ΤΑΞΗ: **Γ΄ ΓΕΝΙΚΟΥ ΛΥΚΕΙΟΥ**
ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΟΣ: **ΘΕΤΙΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ**
ΜΑΘΗΜΑ: **ΦΥΣΙΚΗ**

Ημερομηνία: Σάββατο 27 Απριλίου 2024
Διάρκεια Εξέτασης: 3 ώρες

ΑΠΑΝΤΗΣΕΙΣ

ΘΕΜΑ Α

Α1. γ

Α2. α

Α3. β

Α4. δ

Α5. α. Λ
β. Σ
γ. Λ
δ. Λ
ε. Σ

ΘΕΜΑ Β

Β1. **Σωστό το (β)**

Έστω f_A η συχνότητα κατωφλίου για το αλκαλιμέταλλο Α και f_B η συχνότητα κατωφλίου για το αλκαλιμέταλλο Β.

Ισχύει: $f_A = \frac{\varphi_A}{h}$ και $f_B = \frac{\varphi_B}{h}$, όπου φ_A και φ_B τα έργα εξαγωγής για τις επιφάνειες των μετάλλων Α και Β. Καθώς $f_B = 2f_A$, έχουμε: $\varphi_B = 2\varphi_A$. *(1)*

Για τα φωτόνια ορμής p, μήκους κύματος λ_1 και συχνότητας f_1 που προσπίπτουν στη διάταξη του μετάλλου Α έχουμε: $p = \frac{h}{\lambda_1} = \frac{h \cdot f_1}{c} \Rightarrow f_1 = \frac{p \cdot c}{h}$.

Για τα φωτόνια ορμής 2p, μήκους κύματος λ_2 και συχνότητας f_2 που προσπίπτουν στη διάταξη του μετάλλου Β έχουμε: $2p = \frac{h}{\lambda_2} = \frac{h\cdot f_2}{c} \Rightarrow f_2 = 2\frac{p\cdot c}{h}$.

Επομένως $f_2 = 2f_1$. *(2)*

Εστω K_A η μέγιστη κινητική ενέργεια των εξερχόμενων φωτοηλεκτρονίων από την μεταλλική επίστρωση Α. Αν μεταξύ ανόδου και καθόδου της συσκευής εφαρμόσουμε τάση αποκοπής V_o τα φωτοηλεκτρόνια φτάνουν στην άνοδο με μηδενική κινητική ενέργεια. Για να υπολογίσουμε την τάση αποκοπής V_o εφαρμόζουμε το θεώρημα μεταβολής της κινητικής ενέργειας για την κίνηση των ηλεκτρονίων ανάμεσα στην άνοδο και την κάθοδο.

$\Delta K = W_{F\eta\lambda} \Rightarrow 0 - K_A = -|q_e|\cdot V_o$ όπου q_e το φορτίο των φωτοηλεκτρονίων. Άρα: $V_o = \frac{K_A}{|q_e|}$.

Από την φωτοηλεκτρική εξίσωση Einstein: $V_o = \frac{h\cdot f_1 - \varphi_A}{|q_e|}$.

Αντίστοιχα, η τάση αποκοπής V_o' για την τα ηλεκτρόνια που εξέρχονται από την μεταλλική επίστρωση Β είναι: $V_o' = \frac{h\cdot f_2 - \varphi_B}{|q_e|}$.

Με τη βοήθεια των σχέσεων *(1)* και *(2)* έχουμε:

$V_o' = \frac{h\cdot 2f_1 - 2\varphi_A}{|q_e|} = 2\frac{h\cdot f_1 - \varphi_A}{|q_e|} \Rightarrow \mathbf{V_o' = 2V_o}$.

Β2. Σωστό το (γ)

Η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών δεσμών σε ένα στάσιμο κύμα είναι ίση με $\frac{\lambda}{2}$, όπου λ το μήκος κύματος των κυμάτων που συμβάλλουν. Επομένως $\frac{\lambda}{2} = 0{,}2$ m $\Rightarrow \lambda = 0{,}4\, m$.

Το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών μεγιστοποιήσεων της κινητικής ενέργειας του υλικού σημείου που βρίσκεται στο Ο είναι ίσο με $\frac{T}{2}$, όπου Τ η περίοδος ταλάντωσής του. Άρα $\frac{T}{2} = 0{,}1$ s $\Rightarrow$ T = 0,2 s.

Την χρονική στιγμή $t = \frac{T}{12}$ η απομάκρυνσή του από τη θέση ισορροπίας του είναι y = 0,1 m. Από την εξίσωση του στάσιμου κύματος

$y = 2A\cdot\sigma\upsilon\nu 2\pi\frac{x}{\lambda}\cdot\eta\mu 2\pi\frac{t}{T}$ έχουμε:

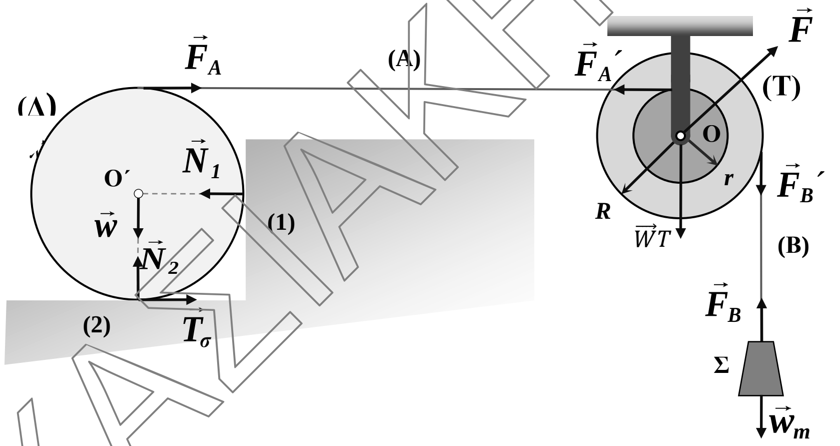
$0{,}1 = 2A\cdot\sigma\upsilon\nu 0\cdot\eta\mu 2\pi\frac{\frac{T}{12}}{T}$ (S.I.) $\Rightarrow 0{,}1 = 2A\cdot\eta\mu\frac{\pi}{6}$ (S.I.) $\Rightarrow 2A = 0{,}2$ m, όπου Α το πλάτος των αρμονικών κυμάτων που συμβάλλουν.

Επομένως η εξίσωση του στάσιμου κύματος είναι:

$y = 0{,}2\cdot$συν$2\pi\frac{x}{0{,}4}\cdot$ημ$2\pi\frac{t}{0{,}2}$ ή **y = 0,2·συν5πx·ημ10πt (S.I.)**.

Β3. Σωστό το (α) .

Στο σώμα (Σ) ασκούνται, το βάρος του $\vec{W}_m$ και η δύναμη $\vec{F}_B$ από το νήμα (Β) .
Καθώς το σώμα (Σ) ισορροπεί: $\Sigma\vec{F} = \vec{0} \Rightarrow F_B = W_m = mg$.



Στην τροχαλία (Τ) ασκούνται, το βάρος της $\vec{W}_T$, η δύναμη $\vec{F}$ από τον άξονα καθώς και οι δυνάμεις από τα 2 νήματα $\vec{F}_A{}'$ και $\vec{F}_B{}'$, όπου $F_B' = F_B = mg$.

Καθώς η τροχαλία δεν στρέφεται η συνισταμένη των ροπών που ασκούνται σε αυτήν ως προς το Ο είναι μηδενική. Επομένως:

$\Sigma\vec{\tau}_O = \vec{0} \Rightarrow \vec{\tau}_{FA'} + \vec{\tau}_{FB'} + \vec{\tau}_F + \vec{\tau}_{WT} = \vec{0} \Rightarrow F_A'\cdot r = F_B'\cdot R \Rightarrow F_A'\cdot r = F_B'\cdot 2r \Rightarrow$

$F_A' = 2F_B' \Rightarrow F_A' = 2mg$.

Στον δίσκο (Δ) ασκούνται, το βάρος του $\vec{W}$, οι κάθετες δυνάμεις επαφής από το κατακόρυφο τοίχωμα $\vec{N}_1$ και από το έδαφος $\vec{N}_2$, η δύναμη $\vec{F}_A$ από το νήμα (Α) και η στατική τριβή $\vec{T}_\sigma$ από το έδαφος.

Για την $\vec{F}_A$ έχουμε: $F_A = F_A' = 2mg$.

Καθώς ο δίσκος δεν στρέφεται η συνισταμένη των ροπών που ασκούνται σε αυτόν ως προς το κέντρο του Ο' είναι μηδενική. Επομένως:

$\Sigma\vec{\tau}_{O'} = \vec{0} \Rightarrow \vec{\tau}_{FA} + \vec{\tau}_{N1} + \vec{\tau}_W + \vec{\tau}_{N2} + \vec{\tau}_{T\sigma} = \vec{0}$.

Ισχύει: $\vec{\tau}_{N1} = \vec{\tau}_{N2} = \vec{\tau}_W = \vec{0}$.

Επομένως: $\tau_{T\sigma} - \tau_{FA} = 0 \Rightarrow T_\sigma \cdot R = F_A \cdot R \Rightarrow T_\sigma = F_A = 2mg$.

Από την ισορροπία των δυνάμεων που ασκούνται στον δίσκο στον οριζόντιο άξονα x'x:

$\Sigma \vec{F}x = \vec{0} \Rightarrow F_A + T_\sigma = N_1 \Rightarrow N_1 = 4mg$ *(1)*.

Από την ισορροπία των δυνάμεων που ασκούνται στον δίσκο στον κατακόρυφο άξονα y'y: $\Sigma \vec{F}y = \vec{0} \Rightarrow N_2 - W = 0 \Rightarrow N_2 = Mg$ *(2)*.

Από τις *(1)* και *(2)*: $\frac{N_1}{N_2} = \frac{4mg}{Mg} \Rightarrow \boldsymbol{\frac{N_1}{N_2} = \frac{4m}{M}}$.

ΘΕΜΑ Γ

Γ1. Για την αντίσταση του τμήματος ΜΝ της ράβδου έχουμε ότι:

$R_{(MN)} = \rho \frac{(MN)}{s}$, όπου ρ η ειδική αντίσταση και s το εμβαδό διατομής του. Παρομοίως για την αντίσταση της ράβδου ΚΛ έχουμε ότι: $R_{(K\Lambda)} = \rho \frac{(K\Lambda)}{s}$.

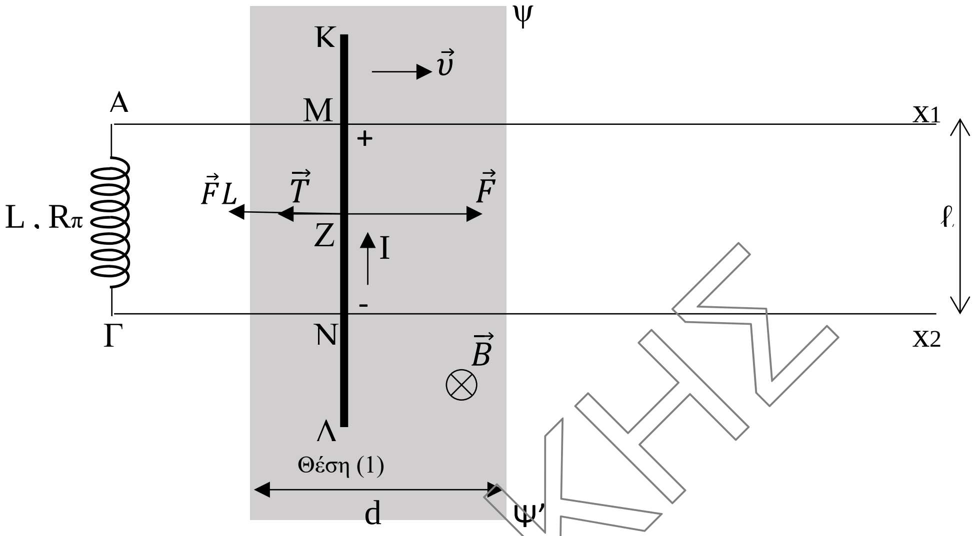
Αρα: $\frac{R_{(MN)}}{R_{(K\Lambda)}} = \frac{(MN)}{(K\Lambda)} \Rightarrow R_{(MN)} = 1\ \Omega$.

Η ολική ωμική αντίσταση του κυκλώματος που διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα είναι: $R_{o\lambda} = R_{(MN)} + R_\pi \Rightarrow R_{o\lambda} = 1 + 1 = 2\ \Omega$.

Το μέτρο της ηλεκτρεγερτικής δύναμης από επαγωγή που αναπτύσσεται στο τμήμα ΜΝ της ράβδου είναι $E_{\varepsilon\pi} = B\,\upsilon\,(MN) = 1$ V. Για την ένταση του ρεύματος στο κύκλωμα ισχύει ότι $I = \frac{E_{\varepsilon\pi}}{R_{o\lambda}} \Rightarrow \mathbf{I = 0{,}5\ A}$.

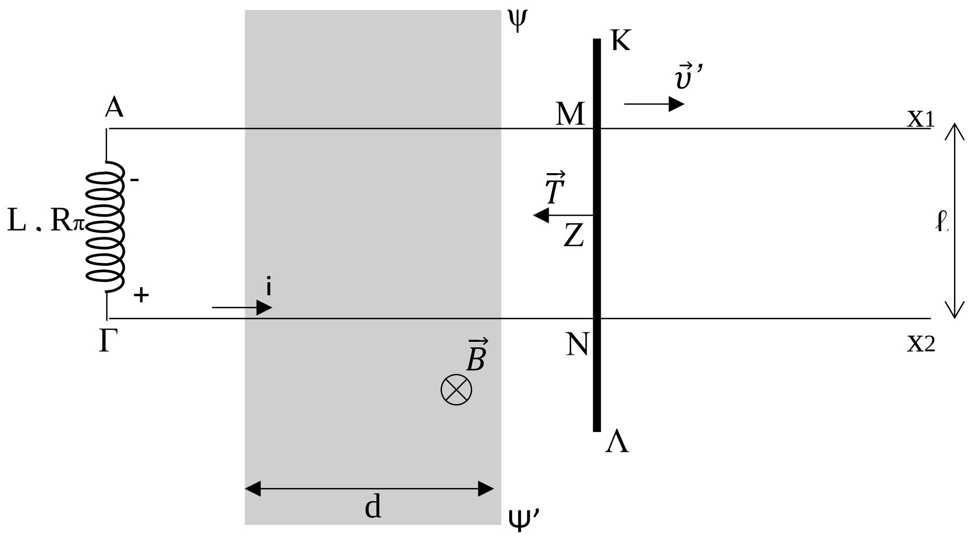
Η ενέργεια που έχει αποθηκευτεί στο μαγνητικό πεδίο του πηνίου είναι ίση με: $U = \frac{1}{2} L\, I^2 = \frac{1}{2} 0.8\ 0.5^2$ J $\Rightarrow \mathbf{U = 0{,}1\ J}$.

Γ2. Κατά την κίνηση του αγωγού ΚΛ, καθώς το τμήμα του ΜΝ διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα και βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο του σχήματος, ασκείται σε αυτό δύναμη Laplace με μέτρο $F_L = B\,I\,(MN) = 0{,}5 \cdot 0.5 \cdot 1 = 0{,}25$ N. Η δύναμη Laplace έχει αντίθετη κατεύθυνση από την κατεύθυνση της κίνησης του αγωγού (κανόνας Lenz). Επειδή ο αγωγός κινείται με σταθερή ταχύτητα και το μέτρο της δύναμης Laplace είναι μικρότερο από το μέτρο της δύναμης $\vec{F}$ συμπεραίνουμε πως υπάρχει τριβή μεταξύ του αγωγού και των σιδηροτροχιών, έτσι ώστε $\Sigma \vec{F} = \vec{0}$. Επομένως: $F - F_L - T = 0 \Rightarrow \mathbf{T = 1\ N}$.



Με εφαρμογή του δεύτερου κανόνα του Kirchhoff μεταξύ των σημείων Κ και Λ του αγωγού προκύπτει : $V_K – E_{Eπ(KΛ)} + I\,R_{(MN)} = V_Λ \Rightarrow V_K - 2 + 0{,}5 = V_Λ \Rightarrow$
$V_K - V_Λ = \mathbf{V_{KΛ} = 1{,}5\ V}$, όπου $E_{Eεπ(KΛ)} = B\,υ\,(KΛ) = 2$ V και $I\,R_{(MN)} = \frac{1}{2}\cdot 1 = 0{,}5$ V.
Μπορούμε επίσης να θεωρήσουμε την τάση μεταξύ των σημείων Κ και Λ ίση την ηλεκτρεγερτική δύναμη $E_{Eπ(KΛ)}$ που αναπτύσσεται στα άκρα του αγωγού ΚΛ μείον την πτώση τάσης $I\,R_{(MN)}$ στην αντίσταση του τμήματος ΜΝ που διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα.
$V_{KΛ} = E_{Eεπ(KΛ)} - I\,R_{(MN)} \Rightarrow \mathbf{V_{KΛ} = 1{,}5\ V}$.

Γ3. Με την έξοδο του αγωγού ΚΛ από το μαγνητικό πεδίο το ηλεκτρικό ρεύμα που διαρρέει το πηνίο αρχίζει να μειώνεται από την αρχική τιμή Ι = 0,5 Α. Λόγω



αυτεπαγωγής στο πηνίο η πολικότητα της ΗΕΔ είναι τέτοια έτσι ώστε να αντιστέκεται στην παραπάνω μείωση. Αυτό συμβαίνει καθώς εμφανίζεται θετικός πόλος (+) στο άκρο Γ του πηνίου και αρνητικός πόλος (-) στο άκρο του Α. Ισχύει ότι $|E_{αυτ}| = i\,(R_{(MN)} + R_π) \Rightarrow |E_{αυτ}| = 0{,}4 \cdot 2 = 0{,}8$ V.

$|E_{αυτ}| = L\,|\frac{di}{dt}| \Rightarrow |\frac{di}{dt}| = \mathbf{1\,\frac{A}{s}}$.

Γ4. Μετά την έξοδο του αγωγού ΚΛ από το μαγνητικό πεδίο και μέχρι το ηλεκτρικό ρεύμα στο κύκλωμα να μηδενιστεί, όλη η ενέργεια που είχε αποθηκευτεί στο μαγνητικό πεδίο του πηνίου εκλύεται ως θερμότητα λόγω φαινομένου Joule στις αντιστάσεις του κυκλώματος.
Επομένως: $Q_{Roλ} = U = 0{,}1$ J.

Για την κίνηση του αγωγού ΚΛ εκτός του μαγνητικού πεδίου, με εφαρμογή του θεωρήματος μεταβολής της κινητικής ενέργειας υπολογίζουμε το έργο της τριβής ολίσθησης που ασκείται σε αυτόν.

$ΔK = W_{ολ} = W_T \Rightarrow 0 - \frac{1}{2}\,1\,2^2 = W_T \Rightarrow W_T = -\,2$ J.

Άρα το ποσό θερμότητας που εκλύεται στο περιβάλλον λόγω τριβής ολίσθησης είναι ίσο με: $Q_T = |W_T| = 2$ J.

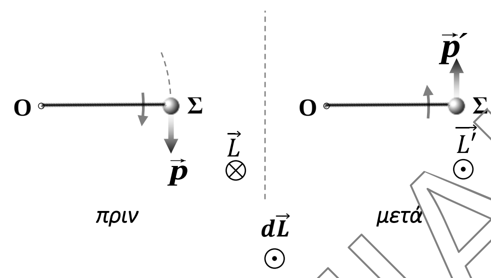
Επομένως το πηλίκο της θερμότητας λόγω τριβής ολίσθησης που εκλύεται στο περιβάλλον προς την θερμότητα λόγω φαινομένου Joule στις αντιστάσεις του κυκλώματος, από την χρονική στιγμή που ο αγωγός εξέρχεται από το μαγνητικό πεδίο, μέχρι μια χρονική στιγμή που ο αγωγός δεν κινείται και το ηλεκτρικό ρεύμα στο κύκλωμα έχει μηδενιστεί είναι ίση με:

$\frac{|Q_T|}{Q_{Roλ}} = \frac{2\,J}{0{,}1\,J} \Rightarrow \mathbf{\frac{|Q_T|}{Q_{Roλ}} = 20}$.

ΘΕΜΑ Δ

Δ1. Η στροφορμή του σώματος Σ λίγο πριν την κρούση έχει μέτρο L= pr = 2 Kg$\frac{m^2}{s}$ όπου p το μέτρο της ορμής του και r η ακτίνα περιστροφής του. Η φορά της είναι από τον αναγνώστη προς την σελίδα.

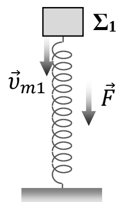
Η στροφορμή του σώματος Σ αμέσως μετά την κρούση έχει μέτρο L' = p'r = 0,5 Kg$\frac{m^2}{s}$ όπου p' το μέτρο της ορμής του και r η ακτίνα περιστροφής του. Η φορά της είναι από την σελίδα προς τον αναγνώστη.



Θεωρώντας ως θετική την φορά της L' υπολογίζουμε το μέτρο της μεταβολής της στροφορμής του σώματος Σ.

$d\vec{L} = \vec{L}' - \vec{L} \Rightarrow dL = 0{,}5\ Kg\frac{m^2}{s} - (-2\ Kg\frac{m^2}{s}) \Rightarrow \mathbf{dL = 2{,}5\ Kg\frac{m^2}{s}}$.

Η φορά του διανύσματος dL είναι από την σελίδα προς τον αναγνώστη.



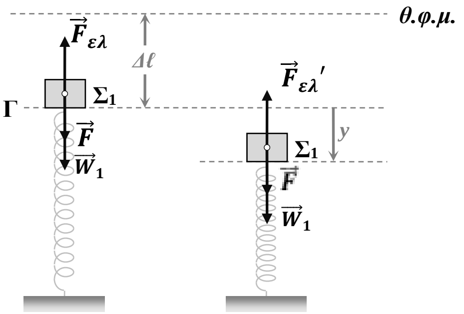
Η συνολική ορμή του συστήματος των σωμάτων Σ, $Σ_1$ λόγω κρούσης δε μεταβάλλεται. Οι κινήσεις τους λίγο πριν και αμέσως μετά την κρούση πραγματοποιούνται στον κατακόρυφο άξονα y'y. Θεωρώντας στον y'y ως θετική την φορά κίνησης προς τα κάτω, έχουμε: $\vec{p}_{πριν} = \vec{p}_{μετά} \Rightarrow p = -p' + m_1υ_{m1} \Rightarrow \mathbf{υ_{m1} = 5\ \frac{m}{s}}$,

όπου $υ_{m1}$ το μέτρο της ταχύτητας που απέκτησε το σώμα $Σ_1$ αμέσως μετά την κρούση.

Δ2. Το σώμα $Σ_1$ ισορροπεί στη θέση Γ όπου το ελατήριο είναι παραμορφωμένο κατά Δl. Στο $Σ_1$,στη θέση ισορροπίας του, ασκούνται το βάρος του $\vec{W}_1$, η δύναμη από το ελατήριο $\vec{F}_{ελ}$ καθώς και η κατακόρυφη δύναμη $\vec{F}$.

Επομένως: $Σ\vec{F} = \vec{0} \Rightarrow F_{ελ} – W_1 – F = 0 \Rightarrow KΔl = W_1 + F$ (1).

Από την σχέση (1) προκύπτει πως η παραμόρφωση του ελατηρίου στην θέση Γ είναι ίση με Δl = 0,15 m.



Εκτρέπουμε το σώμα $Σ_1$ κατακόρυφα προς τα κάτω κατά y. Στην νέα θέση η δύναμη που ασκεί το ελατήριο στο $Σ_1$ έχει νέο μέτρο $F_{ελ}' = K(Δl + y)$.

Θεωρώντας στον κατακόρυφο άξονα y'y ως θετική της φορά εκτροπής του σώματος $Σ_1$, η συνισταμένη δύναμη που ασκείται σε αυτό στη νέα θέση είναι:

$Σ\vec{F} = \vec{W}_1 + \vec{F} + \vec{F}_{ελ}{}' \Rightarrow$

$ΣF = W_1 + F – K(Δl + y) = W_1 + F - KΔl – Ky$.

Από την σχέση (1): $ΣF = - Ky$. Επομένως το σώμα $Σ_1$ εκτελεί αρμονική ταλάντωση σταθεράς $D = K = 100\,\frac{N}{m}$.

Από την σχέση $D = K = m_1ω^2$ προκύπτει πως η κυκλική συχνότητα της ταλάντωσης είναι ίση με $ω = 10\,\frac{rad}{s}$.

Το σώμα $Σ_1$ αμέσως μετά την κρούση εκτελεί γ.α.τ. με σημείο ισορροπίας το Γ το οποίο είναι και το σημείο όπου έγινε η κρούση. Αρα η ταχύτητα $\vec{υ}_{m1}$ που απέκτησε αμέσως μετά την κρούση είναι η ταχύτητα που αντιστοιχεί στο σημείο ισορροπίας της ταλάντωσης. Επομένως $υ_{m1} = ωA \Rightarrow$ **A = 0,5 m** , όπου Α το πλάτος της ταλάντωσής του.

Δ3. Το σώμα $Σ_1$ εκτελεί γ.α.τ. με σταθερή ενέργεια ταλάντωσης

$E = \frac{1}{2}DA^2 = \frac{1}{2}KA^2 = 12{,}5$ J.

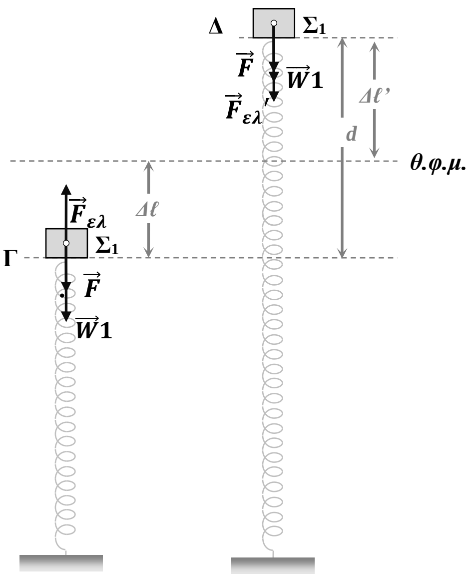
Η συχνότητα ταλάντωσης είναι ίση με $f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{K}{m_1}} = \frac{5}{\pi}$ Hz. Σύμφωνα με την υπόθεση του Planck για τον αρμονικό ταλαντωτή, η ενέργεια ταλάντωσης είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της ποσότητας h·f όπου f η συχνότητα ταλάντωσης και h η σταθερά του Planck.

Αρα: $E = n\cdot(h\cdot f) \Rightarrow n = \frac{E}{h\cdot f} \Rightarrow$ $\mathbf{n = 37{,}5\pi\cdot 10^{32}}$ ή $\mathbf{n = 11775\cdot 10^{30}}$ (τεράστιος αριθμός!!!).

Δ4. Από το Δ3 η ενέργεια ταλάντωσης είναι ίση με E = 12,5 J.

Την χρονική στιγμή t_1 το σώμα $Σ_1$ απέχει από το σημείο ισορροπίας Γ κατά d και κινείται με ταχύτητα μέτρου $υ_1$. Επομένως για το $Σ_1$ η δυναμική ενέργεια ταλάντωσης είναι ίση με $U = \frac{1}{2}D\cdot d^2 = \frac{1}{2}K\cdot d^2$ και η κινητική ενέργεια ίση με

$K = \frac{1}{2}m_1υ_1^2$.



Καθώς η ενέργεια ταλάντωσης Ε παραμένει σταθερή:

$U + K = E \Rightarrow \frac{1}{2}K \cdot d^2 + \frac{1}{2}m_1 υ_1{}^2 = 12.5\ J \Rightarrow$

d = 0,4 m.

Στην θέση αυτή το ελατήριο είναι επιμηκυμένο κατά Δl' = d - Δl , όπου Δl η συμπίεση του ελατηρίου στο σημείο Γ. Από το Δ2 έχουμε Δl = 0,15 m.

Επομένως το μέτρο της δύναμης του ελατηρίου στην θέση Δ είναι ίσο με:

$F_{ελ}' = K\ Δl' \Rightarrow F_{ελ}' = K\ (d - Δl) \Rightarrow$

$F_{ελ}' = 100\ (0{,}4 - 0{,}15)\ N \Rightarrow \mathbf{F_{ελ}' = 25\ N}$.

Η κατεύθυνση της $\vec{F}_{ελ}'$ στην παραπάνω θέση είναι κατακόρυφη, με φορά προς τα κάτω, προς το φυσικό μήκος του ελατηρίου, όπως φαίνεται στο σχήμα.

Δ5. Η κινητική ενέργεια του σώματος $Σ_1$ λίγο πριν την κρούση με το σώμα $Σ_2$ είναι ίση με: $K_1 = \frac{1}{2}m_1 υ_1{}^2 = \frac{9}{2}$ J.

Το άθροισμα των κινητικών ενεργειών των σωμάτων $Σ_1$ και $Σ_2$ λίγο πριν την κρούση είναι ίσο με: $K_{πριν} = K_1 + K_2 = \frac{9}{2}\ J + \frac{9}{16}\ J = \frac{81}{16}$ J.

Έστω K_1' και K_2' οι κινητικές ενέργειες των 2 σωμάτων αμέσως μετά την κρούση. Καθώς η κρούση είναι ελαστική, το άθροισμα των κινητικών ενεργειών των 2 σωμάτων αμέσως μετά την κρούση είναι ίσο με $K_{μετ} = K_1' + K_2' = \frac{81}{16}$ J.

Προκειμένου η K_2' να είναι η μέγιστη δυνατή, η K_1' θα πρέπει να μηδενισθεί. Αυτό σημαίνει πως η ταχύτητα του σώματος $Σ_1$ μηδενίζεται στο Δ αμέσως μετά την κρούση ενώ το σώμα $Σ_2$ αποκτά κινητική ενέργεια:

$K_{2max}' = K_{πριν} \Rightarrow \mathbf{K_{2max}' = \frac{81}{16}\ J.}$

Στη συνέχεια το σώμα $Σ_1$ εκτελεί γ.α.τ. στον άξονα y'y με άκρο το σημείο Δ καθώς σε αυτό το σημείο η ταχύτητά του είναι μηδενική. Επομένως ο χρόνος που απαιτείται για να επιστρέψει για πρώτη φορά στο Δ είναι ίσος με την περίοδο ταλάντωσής του $\mathbf{T = \frac{1}{f} = \frac{\pi}{5}\ s.}$