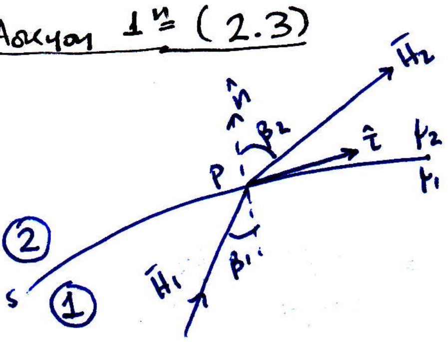
Ηλ. Πεδία Α

2η Σειρά Ασκήσεων

Χρήστος Τσούφης
03117176

Άσκηση 1η (2.3)



$$\begin{cases}\bar H_1(p) = H_{1\tau}\cdot\hat\tau + H_{1n}\cdot\hat n\\ \bar H_2(p) = H_{2\tau}\cdot\hat\tau + H_{2n}\cdot\hat n\end{cases}$$

Δεν υπάρχουν επιφανειακά ρεύματα. Επομένως, από τις οριακές συνθήκες για τις κάθετες συνιστώσες του $\bar B$ και για τις εφαπτομενικές συνιστώσες του $\bar H$ προκύπτει ότι:

- $\hat n(\bar B_2-\bar B_1)=0 \Leftrightarrow B_{2n}=B_{1n} \Leftrightarrow \mu_2\cdot H_{2n} = \mu_1\cdot H_{1n} \Rightarrow \mu_2\cdot H_2\cdot\cos\beta_2 = \mu_1 H_1\cos\beta_1$ (1)
- $H_{2\tau}-H_{1\tau}=\cancel{K}^{0} \Leftrightarrow H_{2\tau}=H_{1\tau} \Leftrightarrow H_2\cdot\sin\beta_2 = H_1\cdot\sin\beta_1$ (2)

από (1) και (2) προκύπτει: $\dfrac{H_2\cdot\sin\beta_2}{\mu_2\cdot H_2\cdot\cos\beta_2} = \dfrac{H_1\cdot\sin\beta_1}{\mu_1\cdot H_1\cdot\cos\beta_1} \Leftrightarrow \tan\beta_2 = \tan\beta_1\cdot\dfrac{\mu_2}{\mu_1} \Leftrightarrow \dfrac{\tan\beta_2}{\tan\beta_1} = \dfrac{\mu_2}{\mu_1}$

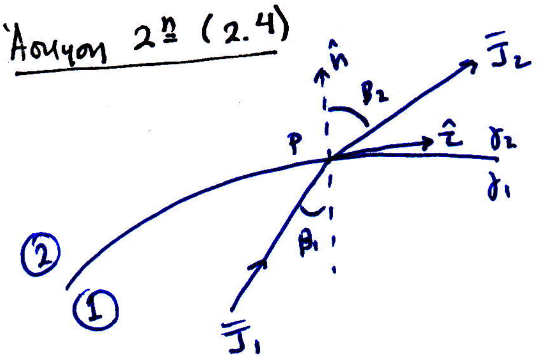
όπου και προσδιορίζεται η άγνωστη γωνία β_2.

Τέλος, το άγνωστο μέτρο της έντασης του μαγνητικού πεδίου $\bar H_2$ βρίσκεται από την σχέση:

$$H_2 = \sqrt{H_{2\tau}^2 + H_{2n}^2} = \sqrt{(H_2\cdot\sin\beta_2)^2 + (H_2\cdot\cos\beta_2)^2} \overset{(1)}{\underset{(2)}{=}} \sqrt{(H_1\sin\beta_1)^2 + \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}H_1\cos\beta_1\right)^2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow H_2 = H_1\sqrt{\sin^2\beta_1 + \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\cos\beta_1\right)^2}$$

Άσκηση 2η (2.4)



$$\begin{cases}\bar J_1(P) = J_{1\tau}\cdot\hat\tau + J_{1n}\cdot\hat n\\ \bar J_2(P) = J_{2\tau}\cdot\hat\tau + J_{2n}\cdot\hat n\end{cases}$$

Δεν υπάρχουν επιφανειακά φορτία (ή υπάρχουν και είναι χρονικά αμετάβλητα), ούτε επιφανειακά ρεύματα (ή υπάρχουν με μηδενική απόκλιση).

Επομένως, από την οριακή συνθήκη για τις κάθετες συνιστώσες του $\bar J$ και για τις επιφανειακές συνιστώσες του $\bar E$ (γνωρίζοντας από το νόμο του Ohm ότι ισχύει η σχέση $\bar J = \gamma\bar E$) προκύπτει ότι:

• $\hat{n}(\bar{J}_2-\bar{J}_1) = -\cancel{\frac{\partial \sigma}{\partial t}} - \cancel{\nabla K} \Rightarrow \hat{n}(\bar{J}_2-\bar{J}_1) = 0 \Leftrightarrow J_{2n} = J_{1n} \Leftrightarrow \gamma_2 E_{2n} = \gamma_1 E_{1n} \Leftrightarrow$

$\Leftrightarrow \gamma_2 \cdot E_2 \cdot \cos\beta_2 = \gamma_1 E_1 \cdot \cos\beta_1 \quad (1)$

• $E_{2\tau} = E_{1\tau} \Leftrightarrow E_2 \cdot \sin\beta_2 = E_1 \sin\beta_1 \quad (2)$

Από (1), (2) : $\dfrac{E_2 \sin\beta_2}{\gamma_2 E_2 \cos\beta_2} = \dfrac{E_1 \sin\beta_1}{\gamma_1 E_1 \cos\beta_1} \Leftrightarrow \tan\beta_2 = \tan\beta_1 \dfrac{\gamma_2}{\gamma_1} \Leftrightarrow \dfrac{\tan\beta_2}{\tan\beta_1} = \dfrac{\gamma_2}{\gamma_1}$

από την οποία προκύπτει η άγνωστη γωνία β_2.

Τέλος, το μέτρο της πυκνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος $\bar{J}_2$ βρίσκεται από την σχέση:

$$\bar{J}_2 = \sqrt{J_{2\tau}^2 + J_{2n}^2} = \sqrt{(J_2 \cdot \sin\beta_2)^2 + (J_2 \cos\beta_2)^2} \xlongequal{J_2 = \gamma_2 E_2}$$

$$= \sqrt{(\gamma_2 \cdot E_2 \cdot \sin\beta_2)^2 + (\gamma_2 E_2 \cdot \cos\beta_2)^2} \overset{(1)}{\underset{(2)}{=}} \sqrt{(\gamma_2 E_1 \sin\beta_1)^2 + (\gamma_1 E_1 \cos\beta_1)^2} =$$

$$= E_1 \sqrt{(\gamma_2 \sin\beta_1)^2 + (\gamma_1 \cos\beta_1)^2} \Rightarrow J_2 = E_1 \sqrt{(\gamma_2 \sin\beta_1)^2 + (\gamma_1 \cos\beta_1)^2}$$