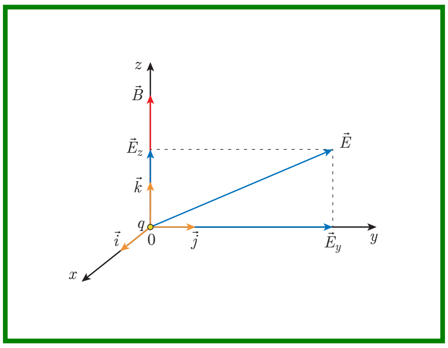
Κίνηση φορτισμένου σωματιδίου σε χώρο, όπου συνυπάρχουν ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο ομογενή και χρονοανεξάρτητα

(Μέρος α΄: Εξισώσεις κίνησης και συμπεράσματα)

Α. Τι βλέπει ένας αδρανειακός παρατηρητής

Σε ένα αδρανειακό σύστημα συνυπάρχουν δύο ομογενή και χρονοανεξάρτητα πεδία. Το ένα πεδίο είναι μαγνητικό, ενώ το άλλο ηλεκτρικό.

Παρατηρητής του αδρανειακού αυτού συστήματος επιλέγει σύστημα συντεταγμένων *Oxyz* με τέτοιο τρόπο, ώστε ο μεν ημιάξονας *Oz* να έχει την διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, το δε επίπεδο *Oyz* να είναι παράλληλο με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.



Στο αδρανειακό λοιπόν σύστημα συντεταγμένων *Oxyz* υπάρχουν ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, των οποίων οι εντάσεις δίνονται αντίστοιχα από τις σχέσεις

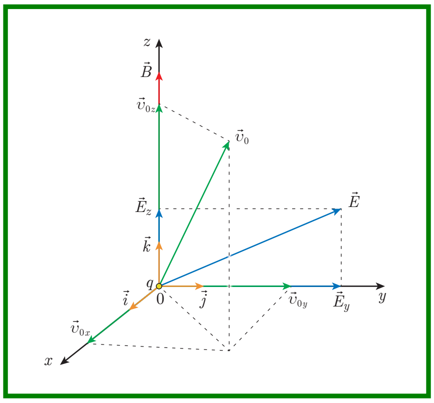
$$\vec{E} = E_y \cdot \vec{j} + E_z \cdot \vec{k} \qquad (E_y\,,\, E_z = \textit{πραγματικές σταθερές}\,)$$

$$\vec{B} = B_z \cdot \vec{k} \qquad (B_z = \textit{πραγματική σταθερά})$$

(Αν έχουμε δυνατότητα επιλογής πάντα επιλέγουμε για την ευκολία των υπολογισμών μας ο ημιάξονας Oz να έχει τη διεύθυνση της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Την επιλογή των άλλων αξόνων έκανα με τέτοιο τρόπο, ώστε οι τελικές εξισώσεις να είναι απαλλαγμένες από μια συνιστώσα της $\vec{E}$. Υπάρχει πάντα μια τέτοια δυνατότητα, μιας και τα πεδία $\vec{E}$ και $\vec{B}$ μπορούν να ορίσουν ένα επίπεδο, το οποίο και παίρνω ως Oyz.)

Υλικό σημείο με μάζα m και φορτίο q κινείται στο χώρο των πεδίων με ταχύτητα $\vec{\upsilon}(t)$.

Το υλικό σημείο δέχεται δύναμη *Lorentz*



$$\vec{F}(t) = q[\vec{E} + \vec{\upsilon}(t) \times \vec{B}] \tag{1}$$

Αν $\vec{r}(t) = x(t)\cdot\vec{i} + y(t)\cdot\vec{j} + z(t)\cdot\vec{k}$ το διάνυσμα θέσης του υλικού σημείου, τότε θεωρώντας ότι το μέτρο της ταχύτητας $\vec{\upsilon}(t)$ είναι και παραμένει πολύ μικρότερο από την ταχύτητα του φωτός ($|\vec{\upsilon}(t)| << c$) μπορούμε να θεωρήσουμε σε ισχύ την κλασική μηχανική.

Κατά συνέπεια γράφουμε

$$m\frac{d^2 r(t)}{dt^2} = q[\vec{E} + \vec{\upsilon}(t) \times \vec{B}] \tag{2}$$

Αφού επισημάναμε ποια μεγέθη είναι χρονοεξαρτώμενα, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε πιο απλό συμβολισμό στα επόμενα και την παραπάνω διανυσματική διαφορική να εκφράσουμε στους άξονες που επιλέξαμε ως εξής:

$$m\frac{d^2(x\cdot\vec{i}+y\cdot\vec{j}+z\cdot\vec{k})}{dt^2}=q[E_y\cdot\vec{j}+E_z\cdot\vec{k}+(\upsilon_x\cdot\vec{i}+\upsilon_y\cdot\vec{j}+\upsilon_z\cdot\vec{k})\times(B_z\cdot\vec{k})]$$

Έτσι η διανυσματική διαφορική (2) μεταπίπτει σε σύστημα τριών διαφορικών

$$\begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2}=q\upsilon_yB_z & (3)\\[2ex] m\dfrac{d^2y}{dt^2}=qE_y-q\upsilon_xB_z & (4)\\[2ex] m\dfrac{d^2z}{dt^2}=qE_z & (5)\end{cases}$$

οι οποίες με τη σειρά τους δίνουν το σύστημα

$$\begin{cases} \dfrac{d^2x}{dt^2}=\dfrac{qB_z}{m}\dfrac{dy}{dt} & (6)\\[2ex] \dfrac{d^2y}{dt^2}=-\dfrac{qB_z}{m}\dfrac{dx}{dt}+\dfrac{qE_y}{m} & (7)\\[2ex] m\dfrac{d^2z}{dt^2}=qE_z & (8)\end{cases}$$

Στο παραπάνω σύστημα, οι συνιστώσες των εμπλεκομένων διανυσμάτων θεωρούνται με τις αλγεβρικές τους τιμές, το φορτίο με το πρόσημό του και η μάζα θετική.

Το σύστημα περιέχει τρεις συναρτήσεις και είναι δευτέρου βαθμού. Άρα η λύση του θα περιέχει έξι σταθερές, οι οποίες προφανώς θα προσδιοριστούν αν μας δώσουν τις αρχικές συνθήκες του προβλήματος ή τέλος πάντων, αν μας δώσουν τη θέση και την ταχύτητα του φορτισμένου σωματιδίου σε μία οποιαδήποτε χρονική στιγμή.

Αν λοιπόν

$$\vec{r}_0=x_0\cdot\vec{i}+y_0\cdot\vec{j}+z_0\cdot\vec{k}$$

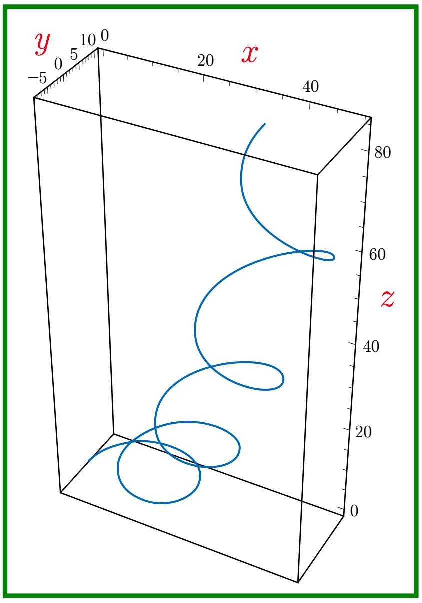
η αρχική θέση του φορτισμένου υλικού σημείου (σωματιδίου)

και
$$\vec{\upsilon}_0=\upsilon_{0x}\cdot\vec{i}+\upsilon_{0y}\cdot\vec{j}+\upsilon_{0z}\cdot\vec{k}$$

η αρχική του ταχύτητα τότε η λύση του συστήματος των διαφορικών (6), (7), (8) και κατά συνέπεια η τροχιά του σωματιδίου προσδιορίζεται από τις συναρτήσεις

$$\begin{cases} x=-\dfrac{\upsilon_{0y}m}{qB_z}\cdot\sigma\upsilon\nu(\dfrac{qB_z}{m}t)+\dfrac{(\upsilon_{0x}B_z-E_y)m}{qB_z^{\;2}}\cdot\eta\mu(\dfrac{qB_z}{m}t)+\dfrac{E_y}{B_z}t+x_0+\dfrac{\upsilon_{0y}m}{qB_z} & (9)\\[3ex] y=\dfrac{(\upsilon_{0x}B_z-E_y)m}{qB_z^{\;2}}\cdot\sigma\upsilon\nu(\dfrac{qB_z}{m}t)+\dfrac{\upsilon_{0y}m}{qB_z}\cdot\eta\mu(\dfrac{qB_z}{m}t)+y_0-\dfrac{(\upsilon_{0x}B_z-E_y)m}{qB_z^{\;2}} & (10)\\[3ex] z=\dfrac{qE_z}{2m}t^2+\upsilon_{0z}t+z_0 & (11)\end{cases}$$

Τροχιά φορτίου σε χώρο όπου συνυπάρχουν δύο πεδία. Το $\vec{E}$ και το $\vec{B}$.
Η τροχιά εξαρτάται από τις αρχικές συνθήκες και από τις τιμές των μέτρων των δύο πεδίων (επομένως από τον αδρανειακό παρατηρητή που θέλει να περιγράψει την κίνηση)



Από τις παραπάνω εξισώσεις κίνησης του σωματιδίου στους τρεις άξονες, μπορούν να προκύψουν οι αλγεβρικές τιμές των συνιστωσών της ταχύτητάς του

$$\left\{\begin{aligned} &\upsilon_x = \upsilon_{0y}\cdot \eta\mu(\frac{qB_z}{m}t) + (\upsilon_{0x} - \frac{E_y}{B_z})\cdot \sigma\upsilon\nu(\frac{qB_z}{m}t) + \frac{E_y}{B_z} && (12)\\ &\upsilon_y = -(\upsilon_{0x} - \frac{E_y}{B_z})\cdot \eta\mu(\frac{qB_z}{m}t) + \upsilon_{0y}\cdot \sigma\upsilon\nu(\frac{qB_z}{m}t) && (13)\\ &\upsilon_z = \frac{qE_z}{m}t + \upsilon_{0z} && (14)\end{aligned}\right.$$

Παρατηρήσεις:

α) Η εξίσωση (11) που αφορά τον z άξονα, δεν εξαρτάται από κανένα στοιχείο το οποίο να συνδέεται με τους δύο άλλους άξονες. Αντιστοιχεί στην εξίσωση κίνησης μιας ευθύγραμμης ομαλά επιταχυνόμενης κίνησης που οφείλεται αποκλειστικά στη συνιστώσα $E_z \cdot \vec{k}$ της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου.

β) Στη σχέση (2) χρησιμοποιήθηκε ο 2ος Νόμος του Νεύτωνα.

Επομένως όλα όσα προαναφέραμε θα ισχύουν όσο χρόνο το μέτρο της ταχύτητας του σωματιδίου είναι πολύ μικρότερο του μέτρου c της ταχύτητας του φωτός.

Αν φροντίσουμε η παραπάνω συνθήκη να ισχύσει για το μέτρο της αρχικής ταχύτητας $\vec{\upsilon}_0$, τότε ο κίνδυνος κατάρρευσης όλων των προηγούμενων εξισώσεων προέρχεται από τη συνεχή αύξηση της υ_z *(σχέση 14)* και από τον λόγο $\frac{E_y}{B_z}$ που καθορίζει ευθύς εξαρχής τα πλάτη ταλάντωσης των υ_x και υ_y και που εμφανίζεται στην υ_x *(σχέση 12)*

Τον κίνδυνο από την συνεχή αύξηση της υ_z δεν μπορούμε να τον αποφύγουμε, αφού η υ_z παρουσιάζει γραμμική αύξηση με το χρόνο και συνεπώς κάποια στιγμή το μέτρο της θα γίνει σχετικιστικά υπολογίσιμο.

Τον δεύτερο κίνδυνο, την παρουσία του πηλίκου $\frac{E_y}{B_z}$ δηλαδή στις εξισώσεις (12) και (13), θα πρέπει ευθύς εξαρχής να τον αποφύγουμε .

Για να εξασφαλίσουμε λοιπόν την ισχύ όλων των προηγούμενων εξισώσεων θα πρέπει επομένως, ευθύς εξαρχής να εξασφαλίσουμε ότι:

i) $\left|\vec{\upsilon}_0\right| << c$

ii) $\left|\frac{E_y}{B_z}\right| << c$ (15)

iii) η $\boldsymbol{\upsilon_z}$ δε θα γίνει σχετικιστικά μεγάλη όσο διαρκεί η παρατήρηση

γ) *Στη σχέση 12* **υπάρχει κάτι καταπληκτικό!!!**

Ευθύς αμέσως μετά την είσοδο του σωματιδίου στο χώρο των δύο πεδίων $\vec{E}$ και $\vec{B}$, η συνιστώσα υ_x «πριμοδοτείται» με έναν προσθετέο $\frac{E_y}{B_z}$, ανεξάρτητα από το είδος και το μέγεθος του φορτίου του !!!

Έτσι, ενώ οι υπόλοιποι προσθετέοι στις σχέσεις *12* και *13* θα περιόριζαν την κίνηση του σωματιδίου σε μια ορισμένη περιοχή του χώρου γύρω, η συνιστώσα $\boldsymbol{\upsilon_z}$ της *σχέσης 14* και ο προσθετέος $\frac{E_y}{B_z}$ θα φέρουν το σωματίδιο πολύ μακριά.

Ο προσθετέος αυτός της υ_x οφείλεται αποκλειστικά στα πεδία και δεν συνδέεται με κανένα, μα κανένα χαρακτηριστικό του σωματιδίου (μάζα, φορτίο).

Β. Τι βλέπουν δύο αδρανειακοί παρατηρητές

Η ειδική σχετικότητα αποτελώντας καρπό της ***ακράδαντης πίστης στην απόλυτη ισοδυναμία όλων των αδρανειακών παρατηρητών,*** είναι τελείως συμβατή με τον κλασικό ηλεκτρομαγνητισμό και απαραίτητη γι' αυτόν σε πάμπολλες περιπτώσεις, προκειμένου να έχουν συνέπεια και τα φαινόμενα που εξετάζουμε και οι υπολογισμοί που κάνουμε.

Έτσι λοιπόν, ενώ όταν χρησιμοποιούμε την κλασική μηχανική πρέπει κάθε τόσο να τονίζουμε ότι $\upsilon << c$, δεν υπάρχει τέτοιο πρόβλημα στη χρήση του κλασικού ηλεκτρομαγνητισμού.

Ο τελευταίος, αφενός διατηρεί σε ισχύ τις εξισώσεις Maxwell και τη δύναμη Lorentz, αφετέρου απαιτεί τη χρήση αποκλειστικά και μόνο της ειδικής σχετικότητας σε πλείστους υπολογισμούς του και οπωσδήποτε στη θεωρητική συνέπεια σημαντικότατων νόμων και προβλέψεων (άρση «παραδόξων»).

Ας δούμε λοιπόν πως μεταφράζουν μεταξύ τους την κίνηση ενός φορτισμένου υλικού σημείου (σωματιδίου) δύο αδρανειακοί παρατηρητές, των οποίων η σχετική ταχύτητα και οι ταχύτητες του σωματιδίου που παρατηρούνε είναι πολύ μικρές ως προς την ταχύτητα c του φωτός.

Η τελευταία υπόθεση γίνεται για δύο λόγους:

- Για να ισχύει η φυσική του Νεύτωνα για το χρόνο, τις συντεταγμένες, τις μάζες, τις επαλληλίες ταχυτήτων, τις χρησιμοποιούμενες δυναμικές εξισώσεις κ.λ.π.
- Για να γίνουν οι εξισώσεις που συνδέουν τα παρατηρούμενα πεδία των παρατηρητών πιο απλές και άμεσα εφαρμόσιμες σε προβλήματα λυκειακού επιπέδου.

Γίνεται δηλαδή μόνο και μόνο για την απλότητα και για την ισχύ των κλασικών μας αντιλήψεων και έπ' ουδενί λόγω για την ισχύ των ηλεκτρομαγνητικών μας σχέσεων.

Έστω Oxyz το σύστημα συντεταγμένων του αδρανειακού παρατηρητή που θεωρήσαμε ακίνητο και που εξετάσαμε προηγουμένως και O΄x΄y΄z΄ το σύστημα συντεταγμένων ενός άλλου αδρανειακού που κινείται ως προς τον πρώτο με ταχύτητα $\vec{V}$.

Για ευκολία του συμβολισμού και των σχέσεων ας υποθέσουμε ότι:

- Οι ημιάξονες Oy και Oz είναι αντίστοιχα παράλληλοι με τους Oy΄ και Oz΄
- Η ταχύτητα $\vec{V}$ είναι παράλληλη με τον Ox ημιάξονα

Ο παρατηρητής O, όπως εξηγήσαμε στη σελίδα 1, αντιλαμβάνεται πεδία με αλγεβρικές τιμές συνιστωσών

$$E_x = 0 \qquad E_y \neq 0 \qquad E_z \neq 0 \qquad B_x = 0 \qquad B_y = 0 \qquad B_z \neq 0 \tag{16}$$

Οι αντίστοιχες συνιστώσες των εντάσεων τις οποίες αντιλαμβάνεται ο κινούμενος αδρανειακός παρατηρητής O΄ είναι υπόθεση αποκλειστικά και μόνο της ειδικής σχετικότητας και έπ' ουδενί του φορμαλισμού της κλασικής μηχανικής.

$$\left.\begin{aligned} &E_x' = E_x = 0 \qquad E_y' = \frac{E_y - VB_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} \qquad E_z' = \frac{E_z + VB_y}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} = \frac{E_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} \\ &B_x' = B_x = 0 \qquad B_y' = \frac{B_y + \frac{V}{c^2}E_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\frac{V}{c^2}E_z}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} \qquad B_z' = \frac{B_z - \frac{V}{c^2}E_y}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Αν V<<c τότε

$$\left.\begin{aligned} &E_x' = E_x = 0 \qquad E_y' = E_y - VB_z \qquad E_z' = E_z \\ &B_x' = B_x = 0 \qquad B_y' = 0 \qquad B_z' = B_z \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Σωματίδιο με φορτίο q και μάζα m κινείται στο σύστημα αναφοράς Oxyz με ταχύτητα

$$\vec{\upsilon} = \upsilon_x \cdot \vec{i} + \upsilon_y \cdot \vec{j} + \upsilon_z \cdot \vec{k} \tag{19}$$

Τότε η ταχύτητα του σωματιδίου στο σύστημα O΄x΄y΄z΄ είναι

$$\vec{\upsilon}' = \upsilon'_x \cdot \vec{i} + \upsilon'_y \cdot \vec{j} + \upsilon'_z \cdot \vec{k} \tag{20}$$

και πληρείται η σχέση

$$\vec{\upsilon} = \vec{V} + \vec{\upsilon}' \Rightarrow \upsilon_x \cdot \vec{i} + \upsilon_y \cdot \vec{j} + \upsilon_z \cdot \vec{k} = (\upsilon'_x + V) \cdot \vec{i} + \upsilon'_y \cdot \vec{j} + \upsilon'_z \cdot \vec{k}$$

από όπου

$$\left.\begin{aligned} \upsilon_x &= \upsilon'_x + V \\ \upsilon_y &= \upsilon'_y \\ \upsilon_z &= \upsilon'_z \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Λόγω των σχέσεων (16) και (19), η δύναμη *Lorentz* που αντιλαμβάνεται ο παρατηρητής O πάνω στο σωματίδιο είναι

$$\vec{F} = q[\vec{E} + \vec{\upsilon} \times \vec{B}] = q[E_y \cdot \vec{j} + E_z \cdot \vec{k} + (\upsilon_x \cdot \vec{i} + \upsilon_y \cdot \vec{j} + \upsilon_z \cdot \vec{k}) \times (B_z \cdot \vec{k})]$$

ή κάνοντας τις πράξεις

$$\vec{F} = q[\upsilon_y B_z \cdot \vec{i} + (E_y - \upsilon_x B_z) \cdot \vec{j} + E_z \cdot \vec{k}] \tag{22}$$

Όμοια η δύναμη *Lorentz* που αντιλαμβάνεται ο παρατηρητής O΄ πάνω στο σωματίδιο είναι

$$\vec{F}' = q[\upsilon'_y B'_z \cdot \vec{i} + (E'_y - \upsilon'_x B'_z) \cdot \vec{j} + E'_z \cdot \vec{k}] \tag{23}$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές των σχέσεων (18) και (21) στη σχέση (23) προκύπτει

$$\vec{F} = \vec{F}' \tag{24}$$

Δηλαδή οι δύο αδρανειακοί παρατηρητές αντιλαμβάνονται την ίδια δύναμη πάνω στο σωματίδιο, κάτι που ήταν αναμενόμενο, αν αναλογιστούμε ότι δεν πρέπει να υπάρξει φυσικό φαινόμενο ή σχέση που θα μπορέσει να τους διακρίνει μεταξύ τους.

Επομένως και οι δύο παρατηρητές γράφουν τις ίδιες διαφορικές εξισώσεις (6), (7), (8) και συνεπώς έχουν όμοιες λύσεις (εννοείτε ότι ο καθένας χρησιμοποιεί τις δικές του αρχικές συνθήκες και πεδία).

Παρατηρήσεις:

α) Η προηγούμενη μη σχετικιστική αντιμετώπιση της κίνησης του φορτισμένου σωματιδίου από δυο αδρανειακούς παρατηρητές O και O΄ έγινε χρησιμοποιώντας

- το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα
- τη σχέση που δίνει τη δύναμη Lorentz και που ισχύει πάντα

- τις σχετικιστικές σχέσεις που συνδέουν τις συνιστώσες των πεδίων $\vec{E}$ και $\vec{B}$, αλλά στο κλασικό όριο V<<c
- τη χρήση κανόνων και εννοιών όπως αυτές ισχύουν στη μηχανική του Νεύτωνα και όχι στη σχετικότητα

Επομένως τα όποια συμπεράσματα προκύψουν θα ισχύουν στη Φυσική του Νεύτωνα

β) Αν σε ένα αδρανειακό σύστημα Ο ένα μαγνητικό και ένα ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετα μεταξύ τους (υπάρχουν μόνο η E_y και η B_z), τότε από τις σχέσεις (18) προκύπτει

$$E_x' = E_x = 0 \qquad E'_y = E_y - VB_z \qquad E'_z = 0$$

$$B_x' = B_x = 0 \qquad B'_y = 0 \qquad B'_z = B_z$$

Δηλαδή και ο παρατηρητής Ο΄ θα βλέπει ένα μαγνητικό και ένα ηλεκτρικό πεδίο που θα είναι κάθετα μεταξύ τους (θα υπάρχουν δηλαδή μόνο η E'_y και η B'_z)

Άρα

Αν σε ένα αδρανειακό σύστημα Ο υπάρχουν ένα μαγνητικό και ένα ηλεκτρικό πεδίο που είναι κάθετα μεταξύ τους, τότε οποιοσδήποτε άλλος αδρανειακός παρατηρητή Ο΄ θα βλέπει επίσης δύο κάθετα πεδία.

γ) Στις σχέσεις (18) μηδενίζοντας το ηλεκτρικό πεδίο που βλέπει ο Ο΄ προκύπτουν

$$\left.\begin{array}{lll} E_x' = E_x = 0 & V = \dfrac{E_y}{B_z} & E_z = 0 \\ B_x' = B_x = 0 & B'_y = 0 & B'_z = B_z \end{array}\right\} \qquad (25)$$

Άρα

Αν σε ένα αδρανειακό σύστημα Ο υπάρχει ένα μαγνητικό και ένα ηλεκτρικό πεδίο τα οποία είναι κάθετα μεταξύ τους (υπάρχουν μόνο η E_y και η B_z) τότε υπάρχει ένα και μόνο ένα αδρανειακό σύστημα στο οποίο το <u>ηλεκτρικό πεδίο «εξαφανίζεται».</u>

Το αδρανειακό αυτό σύστημα πρέπει να κινείται κάθετα στο επίπεδο των πεδίων του Ο (να κινείται παράλληλα με τον άξονα x) και με ταχύτητα $V = \dfrac{E_y}{B_z}$

<u>Συνδυαστικό συμπέρασμα:</u>

Αν σε ένα αδρανειακό σύστημα Ο, υπάρχουν ένα ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E}$ και ένα μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ και είναι κάθετα μεταξύ τους, τότε και σε κάθε άλλο αδρανειακό σύστημα Ο΄ θα υπάρχουν δύο πεδία (όχι τα ίδια με εκείνα του Ο) και θα είναι κάθετα μεταξύ τους, <u>εκτός από ένα αδρανειακό σύστημα</u> Ο΄΄ στο οποίο θα υπάρχει μόνο μαγνητικό πεδίο.

Το σύστημα αυτό κινείται με ταχύτητα $V = \dfrac{E}{B}$ κάθετη στο επίπεδο που ορίζουν τα πεδία $\vec{E}$ και $\vec{B}$.

Το συμπέρασμα ισχύει και αντίστροφα:

Αν σε ένα αδρανειακό σύστημα O υπάρχει μόνο μαγνητικό πεδίο, τότε σε οποιοδήποτε άλλο αδρανειακό σύστημα O΄ θα υπάρχουν και ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο και θα είναι κάθετα μεταξύ τους.

δ) Στην προηγούμενη παρατήρηση βλέπουμε ότι με την κίνηση μπορούμε να «εξαφανίσουμε» το ηλεκτρικό πεδίο.

Για να φανεί ότι με την κίνηση μπορούμε να «εξαφανίσουμε» αντίστοιχα και το μαγνητικό πεδίο και να έχουμε ανάλογα με τα παραπάνω συμπεράσματα, πρέπει να δουλέψουμε όλο το φαινόμενο καθαρά σχετικιστικά. Στις μικρές ταχύτητες που απαιτήσαμε αυτό δε φαίνεται...

Αλλά αυτό ξεφεύγει του σκοπού αυτής της εργασίας.

ε) Όλα τα προηγούμενα συμπεράσματα μπορούν εύκολα να προκύψουν δουλεύοντας κατευθείαν τις γενικές σχέσεις (17)

Ένα «παράδοξο»...

Ένα φορτισμένο σωματίδιο μπαίνει σε μαγνητικό πεδίο με ταχύτητα $\vec{\upsilon}$.

Άρα θα δεχτεί από το πεδίο δύναμη Lorentz, η οποία θα του αλλάξει την ταχύτητα.

Αν κάποιος παρατηρητής O΄ ακολουθεί το σωματίδιο με την ίδια ταχύτητα $\vec{\upsilon}$, τότε το σωματίδιο ως προς τον παρατηρητή αυτόν είναι ακίνητο και επομένως δε θα δεχτεί δύναμη από το μαγνητικό πεδίο.

Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα το σωματίδιο να συνεχίσει να είναι ακίνητο ως προς τον κινούμενο αυτόν παρατηρητή.

Έχουμε δηλαδή το «παράδοξο» όπου ο ένας αδρανειακός να βλέπει αλλαγές στην ταχύτητα του σωματιδίου και συνεπώς να συμπεραίνει ότι επάνω του ασκούνται δυνάμεις και ο άλλος να το βλέπει συνεχώς ακίνητο και να συμπεραίνει ότι δεν ασκούνται επάνω του δυνάμεις.

Αυτό όμως δε μπορεί να συμβεί, γιατί θα είχαμε αμέσως ένα πείραμα που μπορούσε να ξεχωρίσει μεταξύ τους δύο αδρανειακούς παρατηρητές.

Λύση

1ος τρόπος: *Κοιτώντας τη σχέση (24)*

Η δύναμη Lorentz είναι ίδια σε όλους τους αδρανειακούς παρατηρητές.

2ος τρόπος: *Κοιτώντας τις σχέσεις (18)*

Για τον ακίνητο παρατηρητή υπάρχει μόνο μαγνητικό πεδίο. Αλλά για τον κινούμενο υπάρχει και ηλεκτρικό. Το μαγνητικό δεν ασκεί δύναμη στο φορτίο μιας και του φαίνεται ακίνητο το φορτίο, αλλά το ηλεκτρικό πεδίο του ασκεί δύναμη και μάλιστα τόση ώστε και για τους δύο παρατηρητές η δύναμη που δέχεται το φορτίο (δύναμη Lorentz) να είναι ίδια.

....
....

.... **κίνηση λοιπόν φορτίου σε πεδία,**
ή αλλιώς θεατές σε ένα όμορφο παιχνίδι ορίων ανάμεσα στο Νεύτωνα και τον Αϊνστάιν...

Με μια Φύση να προ(σ)καλεί το φως, που έξω από όλους τους χρόνους στέκεται, στις εμπειρίες και στις σκέψεις του βιαστικού χρόνου της καθημερινότητάς μας...

Άραγε πόσα θα μας φανερώσει ή πόσο θα μας ταράξει η λάμψη της παράξενης ταχύτητάς του που βάζει όρια Κόσμου;

Πήλιο, Κυριακή 7 Φεβρουαρίου 2010

Θρασύβουλος Κων. Μαχαίρας
Φυσικός