ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ MAXWELL ΚΑΙ ΤΑ ΠΕΔΙΑ **Β** ΚΑΙ **Η.**

Κ.Ε.Αργυρόπουλος
Διδάκτωρ Φυσικής Ε.Μ.Π
Σχ.Σύμβουλος ΠΕ04

1. Οι εξισώσεις Maxwell

Η κατάσταση στην οποία βρισκόταν η ηλεκτρομαγνητική θεωρία πάνω από ένα αιώνα πριν ο Maxwell αρχίσει το έργο του απεικονίζεται στις παρακάτω εξισώσεις:

i.	$\nabla \cdot \mathrm{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho$	(Νόμος του Gauss)	
ii.	$\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$	(Χωρίς όνομα)	(1.1)
iii.	$\nabla \times \mathrm{E} = -\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}$	(Νόμος του Faraday)	
iv.	$\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0 \boldsymbol{J}$	(Νόμος του Ampere)	

<u>όπου</u>**:**

- ε_0: είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού (ή επιδεκτικότητα του ελεύθερου χώρου) και στο σύστημα SI έχει τιμή $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} C^2 / N \cdot m^2$ (ή F/m)
- ρ: είναι η στιγμιαία τιμή της πυκνότητας φορτίου με μονάδα μέτρησης στο σύστημα SI C/m^3
- μ_0: είναι η σταθερά διαπερατότητας του ελεύθερου χώρου και στο σύστημα SI έχει τιμή $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A^2$ (ή H/m)
- $\boldsymbol{J}$: είναι η στιγμιαία τιμή της χωρικής πυκνότητας ρεύματος, δηλαδή η $\boldsymbol{J}$ είναι το ρεύμα ανά μονάδα επιφάνειας κάθετης στη ροή, με μονάδα μέτρησης στο σύστημα SI A/m^2
- E: είναι η στιγμιαία τιμή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου και στο σύστημα SI έχει μονάδα μέτρησης V/m
- B: είναι η στιγμιαία τιμή της έντασης του μαγνητικού πεδίου και στο σύστημα SI έχει μονάδα μέτρησης το 1 $Tesla$

Συμβαίνει όμως σ' αυτές τις εξισώσεις να υπάρχει μία ασυνέπεια, που έχει να κάνει με τον παλιό εκείνο κανόνα που λέει ότι η απόκλιση ενός στροβιλισμού είναι πάντα μηδέν.
Αν εφαρμόσουμε την απόκλιση στην εξίσωση (iii) παίρνουμε:

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathrm{E}) = \nabla \cdot \left(-\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathrm{B}) \qquad (1.2)$$

Το αριστερό μέλος είναι μηδέν επειδή η απόκλιση του στροβιλισμού είναι μηδέν · το δεξιό μέλος είναι μηδέν εξαιτίας της εξίσωσης (ii).
Κάνοντας το ίδιο στην εξίσωση (iv) παίρνουμε:

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathrm{B}) = \mu_0 (\nabla \cdot \boldsymbol{J}) \qquad (1.3)$$

Το αριστερό μέλος, επειδή είναι απόκλιση στροβιλισμού, είναι μηδέν · το δεξιό μέλος όμως γενικά δεν είναι. Για σταθερά ρεύματα η απόκλιση της J είναι μηδέν ενώ για μη σταθερά ρεύματα η J δεν είναι μηδέν.

2. Η διόρθωση του Maxwell στον Νόμο του Ampere

Το δεξιό μέλος της (1.3) θα έπρεπε να είναι μηδέν, αλλά δεν είναι, και το πρόβλημα εντοπίζεται ακριβώς σ' αυτό το σημείο.

Εφαρμόζοντας την εξίσωση συνέχειας $\nabla \cdot J = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$, μπορούμε να γράψουμε τον "προβληματικό" όρο ως εξής:

$$\nabla \cdot J = -\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathrm{E}) = -\nabla \cdot \left(\varepsilon_0 \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} \right)$$

Από την σχέση αυτή γίνεται φανερό ότι για να απαλλαγούμε από την "ενοχλητική" απόκλιση πρέπει να προσθέσουμε την ποσότητα $\varepsilon_0 \left(\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} \right)$ στο J.

Έτσι τελικά παίρνουμε:

$$\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0 J + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} \qquad (1.4)$$

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι ο Maxwell πρόσθεσε την ποσότητα αυτή στο νόμο του Ampere για διαφορετικούς λόγους.

Ο συλλογισμός όμως που διατυπώσαμε παραπάνω θεωρείται σήμερα πολύ πιο πειστικός από εκείνον του Maxwell, ο οποίος είχε πάντα στο μυαλό του το μοντέλο του αιθέρα που έχει προ πολλού εγκαταλειφθεί.

Στη μαγνητοστατική, όπου έχουμε το E σταθερό, η τροποποίηση αυτή δεν επιφέρει καμία αλλαγή και ισχύει ο νόμος του Ampere δηλ. $\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0 J$.

Είναι γεγονός ότι ο όρος του Maxwell δύσκολα ανιχνεύεται στα συνήθη ηλεκτρομαγνητικά πειράματα, διότι πρέπει να τον ξεχωρίσει κανείς από τον όρο J. Γι' αυτό το λόγο, ούτε ο Faraday ούτε άλλοι μπόρεσαν να τον "ανακαλύψουν" στο εργαστήριο.

Ο όρος όμως αυτός του Maxwell διαδραματίζει αποφασιστικό ρόλο στη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων .

Πέρα από το ότι "θεραπεύει " το ελάττωμα του νόμου του Ampere, ο όρος του Maxwell μπορεί να μας προσφέρει και κάποια **αισθητική απόλαυση**.

Ακριβώς όπως ένα μεταβαλλόμενο **μαγνητικό πεδίο** επάγει ένα **ηλεκτρικό πεδίο** (νόμος του Faraday), έτσι και ένα μεταβαλλόμενο **ηλεκτρικό πεδίο** επάγει ένα **μαγνητικό πεδίο.**

Η επιβεβαίωση της θεωρίας του Maxwell ήλθε το 1888 με τα πειράματα του Hertz στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Ο Maxwell ονόμασε τον όρο του **ρεύμα μετατόπισης**.

$$J_d = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t} \qquad (1.5)$$

Πρόκειται για μια **παραπλανητική ονομασία** αφού το $\varepsilon_0 \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}$ δεν έχει καμία σχέση με ρεύματα, εκτός από το ότι συνυπάρχει με J στο νόμο του Ampere.

3. Οι εξισώσεις Maxwell στο εσωτερικό της ύλης

Η τελική μορφή των εξισώσεων Maxwell μετά τις τελευταίες "επεμβάσεις" που έγιναν στην προηγούμενη παράγραφο έχουν ως εξής:

i. $\nabla \cdot \mathrm{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \rho$ (Νόμος του Gauss)

ii. $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$ (Χωρίς όνομα) (1.6)

iii. $\nabla \times \mathrm{E} = -\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}$ (Νόμος του Faraday)

iv. $\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0 J + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}$ (Νόμος του Ampere με την διόρθωση του Maxwell)

Οι παραπάνω εξισώσεις (1.6) είναι πλήρεις.
Όμως αν δουλεύουμε με υλικά που επιδέχονται ηλεκτρική και μαγνητική πόλωση πρέπει να επαναδιατυπώσουμε τις εξισώσεις του Maxwell, ώστε να αναφέρονται σ' εκείνες μόνο τις πηγές που ελέγχουμε άμεσα τα "ελεύθερα" φορτία και ρεύματα. Αυτό διότι στο εσωτερικό της πολωμένης ύλης δημιουργούνται συσσωρεύσεις δέσμιων φορτίων και ρευμάτων, τις οποίες είναι αδύνατο να ελέγξουμε άμεσα.
Γνωρίζουμε ότι μια ηλεκτρική πόλωση P προκαλεί συσσώρευση δέσμιων φορτίων, με πυκνότητα:

$$\rho_b = -\nabla \cdot \mathrm{P} \qquad (1.7)$$

Ομοίως, μια μαγνητική πόλωση (ή "μαγνήτιση") M δημιουργεί δέσμια ρεύματα:

$$J_b = \nabla \times \mathrm{M} \qquad (1.8)$$

Αν μεταβληθεί η πόλωση P τότε η πυκνότητα ρεύματος είναι**:**

$$J_\rho = \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial t} \qquad (1.9)$$

Αυτό το "ρεύμα πόλωσης" δεν έχει καμία απολύτως σχέση με το δέσμιο ρεύμα J_b.
Το τελευταίο έχει να κάνει με τη μαγνήτιση του υλικού και αποτελεί συνέπεια του σπίν και της τροχιακής κίνησης των δέσμιων ηλεκτρονίων.
Το J_ρ, αντιθέτως, είναι αποτέλεσμα της ευθύγραμμης μεταφοράς φορτίου όταν μεταβάλλεται η ηλεκτρική πόλωση.
Κάτω από αυτές τις συνθήκες θα πρέπει να ελέγξουμε αν η (1.9) είναι συνεπής με την εξίσωση συνέχειας.
Πράγματι έχουμε:

$$\nabla \cdot J_\rho = \nabla \cdot \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathrm{P}) = -\frac{\partial \rho_b}{\partial t}$$

που σημαίνει ότι ικανοποιείται η εξίσωση συνέχειας.
Το J_ρ επομένως είναι ο αποφασιστικός εκείνος παράγοντας που εξασφαλίζει τη διατήρηση του δέσμιου φορτίου.
Μια μεταβαλλόμενη όμως μαγνήτιση δεν οδηγεί σε κάποια συσσώρευση φορτίου ή ρεύματος.
Το δέσμιο ρεύμα $J_b = \nabla \times \mathrm{M}$, αλλάζει ανταποκρινόμενο στις μεταβολές της M, τίποτα περισσότερο όμως δεν συμβαίνει.
Σύμφωνα με τα παραπάνω η ολική πυκνότητα φορτίου μπορεί να χωριστεί σε δύο μέρη:

$$\rho = \rho_f + \rho_b = \rho_f - \nabla \cdot \mathrm{P} \qquad (1.10)$$

και πυκνότητα ρεύματος σε τρία μέρη:

$$J = J_f + J_b + J_\rho = J_f + \nabla \times \mathrm{M} + \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial t} \qquad (1.11)$$

Ο νόμος του Gauss μπορεί τώρα να γραφεί ως εξής:

$$\nabla \cdot \mathrm{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(\rho_f - \nabla \cdot \mathrm{P}\right)$$

ή

$$\nabla \cdot \left(\varepsilon_0 \cdot \mathrm{E} + \mathrm{P}\right) = \rho_f \qquad (1.12)$$

ή

$$\nabla \cdot D = \rho_f$$

όπου η ποσότητα: $D = \varepsilon_0 \mathrm{E} + \mathrm{P}$ (1.12α) ονομάζεται ηλεκτρική μετατόπιση.

Επίσης ο νόμος του Ampere (μαζί με τον όρο του Maxwell) γίνεται:

$$\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0\left(J_f + \nabla \times \mathrm{M} + \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial t}\right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial t}$$

ή

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0}\mathrm{B} - \mathrm{M}\right) = J_f + \frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_0 \mathrm{E} + \mathrm{P}\right)$$

ή

$$\nabla \times \mathrm{H} = J_f + \frac{\partial D}{\partial t}$$

όπου η ποσότητα:

$$\mathrm{H} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \mathrm{B} - \mathrm{M} \qquad (1.13)$$

ονομάζεται “**πεδίο H** ” ή **“μαγνητικό πεδίο H ”** όπως θα εξηγήσουμε στην επόμενη παράγραφο.

Ο νόμος του Faraday και η $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$ δεν επηρεάζονται από τον διαχωρισμό του φορτίου και του ρεύματος σε ελεύθερα και δέσμια μέρη, από τη στιγμή που δεν περιέχουν το ρ ή το J.

Έτσι πλέον, με την βοήθεια των ελεύθερων φορτίων και ρευμάτων, οι εξισώσεις Maxwell γράφονται:

i. $\nabla \cdot D = \rho_f$

ii. $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$ (1.14)

iii. $\nabla \times \mathrm{E} = -\frac{\partial \mathrm{B}}{\partial t}$

iv. $\nabla \times \mathrm{H} = J_f + \frac{\partial D}{\partial t}$

Θα μπορούσε να αναρωτηθεί κανείς αν οι εξισώσεις (1.14) είναι πιο γενικές από τις (1.6).
Η απάντηση είναι όχι. Απλώς οι (1.14) αντανακλούν τη χρήσιμη διάκριση του φορτίου και του ρεύματος σε ελεύθερα και μη ελεύθερα μέρη.
Επίσης έχουν το μειονέκτημα ότι υιοθετούν έναν υβριδικό συμβολισμό που περιέχει αφενός τα E και D και αφετέρου τα B και H.

Δεν μπορούν να σταθούν από μόνες τους χωρίς να συμπληρωθούν από τις εξισώσεις ορισμού (1.12α) ,(1.13) των ποσοτήτων D και H, καθώς και από τις επιπλέον εξισώσεις που καθορίζουν τις ποσότητες P και M που εξαρτώνται από την φύση του υλικού.
Για γραμμικά μέσα οι εξισώσεις αυτές παίρνουν την μορφή:

$$\mathrm{P} = \varepsilon_0 x_e \mathrm{E} \qquad D = \varepsilon \cdot \mathrm{E}$$

$$\text{και} \qquad (1.15)$$

$$\mathrm{M} = x_m \mathrm{H} \qquad \mathrm{H} = \frac{1}{\mu} \cdot \mathrm{B}$$

όπου:

x_m: η μαγνητική επιδεκτικότητα

x_e: η ηλεκτρική επιδεκτικότητα

4. Το βοηθητικό (δευτερεύων) πεδίο **H**

Σ' αυτή την παράγραφο θα ασχοληθούμε με την περιγραφή και την επιχειρηματολογία που κάνουν την ποσότητα B θεμελιώδη και επιβάλλουν την ονομασία της σαν "μαγνητικό πεδίο". Γι' αυτό το λόγο θα χρησιμοποιήσουμε και έννοιες που έχουν αναπτυχθεί σε προηγούμενες παραγράφους.
Σαν φυσικό επακόλουθο της μαγνήτισης είναι η δημιουργία των δέσμιων ρευμάτων $J_b = \nabla \times \mathrm{M}$ στο εσωτερικό του υλικού και $K_b = \mathrm{M} \times \hat{n}$ στην επιφάνεια του. Τα δέσμια αυτά ρεύματα παράγουν επακριβώς το πεδίο λόγω μαγνήτισης του υλικού.
Έχουμε λοιπόν το πεδίο που παράγεται από τα δέσμια ρεύματα και το πεδίο που παράγεται από οποιαδήποτε άλλα ρεύματα, τα οποία τα ονομάσαμε ελεύθερα ρεύματα.
Τα ελεύθερα ρεύματα μπορούν να ρέουν είτε μέσω αγωγών που έχουν τοποθετηθεί στο εσωτερικό του μαγνητισμένου υλικού, είτε μέσα από το ίδιο το υλικό, αν αυτός είναι αγωγός.
Έτσι το ολικό ρεύμα μπορεί να γραφεί:

$$J = J_b + J_f \qquad (1.16)$$

Το ελεύθερο ρεύμα περιγράφει μια πραγματική μεταφορά φορτίων (υπάρχει επειδή κάποιος συνέδεσε έναν αγωγό με μια ηλεκτρική πηγή), το δέσμιο ρεύμα υπάρχει λόγω της μαγνήτισης που είναι αποτέλεσμα της "συνεργασίας" πολλών ευθυγραμμισμένων ατομικών δίπολων.
Όπως έχουμε αναφέρει, από τις σχέσεις:

$$J_b = \nabla \times \mathrm{M}$$

και

$$J = J_b + J_f$$

παίρνουμε:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \mathrm{B} - \mathrm{M} \right) = J_f$$

ή

$$\nabla \times \mathrm{H} = J_f$$

όπου $\mathrm{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \cdot \mathrm{B} - \mathrm{M}$, είναι μια διανυσματική συνάρτηση όπως και προηγούμενα έχουμε αναφέρει.
Κάνοντας χρήση του H ,λοιπόν, ο νόμος του Ampere σε μαγνητικά υλικά γράφεται:

$$\nabla \times \mathrm{H} = J_f \qquad (1.17)$$

ή σε ολοκληρωτική μορφή:

$$\oint \mathrm{H} \cdot d\ell = \mathrm{I}_{f\varepsilon\gamma\kappa} \qquad (1.18)$$

όπου $\mathrm{I}_{f\varepsilon\gamma\kappa}$ είναι το ελεύθερο έγκλειστο ρεύμα που διαπερνά στον Αμπεριανό βρόγχο.

Με άλλα λόγια το διάνυσμα $\mathrm{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \cdot \mathrm{B} - \mathrm{M}$ σχετίζεται με το ελεύθερο ρεύμα με τον τρόπο που το B σχετίζεται με το ολικό ρεύμα δέσμιο και ελεύθερο.

Ο παραλληλισμός όμως δεν είναι πλήρης, διότι έχουμε πάντοτε $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$, ενώ η διανυσματική μας συνάρτηση H δεν έχει αναγκαστικά απόκλιση μηδέν.

Παρόλα αυτά το διάνυσμα H είναι πραγματικά χρήσιμο για έναν πρακτικό λόγο, που αξίζει να γίνει κατανοητός.

Σε ηλεκτρικά συστήματα, αυτά που μπορούμε να ελέγχουμε και να μετράμε εύκολα είναι οι διαφορές δυναμικού των σωμάτων και όχι τα ποσά των ελεύθερων φορτίων μέσα σε αυτά. Έτσι ελέγχουμε άμεσα το ηλεκτρικό πεδίο E. Το D είναι έξω από τον άμεσο έλεγχό μας και επειδή δεν είναι θεμελιώδης ποσότητα από καμία άποψη δε μας ενδιαφέρει, το ότι συμβαίνει σε αυτό.

Σε μαγνητικά συστήματα όμως τα ελεύθερα ρεύματα είναι ακριβώς εκείνα που μπορούμε να ελέγχουμε πιο εύκολα. Τα οδηγούμε μέσα από αγωγούς, τα μετράμε με αμπερόμετρα, τα διοχετεύουμε σε αυστηρά καθορισμένες διαδρομές κτλ.

Κατά κανόνα έχουμε πολύ λιγότερο άμεσο έλεγχο στη μαγνήτιση και συνεπώς στο B. Έτσι το βοηθητικό διάνυσμα H είναι χρήσιμο, ακόμα και αν το D δεν είναι.

Θεωρούμε το B σαν το θεμελιώδες διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου, διότι η απουσία μαγνητικού φορτίου, συνεπάγεται $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$ παντού, ακόμα και μέσα στα άτομα και στα μόρια.

Από την $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$ προκύπτει ότι το μέσο μακροσκοπικό πεδίο στην ύλη είναι το B και όχι το H.

Οι συνέπειες του γεγονότος αυτού δεν είχαν γίνει κατανοητές στο παρελθόν ούτε είχε δοθεί η δέουσα προσοχή.

Πολλοί συγγραφείς χρησιμοποιούν τον όρο “μαγνητικό πεδίο” για το H αντί για το B. Αναγκάζονται, λοιπόν, να επινοήσουν μια άλλη λέξη για το B: “ πυκνότητα ροής” ή “μαγνητική επαγωγή” (μια παράλογη επιλογή αφού ο όρος αυτός έχει ήδη τουλάχιστον δύο άλλες σημασίες στην ηλεκτροδυναμική).

Τελικά το B είναι αναμφισβήτητα η θεμελιώδη ποσότητα οπότε θα τη λέμε “μαγνητικό πεδίο”.

Το διάνυσμα H δεν έχει κάποιο λογικό όνομα θα το λέμε “πεδίο H” ή “μαγνητικό πεδίο H”.

1.Για περισσότερες λεπτομέρειες ο αναγνώστης μπορεί να ανατρέξει στο Βιβλίο. Ηλεκτρισμός – Μαγνητισμός. Μαθήματα Φυσικής Πανεπιστημίου BERKELEY. Εκδόσεις Ε.Μ.Π σελ.425.

2.Από το Βιβλίο του A. Sommerfeld “Electrodynamics” (New York, Academic Press 1952 σελ.45) αναφέρουμε “ο ατυχής όρος “μαγνητικό πεδίο” για το H πρέπει να αποφεύγεται όσο γίνεται περισσότερο. Κατά την γνώμη μας ο όρος αυτός είχε οδηγήσει σε σφάλματα ακόμη και τον ίδιο τον Maxwell”.

---

5. Ο πρακτικός ρόλος των πεδίων E, D, B και H

Ο ρόλος του πεδίου H στη μαγνητοστατική είναι ανάλογος με τον ρόλο του πεδίου D στην ηλεκτροστατική.
Ακριβώς όπως το πεδίο D μας επέτρεψε να γράψουμε τον νόμο του Gauss χρησιμοποιώντας μόνο το ελεύθερο φορτίο, έτσι και το πεδίο H μας επέτρεψε να εκφράσουμε τον νόμο του Ampere χρησιμοποιώντας μόνο το ελεύθερο ρεύμα, το οποίο και ελέγχουμε άμεσα.
Το δέσμιο ρεύμα μας επιβλήθηκε καθ' οδόν, ακριβώς όπως και το δέσμιο φορτίο-η μαγνήτιση που αποκτά το υλικό προκαλεί την εμφάνιση του δέσμιου ρεύματος· δεν μπορούμε να ρυθμίσουμε το ρεύμα αυτό κατά βούληση, όπως κάνουμε με το ελεύθερο ρεύμα.
Όταν εφαρμόζουμε την $\oint \mathrm{H} \cdot d\mathrm{l} = \mathrm{I}_{f\varepsilon\gamma\kappa}$,το μόνο που χρειαζόμαστε είναι το ελεύθερο ρεύμα, το οποίο το γνωρίζουμε, αφού εμείς το προκαλέσαμε.
Το πεδίο H αποδεικνύεται στην πράξη πιο χρήσιμο από το πεδίο D (λέμε την ηλεκτρική μετατόπιση D ,πεδίο με την έννοια ότι σε κάθε σημείο του χώρου όπου ορίζεται παίρνει μια ορισμένη τιμή).
Στο εργαστήριο ακούμε συχνά να μιλούν για το πεδίο H (συχνότερα ακόμη και από το μαγνητικό πεδίο B), ποτέ όμως δεν θα ακούσουμε να μιλά κάποιος για το πεδίο D (παρά μόνο για το ηλεκτρικό πεδίο E).
Ο λόγος είναι ο εξής: Για να κατασκευάσουμε έναν ηλεκτρομαγνήτη χρειαζόμαστε ένα σωληνοειδές που διαρρέεται από ένα συγκεκριμένο (ελεύθερο) ρεύμα.
Αυτό που διαβάζουμε στις ενδείξεις των οργάνων είναι η ένταση του ρεύματος και η τιμή της προσδιορίζει το πεδίο H (ή εν πάση περίπτωση, το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του πεδίου H).
Το μαγνητικό πεδίο B εξαρτάται από τα συγκεκριμένα υλικά που χρησιμοποιούμε και (αν κάποιο από αυτά είναι ο σίδηρος), από την προηγούμενη "μαγνητική ιστορία τους".
Από την άλλη, αν θέλουμε να δημιουργήσουμε ένα ηλεκτρικό πεδίο, αυτό που κάνουμε δεν είναι να μεταφέρουμε ένα γνωστό ελεύθερο φορτίο στους οπλισμούς ενός πυκνωτή, αλλά να τους συνδέσουμε με μια μπαταρία γνωστής τάσης.
Στις ενδείξεις των οργάνων διαβάζουμε τη διαφορά δυναμικού, η τιμή της οποίας προσδιορίζει το ηλεκτρικό πεδίο E (ή εν πάση περίπτωση, το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του ηλεκτρικού πεδίου E).
Το πεδίο D (ηλεκτρική μετατόπιση) εξαρτάται από τις λεπτομέρειες των δομών του υλικού που χρησιμοποιούμε.
Αν η μέτρηση του φορτίου ήταν ευκολότερη από τη μέτρηση του δυναμικού, τότε θα ακούγαμε τους πειραματικούς να μιλάνε για την ηλεκτρική μετατόπιση D αντί για το ηλεκτρικό πεδίο E.
Το γεγονός λοιπόν, ότι το πεδίο H είναι πιο οικείο από την ηλεκτρική μετατόπιση D οφείλεται σε καθαρά πρακτικούς λόγους, ενώ από θεωρητική άποψη έχουν παράλληλους ρόλους.

6. Μια παραπλανητική αντιστοιχία [4]

Η εξίσωση $\nabla \times \mathrm{H} = J_f$ μοιάζει ακριβώς με τον νόμο του Ampere $\nabla \times \mathrm{B} = \mu_0 J$,μόνο που το ολικό ρεύμα έχει αντικατασταθεί από το ελεύθερο ρεύμα και το B έχει αντικατασταθεί από το $\mu_0 \cdot \mathrm{H}$.

Ωστόσο όπως και στην περίπτωση της ηλεκτρικής μετατόπισης D ,δεν πρέπει να παρασυρθούμε από αυτή την αντιστοιχία.

Το νόημά της δεν είναι ότι το $\mu_0 \cdot \mathrm{H}$ "είναι ακριβώς όπως το B, μόνο που η πηγή του είναι το J_f αντί για το J", διότι ο στροβιλισμός, από μόνος του δεν είναι αρκετός για τον προσδιορισμό ενός διανυσματικού πεδίου-πρέπει οπωσδήποτε να γνωρίζουμε και την απόκλιση.
Και ενώ $\nabla \cdot \mathrm{B} = 0$, η απόκλιση του H, γενικά δεν είναι μηδέν.
Πράγματι από την $\mathrm{H} = \dfrac{1}{\mu_0} \cdot \mathrm{B} - \mathrm{M}$ έχουμε: $\nabla \cdot \mathrm{H} = -\nabla \cdot \mathrm{M}$.
Επομένως, μόνο αν η απόκλιση της μαγνήτισης M είναι μηδέν, υπάρχει πιστή αντιστοιχία μεταξύ των B και $\mu_0 \cdot \mathrm{H}$.
Για να μη θεωρηθούν όλα τα παραπάνω λεπτομέρειες ας σκεφτούμε το παράδειγμα, του ραβδόμορφου μαγνήτη: Ένας πεπερασμένος σιδερένιος κύλινδρος που έχει μόνιμη ομογενή μαγνήτιση M παράλληλη στον άξονά του.
Στη περίπτωση αυτή δεν υπάρχει πουθενά ελεύθερο ρεύμα, και μια απλοϊκή εφαρμογή της $\oint \mathrm{H} \cdot d\mathrm{l} = \mathrm{I}_{f\varepsilon\gamma\kappa}$ μπορεί να μας κάνει να υποθέσουμε ότι $\mathrm{H} = 0$ οπότε $\mathrm{B} = \mu_0 \cdot \mathrm{M}$ στο εσωτερικό του μαγνήτη και $\mathrm{B} = 0$ στο εξωτερικό που είναι τελείως λανθασμένο.
Είναι αλήθεια ότι στροβιλισμός του H μηδενίζεται παντού, η απόκλιση όμως όχι. Δεν πρέπει να υποθέτουμε ότι το H είναι μηδέν μόνο και μόνο επειδή δεν βλέπουμε πουθενά κάποιο ελεύθερο ρεύμα.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Κ. Αργυρόπουλος -Β.Κώτσος. Μικροκύματα .Λαμία 2005
2. Carl T.A. Johnk. Engineering Electromagnetic Fields and Weves – John Wiley & sons second edition
3. David K. Cheng. Fundamentals of Engineering Electromagnetics – Addison – Wesley – 1994
4. David Griffiths. Εισαγωγή στην ηλεκτροδυναμική Τόμος Ι και ΙΙ . ΠΕΚ.
5. Gayle F.Miner. Lines and Electromagnetic Fields for Engineers Oxford university press 1996
6. Κ. Καρούμπαλου – Κ. Βαλεούτη. Εφαρμοσμένος Ηλεκτρομαγνητισμός
7. Νικολάου Ουζούνογλου .Εισαγωγή στα μικροκύματα Εκδόσεις Παπασωτηρίου
8. Θ. Δ. Τσιμπούκη.Εισαγωγή στη βασική θεωρία του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Τόμοι Ι, ΙΙ , ΙΙΙ
9. William H. Hayt, Jr. John A. Buck, Engineering Electromagnetics TATA McGRAW - HILL