επιλέγουμε την καμπύλη 2 (path 2).



- Για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο ανάμεσα στις σπείρες του σωληνοειδούς επιλέγουμε την καμπύλη 2 (path 2) με ακτίνα r. Για το επικαμύλιο ολοκλήρωμα ισχύει:

$$\oint \vec{B}_2 \cdot d\vec{l} = \oint B_2 dl = B_2 \oint dl = B_2 2\pi r$$

- Η κάθε σπείρα διαπερνά μια μονο φορά την καμπύλη 2. Το ολικό ρεύμα που περικλείει η καμπύλη είναι: $I_{enc} = nI$

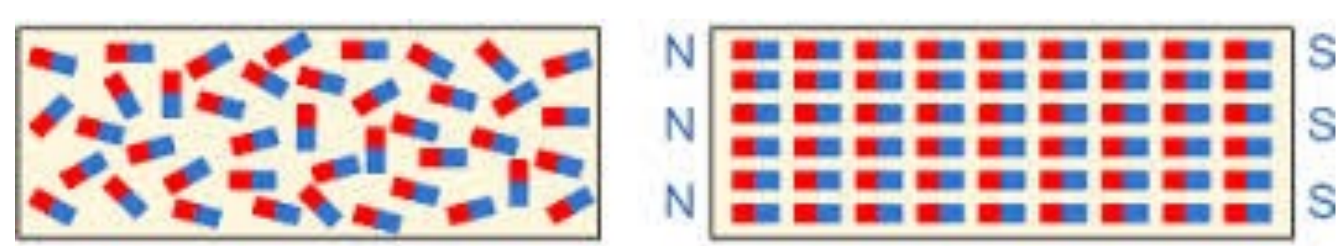
- Σύμφωνα με τον νόμο του Ampere:

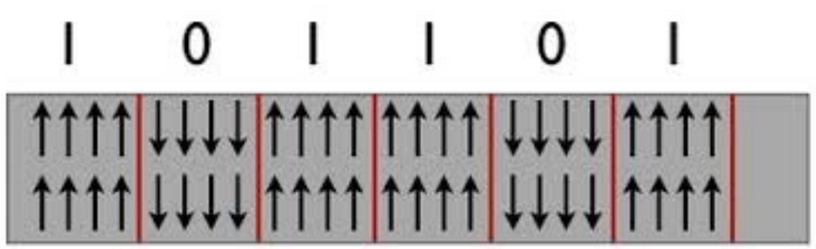
$$\oint \vec{B}_2 \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{enc} \rightarrow B_2 2\pi r = \mu_0 n I \rightarrow B_2 = \frac{\mu_0 n I}{2\pi r}$$

Μαγνητικά υλικά

- Τα άτομα σε κάθε υλικό περιέχουν κινούμενα ηλεκτρόνια. Αυτα δημιουργούν μικροσκοπικούς βρόχους ρευμάτων δημιουργώντας το δικό τους μαγνητικό πεδίο.

- Ένα εξωτερικό πεδίο μπορεί να εξαναγκάσει αυτούς τους μικροσκοπικούς βρόχους στο υλικό να προσανατολιστούν κατα τέτοιο τρόπο ώστε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργούν να “προστίθεται” στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται **μαγνήτιση** του υλικού.



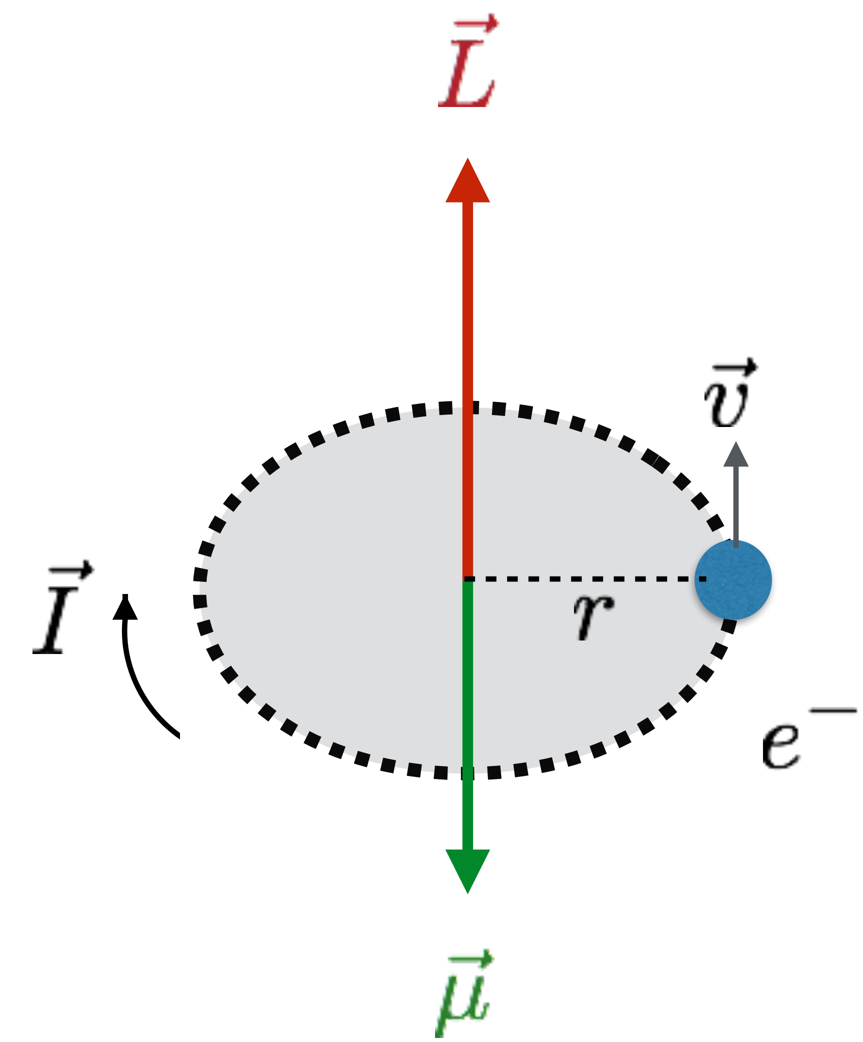


Μαγνητικά υλικά

- Κάθε ηλεκτρόνιο διαγράφει κυκλική τροχιά. Αποτελεί έναν στοιχειώδη **βρόχο ρεύματος**, και άρα έχει μαγνητική ροπή, *μ*, και δημιουργεί μαγνητικό πεδίο (η ένταση του οποίου εξαρτάται από το *μ*).

- Τα διανύσματα $\vec{L}$ και $\vec{\mu}$ έχουν αντίθετη φορά καθώς το ηλεκτρόνιο φέρει αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο.

- Έστω οτι ηλεκτρόνιο κινούμενο σε τροχία ακτίνας r με ταχύτητα $\vec{v}$. Η μαγνητική διπολική ροπη του θα ειναι ίση με **μ=IA** . Όπου A η επιφάνεια του βρόχου.



$$A = \pi r^2$$

- Έστω N ο αριθμός περιστροφών του ηλεκτρονίου:

$$N = \frac{\Delta x}{2\pi r} = \frac{v\Delta t}{2\pi r} \rightarrow \frac{N}{\Delta t} = \frac{v}{2\pi r}$$

- Το ρεύμα που δημιουργεί το ηλεκτρόνιο θα ισούται με τον ***αριθμό περιστροφών του ηλεκτρονίου στην μονάδα του χρόνου*** $\frac{N}{\Delta t}$ επί το ***φορτίο του ηλεκτρονίου***:

$$I = \frac{N}{\Delta t} q = \frac{ev}{2\pi r}$$

Μαγνητικά υλικά

- Αρα η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου ειναι:

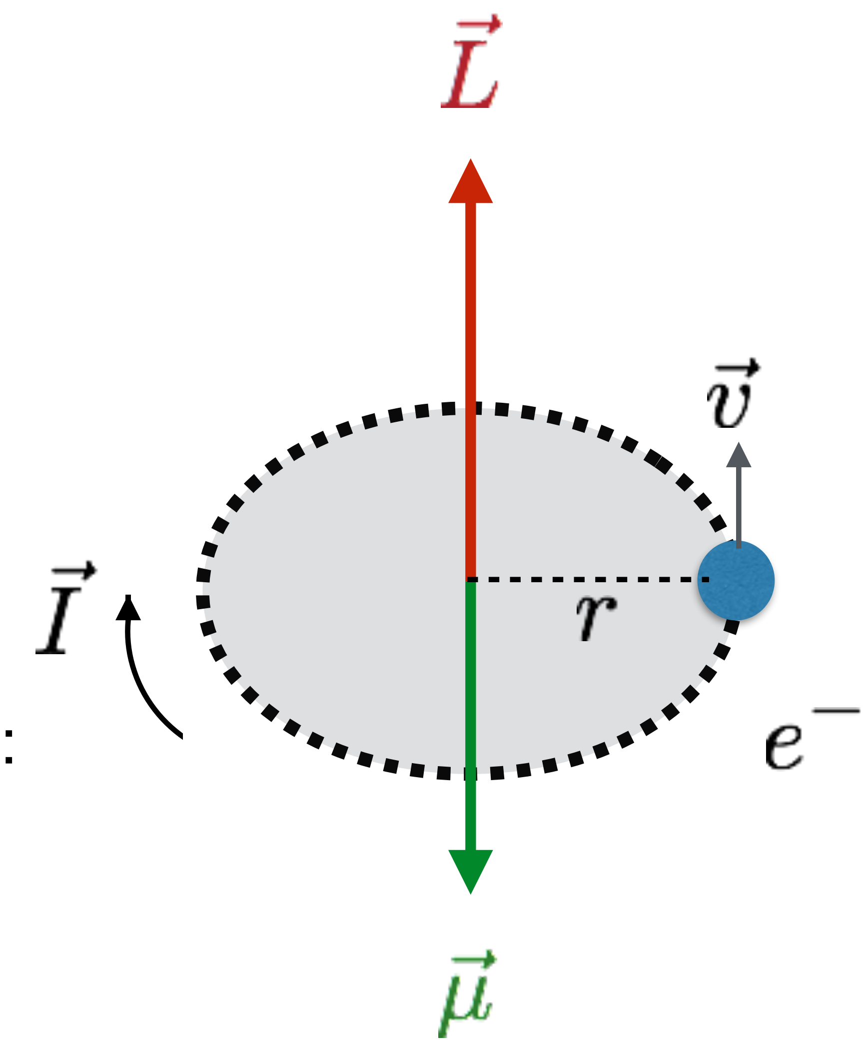
$$\mu = IA = \left(\frac{ev}{2\pi r}\right)(\pi r^2) = \frac{evr}{2}$$

- Μπορούμε να εκφράσουμε την μαγνητική ροπή συναρτήσει του μέτρου της στροφορμής του ηλεκτρονίου:

$$\mu = \frac{e}{2m}L$$

- Η στροφορμή των ηλεκτρονίων είναι μια **κβαντισμένη ποσότητα**. Οι τιμές που μπορει να πάρει ειναι μόνο ακέραια πολλαπλάσια του $h/2\pi$. Οπου h η σταθερά του Planck. Η θεμελιώδης μονάδα μαγνητικής ροπής ονομάζεται **μαγνητόνη του Bohr**:

$$\mu_B = \frac{e}{2m}\frac{h}{2\pi} = \frac{eh}{4m\pi}$$



$$h = 6.626 \times 10^{34} Js$$

$$\vec{L} = m\vec{v} \times \vec{r}$$

$$L = mvr$$

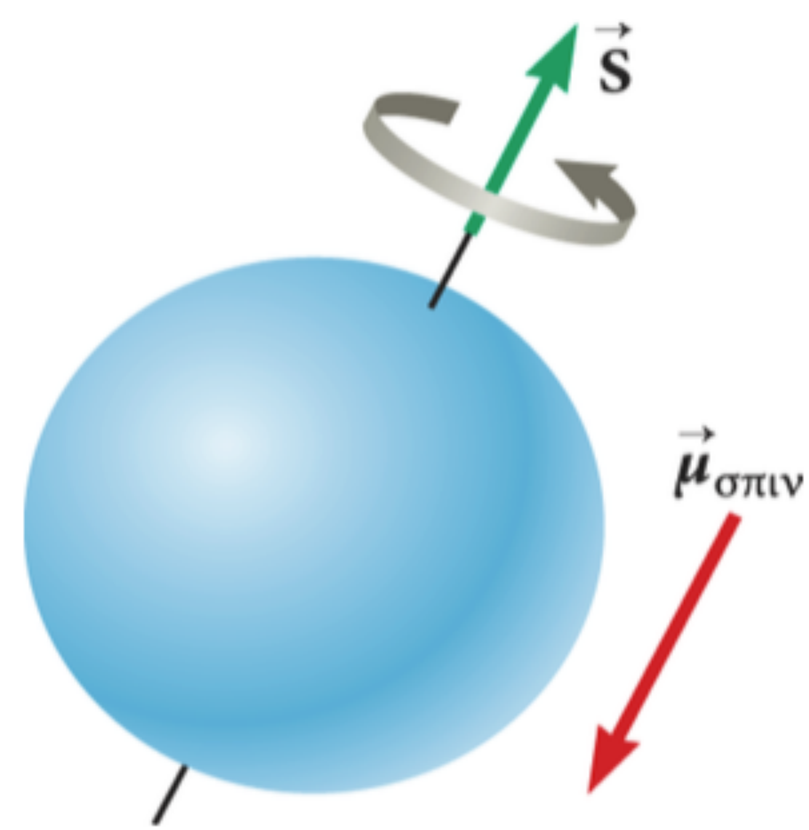
Μαγνητικά υλικά

- Όπως κάθε στοιχειώδες σωματίδιο στην φύση, έτσι και το ηλεκτρόνιο έχει μια εγγενή ιδιότητα η οποία αποκαλείται **σπίν του ηλεκτρονίου (S).**

- Λανθασμένα αναφέρεται οτι το σπίν του ηλεκτρονίου σχετίζεται με ιδιοπεριστροφή του ηλεκτρονίου γύρω απο τον άξονα του. Παρόλα αυτά αντιστοιχούμε στροφορμή στο ηλεκτρόνιο σαν να περιστρέφοταν γύρω απο τον άξονα του.

- Η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου λόγω σπίν ισούται με την **μαγνητόνη του Bohr**.

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

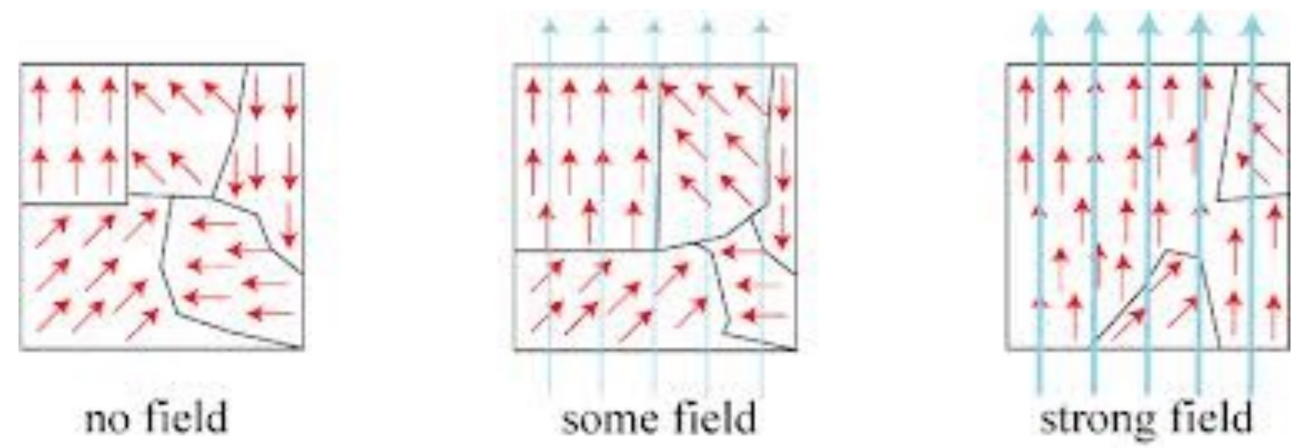


Το σπίν των πρωτονίων και νετρονίων θεωρείται αμελητέο σε σύγκριση με το σπίν των ηλεκτρονίων.

Μαγνητικά υλικά

- Ορισμένα υλικά φέρουν ισχυρές μαγνητικές ιδιότητες. Τα υλικά αυτα ονομάζονται **σιδηρομαγνητικά** (φερομαγνητικά) υλικά.

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



- Τα σιδηρομαγνητικά υλικά αποτελούνται από μικροσκοπικά τμήματα που ονομάζονται **μαγνητικές περιοχές**. Μέσα σε αυτές τις περιοχές, οι μαγνητικές ροπές είναι ευθυγραμμισμένες.

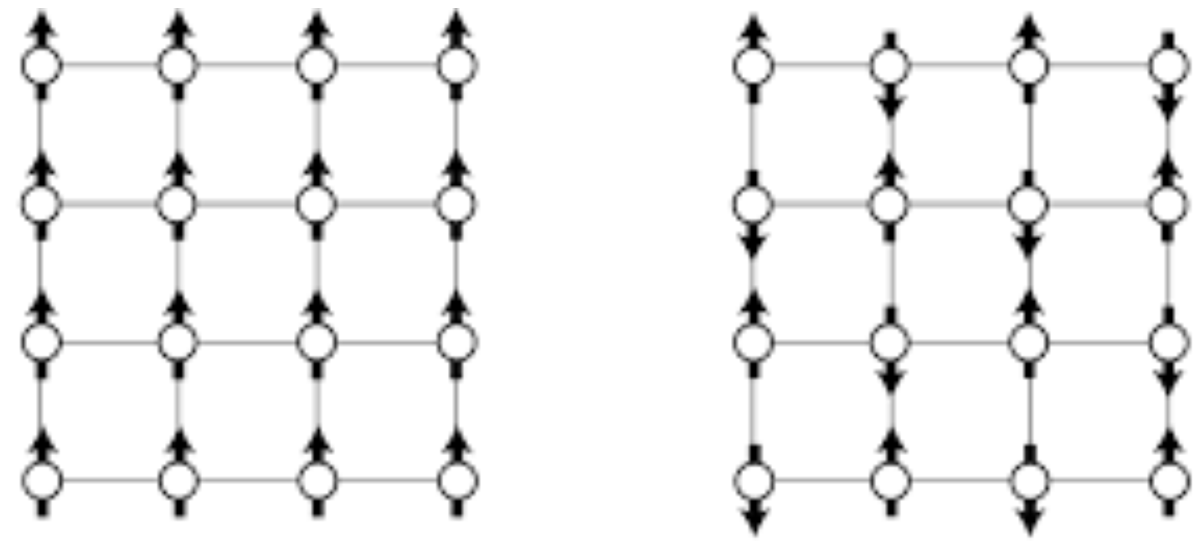
- Υλικά με ασθενείς μαγνητικές ιδιότητες ονομάζονται **παραμαγνητικά**. Σε αυτά τα υλικά η διαδικασία ευθυγράμμισης των μαγνητικών ροπών ανταγωνίζεται την τυχαία θερμική κίνηση των ατόμων η οποία προκαλεί τυχαίο προσανατολισμό μαγνητικών ροπών.

- Η τυχαία θερμική κίνηση των ατόμων δύναται να καταστρέψει την μαγνήτιση ενος υλικού. Η θερμοκρασία στην οποία ένα υλικο χάνει την μαγνήτιση του (γίνεται παραμαγνητικό) ονομάζεται **θερμοκρασία Curie.**

Μαγνητικά υλικά

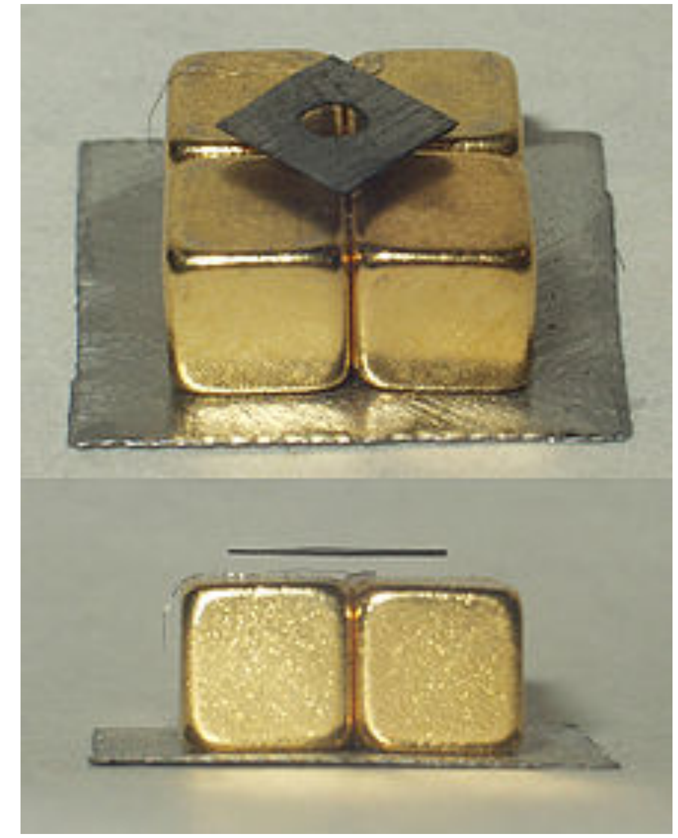
- Υλικά των οποίων τα σπίν των ηλεκτρονίων διατάσσονται έτσι ώστε γειτονικές μαγνητικές ροπές να δείχνουν προς αντίθετες κατευθύνσεις ονομάζονται **αντι-σιδηρομαγνητικά** (αντι φερομαγνητικά).

Διάταξη μαγνητικών ροπών



Σιδηρομαγνήτης   Αντι-σιδηρομαγνήτης

Μαγνητικά υλικά



- Σε ορισμένα υλικά ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο έχει ώς αποτέλεσμα να ευθυγραμμίζει τις μαγνητικές ροπές των ατόμων κατα τέτοιο τρόπο ώστε το συνολικό επαγώμενο μαγνητικο πεδίο που δημιουργείται στο υλικό να ειναι αντίθετο προς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Αυτα τα υλικά ονομάζονται **διαμαγνητικά**.

- Οι διαμαγνήτες δεν ειναι μόνιμοι μαγνήτες.

- Τα διαμαγνητικά υλικά απωθούνται απο τους μαγνήτες. Ενα λεπτό κομμάτι διαμαγνήτη (πυρολιτικός γραφίτης) μπορεί να αιωρείται σε ένα μαγνητικό πεδίο.

- Ως πιο θεαματική επίδειξη του φαινομένου θεωρείται η μαγνητική αιώρηση ενος ζωντανού οργανισμού (βάτραχος).

Ένας ζωντανός βάτραχος αιωρείται σε μαγνητικό πεδίο περίπου 16 T στο εργαστήριο υψηλού μαγνητικού πεδίου στο Ναϊμέχεν.

Βιβλιογραφία

- Serway R. A., Jewett J. W., 2013, Φυσική για επιστήμονες και μηχανικούς : ηλεκτρισμός και μαγνητισμός, φώς και οπτική, σύγχρονη φυσική, Κλειδάριθμος , Αθήνα
- Halliday D., Resnick R, 2009, Φυσική: μέρος Β, 4η εκδ., Γ. & Α. Πνευματικός, Αθήνα
- Young H.D., Freedman R.A., 2010, Πανεπιστημιακή φυσική με σύγχρονη φυσική, τ. 2: Ηλεκτρομαγνητισμός- Οπτική , 2η έκδ., Παπαζήσης , Αθήνα
- Pollack G.L., Stump D. R., 2002, Electromagnetism, Addison Wesley, San Francisco
- Hecht E.P., 1975, Schaum's outline of theory and problems of optics, McGraw-Hill Book Company, New York