38-OJI LIETUVOS JAUNŲJŲ FIZIKŲ OLIMPIADA

X klasė

II ratas

1. **Palydovas skrieja apskritimine orbita pusiaujo plokštumoje 1000km aukštyje virš Žemės paviršiaus. Kas kiek laiko palydovas praskrieja virš to paties Žemės paviršiaus taško? Žemės spindulys R=6370km.**

Sprendimas

Palydovui sukantis aplink Žemę jam įcentrinį pagreitį suteikia Žemės trauka

$$\frac{mv^2}{R+h} = \gamma \frac{mM}{(R+h)^2}, \tag{1}$$

čia m ir M – palydovo ir Žemės masės, (R+h) – palydovo atstumas iki Žemės centro, h – palydovo aukštis virš Žemės paviršiaus. Ties Žemės paviršiumi

$$\gamma \frac{mM}{R^2} = mg, \tag{2}$$

todėl iš (1) – (2):

$$v = R\sqrt{\frac{g}{R+h}}. \tag{3}$$

Kur v – tai palydovo greitis aplink Žemės ašį žvaigždžių (arba Saulės – skirtumas nedidelis) atžvilgiu. Žemės atžvilgiu dėl Žemės sukimosi palydovas judės arba greičiau nei v, arba lėčiau – svarbu į kokią pusę (vakarų ar rytų) jis skrenda. Žvaigždžių atžvilgiu kampinis greitis

$$\omega = \frac{v}{R+h}, \tag{4}$$

o Žemės

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T}. \tag{5}$$

T – paros ilgis. Taigi, turime dvi palydovo kampinio sukimosi greičio vertes: $\omega_{1,2} = \omega \pm \omega_0$. Apsisukimo periodams atitinkamai:

$$T_{1,2} = \frac{2\pi}{\omega \pm \omega_0}. \tag{6}$$

Iš (3) – (6):

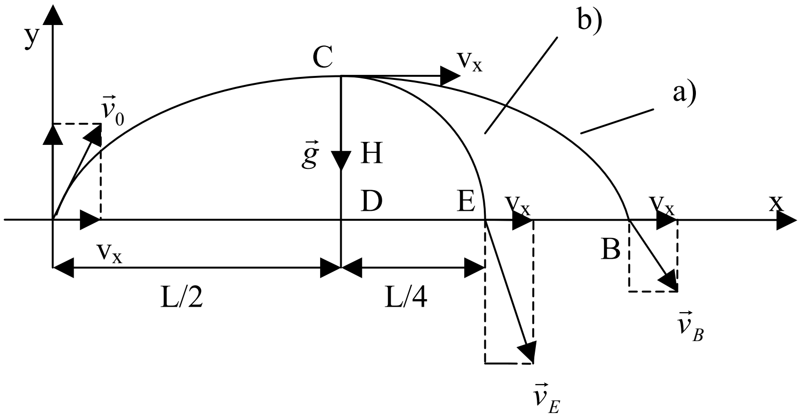
$$T_{1,2} = \frac{2\pi}{g^{1/2}R(R+h)^{-3/2} \pm 2\pi/T}.$$

$$T_1 \approx 98\,\text{min}. \quad T_2 \approx 113\,\text{min}.$$

2. **a) Neturinčioje atmosferos planetoje kampu α į horizontą vienodais greičiais buvo išmesti keturi vienodi kūnai. Jie skrido drauge, iš pradžių neliesdami vienas kito, o aukščiausiame trajektorijos taške susiliejo į vieną kūną.**
   b) Toje pat planetoje kampu α į horizontą buvo išmestas vienas kūnas. Jam pasiekus aukščiausią trajektorijos tašką, staiga keturis kartus padidėjo sunkio jėga.
   Kokiame atstume kūnai nukris a) ir b) atvejais, palyginus su tuo atveju, kai aukščiausiame jų trajektorijos taške nieko neatsitinka? Kokie bus nukritimo greičiai? Palyginus su planetos spinduliu, trajektorijos aukštis nedidelis.

Sprendimas

a) Judėdami greta vienas kito kūnai juda tarsi sulipę. Kūnams sulipus nieko neatsitinka. Trajektorija, o tuo pačiu ir atstumas, kurį nulekia kūnai, tokie, lyg nieko nebūtų atsitikę. Iš energijos išsilaikymo dėsnio ir judėjimo simetrijos matome, kad kūnų galinis greitis v_B lygus pradiniam greičiui v_0, tik v_B nukreiptas kampu α žemyn (žr. pav.).



b) Sunkio jėga – tai mg, kur m – masė, g – laisvojo kritimo pagreitis. Šiai jėgai padidėjus 4 kartus, padidėti galėjo ir masė, ir pagreitis, ir abu kartu.

Jei padidėjo tik masė, o greitis šio pasikeitimo momentu išsilaiko toks pat, tai, kaip ir a) atveju, niekas dėl to nesikeičia.

Dabar tarkim, kad padidėjo tik laisvojo kritimo pagreitis g. Tuomet naujasis pagreitis g_1=4g. Horizontalus greičio dėmuo lygus

$$v_x = v_0 \cos\alpha, \tag{1}$$

ir jis visą lėkimo laiką toks pat. Vertikalusis greičio dėmuo iš pradžių lygus

$$v_{y1} = v_0 \sin\alpha. \tag{2}$$

Aukščiausiame trajektorijos taške šis greitis virsta nuliu – visa jį atitinkanti kinetinė energija virsta potencine energija

$$\frac{mv_{y1}^2}{2} = mgH. \tag{3}$$

Šiame taške mg padidėjo 4 kartu, todėl 4 kartus padidėjo ir potencinė energija. Kūnas nukrinta tokiu greičiu, kurio vertikaliam dėmeniui v_{y2}:

$$\frac{mv_{y2}^2}{2} = 4mgH. \tag{4}$$

Iš (2) – (4):

$$v_{y2} = 2v_{y1} = 2v_0 \sin\alpha. \tag{5}$$

Kūnas nukrinta greičiu:

$$v_E = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = v_0\sqrt{1+3\sin^2\alpha},$$

kuris nukreiptas žemyn kampu β:

$$\tan\beta = \left|\frac{v_{y2}}{v_x}\right| = 2\tan\alpha.$$

$$\beta = \arctan(2\tan\alpha).$$

Paleistas kampu α ir greičiu v_0, kūnas nulekia atstumą

$$L = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}. \tag{6}$$

Horizontalia kryptimi pusė šio atstumo (t.y., L/2) būna įveikta pasiekus aukščiausią trajektorijos tašką C (žr. pav.). Žemyn kūnas krinta laiką

$$t = \frac{v_{y2}}{4g}, \tag{7}$$

ir horizontalia kryptimi nulekia atstumą

$$DE = v_x t. \tag{8}$$

Iš (1) ir (5) – (7):

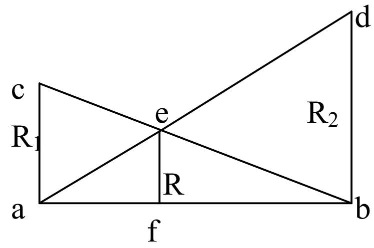
$$DE = L/4.$$

Kūnas nulėkė atstumą L/2+L/4, t.y., atstumu

$$L/4=\frac{v_0^2\sin 2\alpha}{4g}$$

mažiau, palyginus su tuo atveju, kai aukščiausiame taške nieko neatsitinka.

Jei aukščiausiame taške keičiasi iš karto abu dydžiai – ir masė, ir laisvojo kritimo pagreitis, o pagreitis g_1 gali keistis nuo labai didelio iki labai mažo, tai nulėktas atstumas keičiasi intervale $(L/2,+\infty)$.



3. Dviejų lygiagrečiai sujungtų rezistorių R_1 ir R_2 skaičiavimui galima naudoti tokį grafinį būdą. Iš laisvai pasirinktos atkarpos ab galų keliami statmenys, duotuoju masteliu atitinkantys varžų R_1 ir R_2 didumą (žr pav.). Įrodykite, kad ekvivalentinė varža R atitinka atkarpą ef.

Sprendimas

Remdamiesi panašių trikampių savybėmis, užrašome:

$$\frac{ab}{R_1}=\frac{fb}{R},$$

$$\frac{ab}{R_2}=\frac{af}{R}$$

ir abi šias lygybes sudedame:

$$ab\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\frac{af+fb}{R}.$$

Bet ab=af+fb, todėl

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2},$$

o tai ir yra lygiagrečiai sujungtų rezistorių skaičiavimo formulė.

4. Duota: 1) netaisyklingos formos sunkaus nežinomo metalo gabalėlis, 2) netaisyklingos formos nežinomo, neskęstančio medžio gabalėlis, 3) svarstyklės su svareliais, 4) netaisyklingos formos indas su vandeniu, 5) siūlas.
Sugalvokite būdą, kaip su tokiomis priemonėmis nustatyti medžio tankį.
(Šis uždavinys suformuluotas remiantis laboratoriniu darbu, kurį aprašė prof. Ig. Končius 1928 m.)

Sprendimas

Vienas būdas yra toks. Sveriame metalą ore (tuomet jo masė m_1) ir vandenyje (m_1\`). Surišame metalą su medžiu (kad medis nuskęstų) ir pasveriame ore ($m_2$) bei vandenyje ($m_2$\`). Pagal Archimedo dėsnį metalo tūrį užimantis vanduo sveria (m_1-m_1\`), metalo ir medžio tūrio vanduo sveria ($m_2$-$m_2$\`). Tuomet medžio tūrio vanduo svers (m_2-m_2\`) - ($m_1$-$m_1$\`), o kadangi pats medis sveria (m_2-m_1), tai

$$m_2-m_1=\rho_{med}V,$$

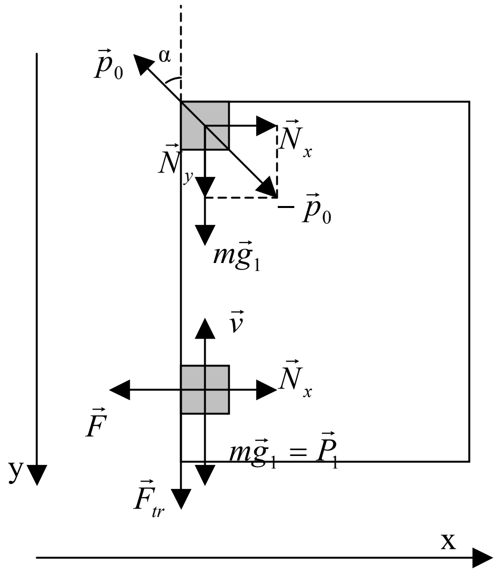
$$(m_2-m_2')-(m_1-m_1')=\rho_{vand}V,$$

kur ρ_{med} ir ρ_{vand} – medžio ir vandens tankiai, V – jų tūriai. Taigi

$$\rho_{med}=\rho_{vand}\frac{m_2-m_1}{m_2-m_2'-m_1+m_1'}.$$

5. Priartėjus prie mažai ištirtos planetos paviršiaus, stačiakampėje vertikalioje kosminio laivo kabinoje esąs kosmonautas buvo prispaustas prie kabinos sienos jėga, lygia 0,3 kosmonauto svorio Žemėje, ir, esant trinties koeficientui $\mu = \frac{1}{\sqrt{3}}$, pradėjo ta siena slysti aukštyn pastoviu 0,25m/s greičiu. Žinoma, kad laisvo kritimo pagreitis tos planetos paviršiuje 5 kartus mažesnis negu Žemėje.
Koks bus kosmonauto svoris, kai jis, slysdamas siena, atsirems į kabinos lubas? Nustatykite svorio jėgos didumą ir kryptį.

Sprendimas



Planetos paviršius

Akivaizdu, kad kosminio laivo kabina planetos atžvilgiu juda su pagreičiu (pažymėkime jį a). Kosmonautas kabinoje juda tiesiai ir pastoviu greičiu, todėl jo pagreitis planetos atžvilgiu sutampa su kabinos pagreičiu a. Kabinai šį pagreitį suteikia planetos trauka ir, pavyzdžiui, laivo variklis, o kosmonautui (žr. pav.) – sienos reakcijos jėgos x dėmuo N_x, kuris lygus prispaudžiančios jėgos F=kmg dydžiui (mg – kosmonauto svoris Žemėje, k=0,3):

$$N_x = kmg, \qquad (1)$$

taip pat trinties jėga:

$$F_{tr} = \mu N_x \qquad (2)$$

ir planetos traukos jėga:

$$P_1 = mg_1$$

Čia g_1 – laisvojo kritimo pagreitis planetoje. II – asis Niutono dėsnis: $m\vec{a} = m\vec{g}_1 + \vec{F}_{tr} + \vec{N}_x$. (3)

Atsiremiant į kabinos lubas, kosmonauto greitis kabinos atžvilgiu sumažėja nuo v=0,25m/s iki nulio, tačiau nėra žinoma per kiek laiko tai įvyksta, o tuo pačiu neaišku ir kokio dydžio jėga tai atlieka. Aišku tik, kad kosmonauto svoris tuomet trumpam padidėja. Atsirėmęs į lubas, kosmonautas sustoja. Tada trintis išnyksta, bet atsiranda nauja kosmonautą veikianti jėga – lubų reakcijos jėga N_y (žr. pav.). Kabinos pagreitis visą laiką toks pat ir lygus a. toks pat bus ir kosmonauto pagreitis (kosmonauto pagreitis, kaip jau minėta, tik trumpam buvo pakitęs – pradėjus remtis į lubas). Todėl šį kartą vektorinė II – ojo Niutono dėsnio forma:

$$m\vec{a} = m\vec{g}_1 + \vec{N}_y + \vec{N}_x. \qquad (4)$$

Iš (3) ir (4):

$$\vec{F}_{tr} = \vec{N}_y. \qquad (5)$$

Kadangi svoris P_0 pagal apibrėžimą lygus reakcijos jėgoms, tai:

$$P_0 = \sqrt{N_x^2 + N_y^2}. \qquad (6)$$

Jo kryptį nusakys kampas α:

$$\tan\alpha = \left|\frac{N_x}{N_y}\right|. \qquad (7)$$

Iš (1), (2) ir (5) – (7):

$$P_0 = kmg\sqrt{1+\mu^2},$$

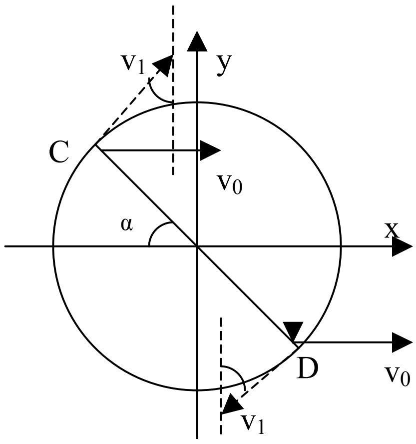
$$\tan\alpha = \frac{1}{\mu},$$

$$P_0 \approx 0{,}35mg, \quad \alpha = 60^0.$$

Uždavinio sąlygoje nurodyti konkretūs kosmonauto čiuožimo greičio ir laisvojo kritimo pagreičio planetoje dydžiai sprendimui nėra reikalingi.

6. Plonasienis cilindras, riedėjęs neslystant greičiu v_0 horizontaliu paviršiumi, pradeda kilti į nuožulnų kalną, taip pat neslysdamas. Į kokį aukštį jis pakils? Kaip pasikeistų tas aukštis, jeigu kalne trinties nebūtų?

Sprendimas



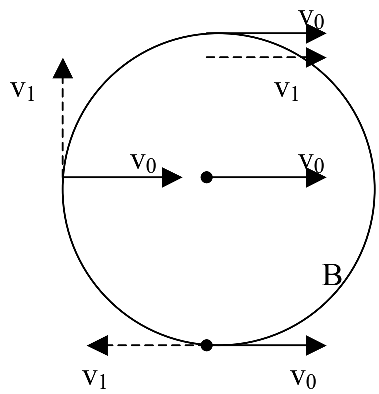
1 pav.

Pasinaudokime energijos tvermės dėsniu, prieš tai išskaidę cilindro judėjimą į du judėjimu: sukimąsi aplink masės centrą (savo ašį) ir slinkimą pirmyn. Nekyla abejonių, kad visi cilindro taškai juda palink cilindro ašį vienodo dydžio greičiais. Taip nebūtų, jei cilindras būtų storasienis. Sukimosi linijinis greitis v_1 lygus v_0, priešingu atveju cilindras prasisuktų. Tuo nesunku įsitikinti pažvelgus į 1 pav. Kai v_1=v_0, cilindro taškas A Žemės atžvilgiu nejuda, t.y., būna gerai sukibęs su Žeme ir neprasisuka.

Cilindro kinetinė energija E_1 lygi jo slinkimo ir sukimosi kinetinių energijų sumai, t.y.,

$$E_1 = \frac{mv_0^2}{2} + \frac{mv_0^2}{2} = mv_0^2. \qquad (1)$$

Tai nėra akivaizdu, todėl pateiksime įrodymą. Parinkime du vienodus simetriškai išsidėsčiusius cilindro gabalėlius (materialius taškus) C ir D (2 pav.). Jų greičių x ir y komponentės atitinkamai lygios



2 pav.

$$\left.\begin{aligned} v_{xC} &= v_0 + v_1 \sin\alpha, \\ v_{xD} &= v_0 - v_1 \sin\alpha, \\ v_{yC} &= v_1 \cos\alpha, \\ v_{yD} &= -v_1 \cos\alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Abiejų gabalėlių kinetinių energijų suma lygi:

$$E_0 = \frac{1}{2} m_0 (v_{xC}^2 + v_{yC}^2) + \frac{1}{2} m_0 (v_{xD}^2 + v_{yD}^2). \qquad (3)$$

Čia m_0 – vieno gabalėlio masė. Iš (2) – (3):

$$E_0 = \frac{1}{2} m_0 (v_0^2 + v_1^2) + \frac{1}{2} m_0 (v_0^2 + v_1^2)^2 = m_0 (v_0^2 + v_1^2).$$

T.y., E_0 tokia, tarsi būtume atskirai sudėję kiekvieno gabalėlio slenkamojo judėjimo energiją $\frac{m_0 v_0^2}{2}$ su sukamojo judėjimo energija $\frac{m_0 v_1^2}{2}$. Visas cilindras susideda iš tokių gabalėlių, todėl ir visam cilindrui galioja:

$$E = \frac{1}{2} m (v_0^2 + v_1^2). \qquad (4)$$

Kai v_1=v_0, gauname (1) sąryšį. O to mums ir reikėjo. Beje, iš (4) matyti, kad atskirti sukimosi ir slinkimo energijas galime ir tada, kai cilindras juda prasisukdamas, t.y., kai $v_1 \neq v_0$.

Pirmu atveju, kai cilindras į kalną kyla neslysdamas (neprasisukdamas), viršutiniame jo trajektorijos taške visa kinetinė energija lygi nuliui. Trintis darbo neatlieka, todėl visa kinetinė energija virsta potencine:

$$E_1 = mgh_1. \qquad (5)$$

Iš (1) ir (5):

$$h_1 = \frac{v_0^2}{g}. \qquad (6)$$

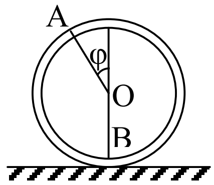
Antruoju atveju, kai trinties kalne nėra, cilindras visą laiką sukasi greičiu v_1=v_0 ir todėl aukščiausiame trajektorijos taške tik slenkamojo judėjimo energija virsta potencine:

$$\frac{mv_0^2}{2} = mgh_2. \qquad (7)$$

Iš (6) ir (7):

$$h_2 = \frac{h_1}{2}.$$

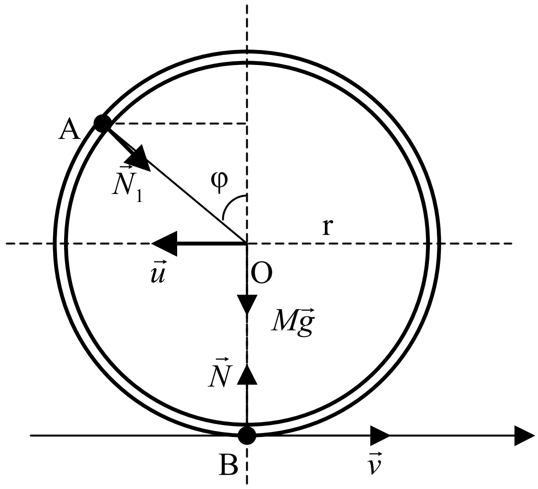
7. Plonas žiedas, kurio masė M ir spindulys r, stovi nejudėdamas ant horizontalios plokštumos (žr. pav.). Žiedo viduje esančiu kanalu iš taško A, kurį nusako kampas φ, pradeda slysti masės m tašelis. Suraskite žiedo centro O greitį u tuo momentu, kai tašelis bus taške B. Trinties nepaisykite.



Sprendimas

Kai trinties nepaisome (nei tarp tašelio ir žiedo, nei tarp žiedo ir plokštumos), tai žiedą veikia tik trys jėgos: sunkio jėga Mg, plokštumos bei tašelio reakcijos jėgos N ir N_1. Visos jos nukreiptos per centrą O, todėl nesukelia žiedo sukamojo judesio. Žiedas įgyja tik slenkamąjį judėjimą. Antra vertus, sistemos tašelis – žiedas x kryptimi neveikia jokia išorinė jėga, nes Mg, mg ir N – statmenos x ašiai, o N_1 – vidinė jėga (tašelis veikia žiedą jėga N_1, o žiedas veikia tašelį jėga ($-N_1$), $\vec{N}_1+(-\vec{N}_1)=\vec{0}$.). Taigi, sistemos tašelis – žiedas impulsas x kryptimi nekinta ir visą laiką yra lygus nuliui:

$$-Mu+mv=0. \qquad (1)$$



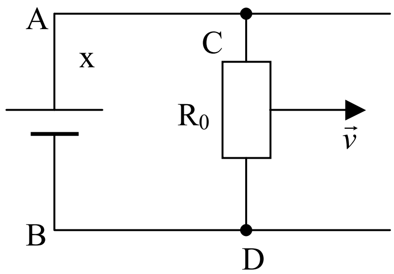
Kur v – tašelio greitis taške B (žr. pav.), u – žiedo greitis tašeliui lekiant pro tašką B. Tašelio potencinė energija virsta žiedo ir tašelio kinetinėmis energijomis, todėl pagal energijos tvermės dėsnį:

$$\frac{Mu^2}{2}+\frac{mv^2}{2}=mg(r+r\cos\varphi). \qquad (2)$$

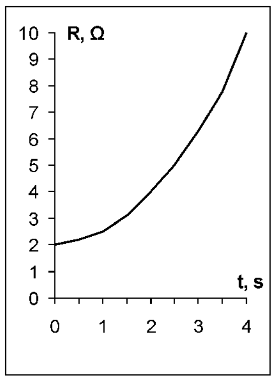
Iš (1) ir (2):

$$u=2m\sqrt{\frac{gr}{M(M+m)}}\cos\frac{\varphi}{2}.$$

8. Kontaktai C, D pradiniu momentu sutapo su taškais A ir B, o po to pradėjo slinkti į dešinę (1 pav.). Varžos priklausomybę nuo laiko toje grandinėje matote grafike (2 pav.). Raskite varžą R_0. Kokiu pagreičiu judėjo kontaktai C ir D? Bėgių AC ir BD vieno metro varža yra lygi 1/3 Ω. Kitų neminėtų varžų nepaisykite.



1 pav.



2 pav.

Sprendimas

Pirmiausia pastebėkime, kad pradiniu momentu (kai t=0, AB=BD=0) grandinės varža schemoje lygi R_0, o grafike 2Ω. T.y.,

$$R_0=2\Omega. \qquad (1)$$

Grafikas labai primena parabolę. Ir iš tikro, lengva atspėti (bet galima ir apskaičiuoti), kad tai tokios funkcijos grafikas:

$$R=2+\frac{t^2}{2}. \qquad (2)$$

R matuojame omais, t – sekundėmis.
Iš kitos pusės, pagal elektrinę schemą:

$$R=R_0+2Lr. \qquad (3)$$

Čia AB=BD=L ir r=1/3 Ω/m.

Iš (1) – (3):

$$L = \frac{1{,}5 \cdot t^2}{2}. \qquad (4)$$

Palyginus tai su greitėjančio judėjimo formule

$$L = \frac{at^2}{2}$$

aišku, kad kontaktų C ir D pagreitis

$$a = 1{,}5 m/s^2. \qquad (5)$$

(5) galime įrodyti ir griežtai, nes pagreitis – antroji kelio išvestinė pagal laiką:

$$a = \frac{d^2L}{dt^2}. \qquad (6)$$

Iš (4) ir (6) vėl gauname (5).

Eksperimentas

9. Liniuotė, pritvirtinta prie stovo, sudaro nuožulniąją plokštumą. Tam tikroje liniuotės vietoje paleistas medinis pavyzdėlis ir, nuėjęs tam tikrą atstumą stalo paviršiumi, sustoja. Nustatykite trinties koeficientą tarp stalo ir pavyzdėlio. Kokį darbą atliko pavyzdėlis horizontaliojoje trajektorijos dalyje?
Prietaisai: užduotyje paminėta liniuotė, kita liniuotė, pavyzdėlis, 1, 2, 3, ir 5 kapeikų monetos, stovas su laikikliu, milimetrinis popierius.

Sprendimas

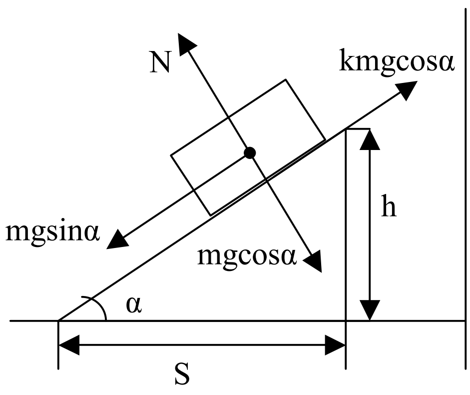
Pirmiausia išmatuokime trinties koeficientą k tarp pavyzdėlio ir liniuotės. Kai liniuotės pasvyrimo kampas α toks, kad pavyzdėlis ja slenka vienodu greičiu, tai pavyzdėlį veikiančių jėgų suma lygi nuliui (1 pav.).

$$mg\sin\alpha - kmg\cos\alpha = 0. \qquad (1)$$

Čia m – pavyzdėlio masė. Iš akies sunku nuspręsti, ar greitis pastovus. Bet taip padaryti daug lengviau, kai pavyzdėlis vos juda. Taigi, iš (1):

$$k = \tan\alpha = \frac{h}{S}.$$

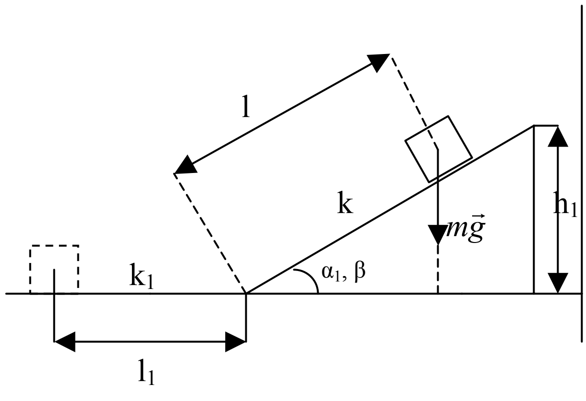
Išmatavę h ir S, randame k.



1 pav.

Padidinę liniuotės pasvyrimo kampą iki dydžio α_1, leidžiame pasvarėliui nuslysti liniuote žemyn (2 pav.). Iš pradžių pavyzdėlio greitis lygus nuliui, bet, veikiant sunkio jėgos dėmeniui mgsinα_1, greitis didėja ir tampa lygus v:

$$\frac{mv^2}{2} = mgh_1 - kmgl\cos\alpha_1. \qquad (2)$$



2 pav.

Dėl smūgio į stalą pavyzdėlis praranda dalį kinetinės energijos. Tarkime, kad smūgis netamprus ir pavyzdėlis po smūgio nešokinėja (jei šoktų – negalėtume tiksliai paskaičiuoti ant stalo nueito kelio l_1). Panagrinėkime atidžiau, kas gi vyksta smūgio metu. Smūgio metu stalo reakcijos jėga N didesnė už pavyzdėlio sunkio jėgą mg dydžiu ΔN:

$$N = mg + \Delta N.$$

ΔN – tai ta stalo reakcijos jėgos dalis, kuri per laiką t sumažina pavyzdėlio impulsą vertikalia kryptimi nuo mvsinα_1 iki nulio.

$$\Delta Nt = mv\sin\alpha_1 - 0. \tag{3}$$

Padidėjus stalo reakcijos jėgai, padidėja ir trintis į stalą. Atsiranda papildoma trinties jėga

$$\Delta F_{tr} = k_1\Delta N, \tag{4}$$

kuri veikia nepriklausomai nuo „pagrindinės“ trinties jėgos

$$F_{tr} = k_1 mg.$$

Čia k_1 – trinties koeficientas tarp stalo ir pavyzdėlio. ΔF_{tr} veikia tiek pat laiko, kiek ir ΔN, ir sumažina pavyzdėlio impulsą horizontalia kryptimi nuo $mv\cos\alpha_1$ iki mv_1:

$$\Delta F_{tr} t = mv\cos\alpha_1 - mv_1. \tag{5}$$

Iš (3) – (5):

$$v_1 = v(\cos\alpha_1 - k_1\sin\alpha_1). \tag{6}$$

Kai

$$k_1 \geq \cot\tan\alpha_1. \tag{7}$$

pavyzdėlis po smūgio sustoja (žr. (6)). Iš šios sąlygos (jei pavyzdėlis nepradeda šokinėti) galime nustatyti ieškomąjį trinties koeficientą k_1. Tereikia surasti minimalų kampą γ, kuriam esant pavyzdėlis po smūgio toliau nebečiuožia. Iš (7):

$$k_1 = \cot\tan\gamma. \tag{8}$$

Tai vienas būdas. Antras būdas toks. Parenkame liniuotės pasvyrimo kampą β taip, kad

$$\alpha < \beta < \gamma.$$

Tuomet po smūgio pavyzdėlis čiuožia toliau ir nučiuožia atstumą l_1. Jei tuoj po smūgio pavyzdėlio greitis v, tai

$$\frac{mv_1^2}{2} = k_1 mgl_1. \tag{9}$$

Vietoj α_1 įstatę β, iš (2), (6) ir (9) gauname kvadratinę lygtį:

$$\left.\begin{aligned} &ak_1^2 + bk_1 + c = 0, \\ &a = \sin^2\beta,\ c = \cos^2\beta, \\ &b = -\sin 2\beta - \frac{l_1}{h_1 - kl\cos\beta}, \\ &\sin\beta = \frac{h_1}{l},\ \cos\beta = \sqrt{1 - \frac{h_1^2}{l^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

(10) išraiška gana sudėtinga. Todėl geriau iš pradžių į (10) įstatyti bandymuose išmatuotas k, l, h_1 ir l_1 vertes, ir tik po to (apskaičiavus a, b ir c) spręsti kvadratinę lygtį.
Horizontaliojoje trajektorijos dalyje (t.y., ant stalo) pavyzdėlis atlieka darbą

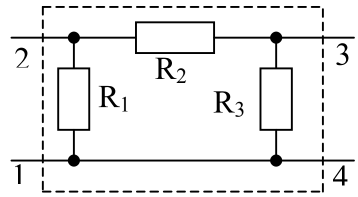
$$A = k_1 mgl_1. \tag{11}$$

k_1 ir l_1 jau žinome. Tad lieka apskaičiuoti pavyzdėlio masę m. Tai paprasta tiems, kurie žino, kad 1, 2, 3 ir 5 kapeikų monetos sveria apytiksliai 1, 2, 3 ir 5 gramus. Pasitelkime sverto principą. Liniuotę guldome ant stalo taip, kad jos vidurys (masės centras) būtų tiksliai virš stalo krašto (stalo kraštas bus mums už atramą). Ant vieno liniuotės galo dedame pavyzdėlį, ant kito – monetas. Parenkame tokią jų padėtį, kad liniuotė vos atsiplėštų nuo stalo paviršiaus. Tuomet:

$$m_0 x_0 = mx. \tag{12}$$

Čia m_0 – monetų masė, x_0 ir x – monetų ir pavyzdėlio centrų atstumai iki stalo krašto. Išmatavę x_0 ir x, iš (11) ir (12) randame A.
Visus bandymus galima pakartoti kelis kartus. Taip išvengsime didesnių paklaidų.

10. Uždaroje dėžutėje yra sumontuoti trys rezistoriai taip, kaip parodyta schemoje (žr. pav.). Iš dėžutės į išorę išeina keturi laidai (1, 2, 3, 4). Naudodami ommetrą, nustatykite varžas R_1, R_2, R_3.



Sprendimas

Užtrumpinę kontaktus 3 ir 4, matuojame varžą r_{12} tarp kontaktų 1 ir 2:

$$\frac{1}{r_{12}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (1)$$

Užtrumpinę kontaktus 2 ir 3, matuojame varžą r_{13} tarp kontaktų 1 ir 3:

$$\frac{1}{r_{13}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_3}. \quad (2)$$

Užtrumpinę kontaktus 1 ir 2, matuojame varžą r_{23} tarp kontaktų 2 ir 3:

$$\frac{1}{r_{23}} = \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \quad (3)$$

Iš (1) – (3):

$$\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{r_{13}} - \frac{1}{r_{23}} = \frac{2}{R_1},$$

$$\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{r_{23}} - \frac{1}{r_{13}} = \frac{2}{R_2},$$

$$\frac{1}{r_{13}} + \frac{1}{r_{23}} - \frac{1}{r_{12}} = \frac{2}{R_3}.$$

r_{12}, r_{13} ir r_{23} išmatuojame, o R_1, R_2 ir R_3 paskaičiuojame pagal tris paskutiniąsias formules. Aišku, galimi ir kiti sprendimo variantai.

Užduotys ir sprendimai skelbiami iš leidinio:

38-OJI LIETUVOS JAUNŲJŲ FIZIKŲ OLIMPIADA. *Parengė Raimundas Žemaitis*

Pastaba: ši informacija interneto svetainėje www.olimpas.lt skelbiama nuo 2005 10 11.