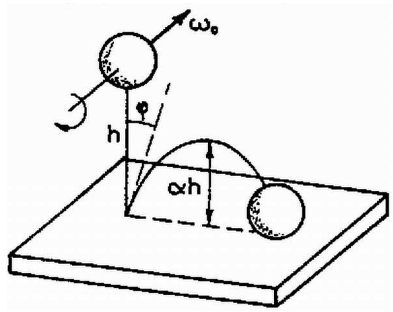
Elméleti feladatok

1. feladat. Az *1. ábrán* egy R sugarú szilárd homogén golyó látható. Mielőtt leesne a talajra, tömegközéppontja nyugalomban van, azonban a golyó ω_0 szögsebességgel forog egy tömegközéppontján átmenő vízszintes tengely körül. A golyó legalsó pontja h magasságban van a talaj felett.



1. ábra

Mikor elengedjük, a golyó a gravitáció hatására leesik, és eredeti magasságának adott α-szorosára pattan vissza. A golyó és a talaj olyan anyagból vannak, hogy az ütközés során fellépő alakváltozás elhanyagolható. A golyó és a talaj közti csúszási súrlódási együttható μ_k adott. Tegyük fel, hogy az ütközés ideje nagyon kicsi, de véges, és a golyó légüres térben esik. Jelölje m a golyó tömegét, g a gravitációs gyorsulást. A golyó tehetetlenségi nyomatéka a tömegközépponton átmenő tengelyre: $\Theta = 2mR^2/5$.

1. Először vizsgáljuk azt az esetet, amikor a golyó az ütközés teljes ideje alatt csúszik. Határozd meg:

a) A φ visszapattanási szög tangensét!

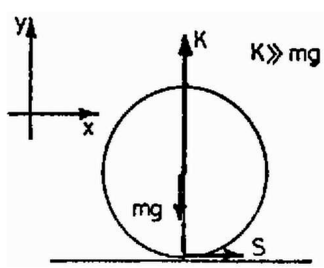
b) A tömegközéppont által megtett vízszintes távolságot az első és a második ütközés között!

c) ω_0 legkisebb lehetséges értékét!

2. Tegyük fel most, hogy a csúszás befejeződik az ütközési időtartam vége előtt. Válaszolj ismét az a) és b) kérdésekre!

3. Ábrázold szabadkézi rajzban $\operatorname{tg}\varphi$ függését ω_0-tól a fenti két esetben!

Megoldás. A golyó $v_0 = \sqrt{2gh}$ sebességgel érkezik a talajra, majd visszapattan. Ekkor függőleges sebességkomponense $v_y = \sqrt{2g\alpha h} = cv_0$, ahol $c = \sqrt{\alpha}$ az ütközési szám, míg a vízszintes sebességkomponens legyen v_x.



2. ábra

A *2. ábrán* látható erők segítségével írjuk fel a lendület és a perdület megváltozását az ütközés ideje alatt:

$$\Delta I_x = \int_{t_1}^{t_2} S(t)dt = mv_x,$$

$$\Delta I_y = \int_{t_1}^{t_2} K(t)dt = mv_0 + mv_y = m(1+c)\sqrt{2gh},$$

$$\Delta N = \int_{t_1}^{t_2} RS(t)dt = R\int_{t_1}^{t_2} S(t)dt = \Theta(\omega_0 - \omega_1),$$

ahol ω_1 az ütközés utáni szögsebesség, míg t_1 és t_2 az ütközés kezdő-, illetve végső pillanata. Két eset lehetséges:

1. A teljes ütközési idő alatt csúszik a golyó.

2. Egy bizonyos $t \in (t_1, t_2)$ időpontban a golyó talajjal érintkező pontjának sebessége nullává válik; ettől kezdve megszűnik a csúszás, nem lép fel súrlódási erő, a golyó tiszta gördüléssel halad.

1. eset. Ekkor az ütközés minden időpillanatában így adható meg a súrlódási erő:

$$S(t) = \mu_k K(t),$$

amit a fenti összefüggésekbe behelyettesítve a következő egyenletekhez jutunk:

$$\Delta I_x = \mu_k \int_{t_1}^{t_2} K(t)dt = \mu_k \cdot \Delta I_y = \mu_k m(1+c)\sqrt{2gh} = mv_x,$$

és

$$\Delta N = R\mu_k \int_{t_1}^{t_2} K(t)dt = R\mu_k m(1+c)\sqrt{2gh} = \Theta(\omega_0 - \omega_1),$$

melyekből a v_x vízszintes sebességkomponens és az ω_1 végső szögsebesség kiszámítható:

$$v_x = \mu_k(1+c)\sqrt{2gh},$$
$$\omega_1 = \omega_0 - \frac{\mu_k mR(1+c)}{\Theta} \cdot \sqrt{2gh}.$$

Ennek a megoldásnak a feltétele: $\omega_1 R > v_x$. Behelyettesítve ω_1 és v_x értékét, a kezdeti szögsebességre a következő feltételnek kell teljesülnie:

$$\omega_0 > \frac{\mu_k\sqrt{2gh}(1+c)}{R}\left[\frac{mR^2}{\Theta} + 1\right].$$

2. eset. Ekkor t_1 és t_2 között valamikor tiszta gördülés indul meg, melynek kinematikai feltétele: $\omega_1 R = v_x$. Ennek segítségével v_x és ω_1 a következő egyszerű alakra hozható:

$$v_x = \frac{\Theta\omega_0 R}{mR^2 + \Theta} = \frac{2}{7}\omega_0 R.$$

és

$$\omega_1 = \frac{\Theta\omega_0}{mR^2 + \Theta} = \frac{2}{7}\omega_0,$$

vagyis ezek a mennyiségek ebben az esetben csak a kezdeti ω_0-tól függnek, a h indítási magasságtól nem.

A visszapattanási szög tangensének kiszámítása

1. eset. A kívánt tangens érték a visszapattanási sebesség komponenseinek hányadosaként állítható elő:

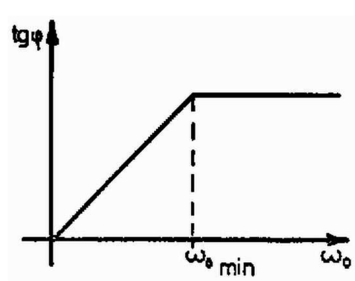
$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{v_x}{v_y} = \frac{\mu_k(1+c)\sqrt{2gh}}{c\sqrt{2gh}} = \mu_k\frac{(1+c)}{c},$$

azaz a φ szög ω_0-tól is, h-tól is független.

2. eset. Az előzőhöz hasonló módon eljárva:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{v_x}{v_y} = \frac{\Theta\omega_0 R}{\Theta + mR^3} \cdot \frac{1}{c\sqrt{2gh}} = \frac{2\omega_0 R}{7c\sqrt{2gh}},$$

azaz $\operatorname{tg}\varphi$ fordítottan arányos $\sqrt{h}$-val, míg ω_0-lal egyenesen arányos.



3. ábra

A *3. ábrán* grafikusan ábrázoltuk $\operatorname{tg}\varphi$ függését ω_0-tól mindkét esetet figyelembe véve. Az eddigiek alapján ω_0 minimális értéke könnyen meghatározható:

$$\omega_{0_{min}} = \frac{\mu_k(1+c)\sqrt{2gh}}{R}\left[\frac{mR^2}{R} + 1\right] = \frac{7\mu_k(1+c)\sqrt{2gh}}{2R}.$$

A második ütközési pont távolságának kiszámítása

1. eset. A golyó emelkedési és esési ideje:

$$t_e = 2\frac{v_y}{g} = \frac{2c\sqrt{2gh}}{g} = 2c\sqrt{\frac{2h}{g}},$$

így a kívánt távolság:

$$d_1 = v_x t_e = \mu_k(1+c)\sqrt{2gh}\cdot 2c\sqrt{\frac{2h}{g}} = 4\mu_k(1+c)c\cdot h,$$

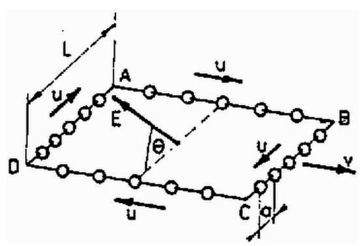
ami ω_0-tól nem függ.

2. eset. A t_e emelkedési és esési idő ebben az esetben is ugyanakkora, mig v_x kifejezése eltérő. Így a kívánt távolság:

$$d_2 = v_x t_e = \frac{\Theta\omega_0 R}{mR^2+\Theta}\cdot 2c\sqrt{\frac{2h}{g}} = \frac{4}{7}c\sqrt{\frac{2h}{g}}R\omega_0.$$

Ebben az esetben a második ütközési pont távolsága ω_0-val egyenesen arányos.

2. feladat. Egy négyzet alakú hurkon, amelynek minden oldala L hosszúságú, nagyszámú elhanyagolható méretű, egyenként q töltésű golyó mozog nagyon gyorsan, u sebességgel, miközben a köztük lévő távolság minden esetben „a" a hurokhoz rögzített koordináta-rendszerből nézve. A golyók úgy vannak a hurokra felfűzve, mint a gyöngyök egy nyakláncra, továbbá L sokkal nagyobb, mint „a" (lásd a *4. ábrát*). A hurkot alkotó elektromosan nem vezető huzal olyan homogén töltéssűrűséggel rendelkezik, amely tökéletesen semlegesíti a golyók teljes töltését.



4. ábra

Tekintsük azt az esetet, amikor a hurok az AB oldallal párhuzamosan v sebességgel mozog egy olyan tartományban, ahol a hurok sebességére merőleges E térerősségű homogén elektromos mező van. A hurkot mindvégig egy olyan síkban mozgatjuk, amely Θ szöget zár be az E térerősség irányával.

A relativisztikus effektusokat figyelembe véve, számítsd ki a következő mennyiségeket egy olyan megfigyelő vonatkoztatási rendszeréhez képest, aki a hurkot a fenti v sebességgel mozgónak látja:

a) A golyók közti távolságokat a hurok minden egyes oldalára:

$$a_{AB},\quad a_{BC},\quad a_{CD},\quad \text{és}\quad a_{DA}.$$

b) Az eredő töltés értékét (hurok és golyók) a hurok minden egyes oldalára:

$$Q_{AB},\quad Q_{BC},\quad Q_{CD}\quad \text{és}\quad Q_{DA}.$$

c) Az elektromos hatásokból létrejövő M forgatónyomatékot, amely a hurkot a golyókkal együtt forgatni igyekszik.

d) A W energiát, amely a huroknak, illetve a golyóknak az elektromos mezővel való elektrosztatikus kölcsönhatásából származik.

Minden egyes választ a feladat adataival (jelölésével) kell megadni!

Útmutatás: Egy test elektromos töltése független attól a vonatkoztatási rendszertől, amelyben megmérjük értékét. A feladatban a sugárzási hatásokat elhanyagolhatjuk.

A speciális relativitáselmélet néhány formulája:

1. Tekintsük az S' vonatkoztatási rendszert, amely v sebességgel mozog egy másik S vonatkoztatási rendszerhez képest. A rendszerek tengelyei párhuzamosak. v iránya az x tengely pozitív irányával egyezik meg. Ha egy részecske az S'-ben mérve u' sebességgel mozog az x' irányban, akkor a részecske S-ben mért sebessége:

$$u = \frac{u'+v}{1+u'v/c^2},$$

továbbá mozgásának iránya x-tengely menti (ez a relativisztikus sebességösszeadás).

2. Ha egy test hossza nyugalomban L_0, akkor amint egy megfigyelőhöz képest v sebességgel mozog L_o irányában, ez a megfigyelő a következő L hosszat méri:

$$L = L_0\sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Megoldás.

a) Két relativisztikus hatást kell figyelembe venni: a *Lorentz*-kontrakciót és a relativisztikus sebességösszeadást. Abban a koordináta-rendszerben, melyben a golyók nyugalomban vannak, a_{ny} távolságuk egymástól így adható meg:

$$a_{ny} = \frac{a}{\sqrt{1 - u^2/c^2}},$$

ami a hurok mindegyik oldalára érvényes. A nyugvó megfigyelő az AB oldalon mozgó golyók sebességét u_{AB}-nek látja:

$$u_{AB} = \frac{v + u}{1 + uv/c^2},$$

így a golyók közti távolság a megfigyelő rendszerében:

$$a_{AB} = \sqrt{1 - \frac{u_{AB}^2}{c^2}} \cdot a_{ny} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + uv/c^2} \cdot a.$$

A CD oldal esetén a számítás a fentiekkel azonos módon történik, azzal a különbséggel, hogy ekkor u előjelet vált v-hez képest. A megfigyelő a CD oldalon a golyók távolságát

$$a_{CD} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - uv/c^2} a$$

értékűnek látja.

Mivel a keret a megfigyelőhöz képest AD, illetve BC irányban nem mozdul el, így:

$$a_{BC} = a_{DA} = a.$$

b) A hurokhoz rendelt vonatkoztatási rendszerben bármely oldalra, az oldalt alkotó huzal töltése:

$$Q_{\text{huzal}} = -\frac{L}{a} q,$$

hiszen az egyes oldalakon lévő golyók száma L/a. Mivel a töltés relativisztikus invariáns, ez az érték bármely oldalra ugyanekkora a megfigyelő rendszerében is. A megfigyelő az AB oldalt $\sqrt{1 - v^2/c^2} \cdot L$ hosszúságúnak látja, ahol a golyók távolsága a_{AB}, így az AB oldalon lévő golyók töltése a nyugvó vonatkoztatási rendszerben:

$$Q_{AB,\ \text{golyók}} = \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2} \cdot L}{a_{AB}} \cdot q = \left(1 + \frac{uv}{c^2}\right) \frac{L}{a} q,$$

illetve az AB oldalon lévő eredő töltés:

$$Q_{AB} = \frac{uv}{c^2} \frac{L}{a} q.$$

Ugyanezt az eljárást követve, a CD oldal eredő töltése

$$Q_{CD} = -\frac{uv}{c^2} \frac{L}{a} q.$$

A BC és DA oldalakon lévő golyók töltése:

$$Q_{BC,\ \text{golyók}} = Q_{DA,\ \text{golyók}} = Lq/a,$$

így ezeken az oldalakon az eredő töltés:

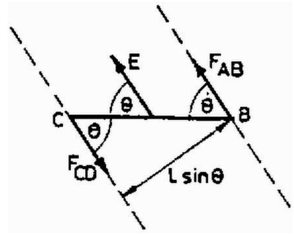
$$Q_{BC} = 0 \quad \text{és} \quad Q_{DA} = 0.$$

c) Az AB oldalra ható elektrosztatikus erő

$$\overrightarrow{F}_{AB} = Q_{AB} \overrightarrow{E} = (uv/c^2) \frac{L}{a} q \overrightarrow{E},$$

míg a CD oldalra ható elektromos erő

$$\overrightarrow{F}_{CD} = Q_{CD} \overrightarrow{E} = (uv/c^2) \frac{L}{a} q \overrightarrow{E}.$$



5. ábra

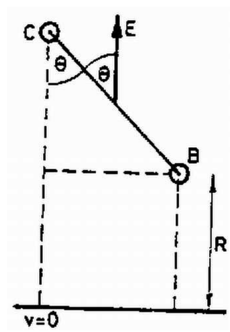
A fenti két erő erőpárt alkot, melynek forgatónyomatéka az *5. ábrának* megfelelően

$$M = |\overrightarrow{F}_{AB}|L \cdot \sin\Theta = \frac{uv}{c^2}\frac{L^2}{a}|q||\overrightarrow{E}| \cdot \sin\Theta.$$

d) Ha az AB és CD oldalak elektrosztatikus potenciáljai rendre U_{AB} és U_{CD}, akkor a W kölcsönhatási energia

$$W = U_{AB}Q_{AB} + U_{CD}Q_{CD}.$$

Rögzítsük a potenciál null-értékét ($U = 0$) $\overrightarrow{E}$-re merőlegesen az AB oldaltól tetszőleges R távolságban (lásd a *6. ábrát*).



6. ábra

Ekkor

$$W = -ERQ_{AB} - E(R + L \cdot \cos\Theta)q_{CD}.$$

Mivel

$$Q_{CD} = -Q_{AB},$$

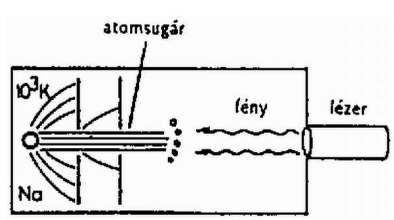
így

$$W = ELQ_{AB} \cdot \cos\Theta = \frac{uvL^2qE}{c^2a} \cdot \cos\Theta.$$

3. feladat. *Atomok hűtése lézerrel*

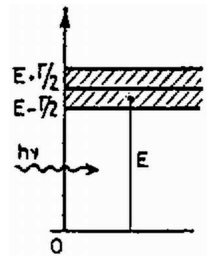
Különálló atomok tulajdonságainak nagy pontosságú vizsgálatához az atomokat csaknem nyugalomban kell tartani bizonyos ideig a tér egy kis tartományában. Ennek elérésére a közelmúltban új módszert dolgoztak ki, amit „lézerhűtés"-nek hívnak. A feladat ezzel kapcsolatos.

Egy vákuumkamrában egy erősen kollimált (párhuzamosított) Na^{23} atomokból álló sugarat (melyet egy 10^3 K hőmérsékletű térben párologtatással kapunk) szemből megvilágítunk egy nagy intenzitású lézersugárral (*7. ábra*).



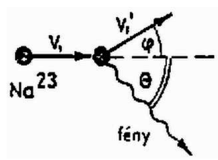
7. ábra

A lézer frekvenciáját úgy választjuk meg, hogy fotonjai rezonancia-abszorpcióba kerüljenek azokkal az atomokkal, amelyeknek sebessége v_0. A fény abszorpciójakor (elnyelésekor) az atom az első gerjesztett energiaszintre kerül, amelynek energiája E és szélessége Γ (*8. ábra*). Az atom sebessége a következőképpen változik meg: $\Delta v_1 = v_1 - v_0$.



8. ábra

Ezután az atom újra fényt sugároz ki, így alapállapotba tér vissza, sebessége $\Delta v' = v_1' - v_1$ értékkel, míg mozgásának iránya φ szöggel változik (*9. ábra*).



9. ábra

Az elnyelődések és kisugárzások egymást követő fenti eseményei nagyon sokszor megismétlődnek, egészen addig, amíg az atomok sebessége egy adott Δv értékkel meg nem változik úgy, hogy a rezonancia-abszorpció ν frekvenciájú fénnyel tovább már nem mehet végbe. Ekkor szükségessé válik a lézer frekvenciájának olyan megváltoztatása, hogy a rezonancia-abszorpció az új sebesség mellett is lejátszódjon, és ezt egészen addig kell folytatni, amíg az atomok közül néhánynak a sebessége csaknem zérussá válik.

A folyamat első közelítésében elhanyagolhatunk minden más atomi kölcsönhatási folyamatot a spontán abszorpción (elnyelődésen), illetve kisugárzáson kívül. Továbbá feltehetjük, hogy a lézer intenzitása olyan nagy, hogy az atomok gyakorlatilag nem töltenek időt alapállapotban.

Adatok:

$$E = 3,36 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{J}, \quad \Gamma = 7,0 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{J}, \quad c = 3,0 \cdot 10^{8}\ \mathrm{m/s},$$
$$m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{kg}, \quad h = 6,62 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Js}, \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{J/K},$$

ahol c a fény sebessége; h a Planck-állandó, k a Boltzmann-állandó és m_p a proton tömege.

Kérdések:

a) Mekkora legyen a lézer ν frekvenciája, hogy biztosítsuk a fény rezonancia-abszorpcióját azoknak az atomoknak az esetében, amelyek mozgási energiája a kollimátor mögötti térben párolgó atomok átlagos mozgási energiájával egyezik meg? Mekkora ezeknek az atomoknak a Δv_1 sebességváltozása az első elnyelődési folyamat után?

b) Mekkora Δv_0 sebességintervallumban vannak azok az atomok, amelyek fényt abszorbeálnak az a) kérdésben kiszámított frekvencia esetén?

c) Egyetlen kisugárzási esemény esetén mekkora az eredeti irányhoz képesti φ_m maximális szögeltérés?

d) Mekkora a sebességcsökkenés Δv határértéke a ν frekvencia megváltozása nélkül?

e) Hozzávetőlegesen add meg az elnyelődési-kisugárzási eseményeknek az N számát, amely szükséges ahhoz, hogy egy egyenes mentén haladó, és (az a) kérdésben említett) v_0 sebességű atom sebessége csaknem zérusra csökkenjen!

f) Mekkora Δt idő alatt játszódik le az utóbbi folyamat? Mekkora Δs távolságot tesz meg ennyi idő alatt az atom?

Megoldás

a) A kollimátort elhagyó atomok átlagos mozgási energiájából a következő v_0 sebességet határozhatjuk meg: $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{3}{2}kT$, amiből

$$v_0 = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \approx 1,04 \cdot 10^3\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

Mivel $v_0 \ll c$, így elhanyagolhatjuk a relativisztikus effektusokat.

A fénysugarat alkotó fotonok energiája $h\nu$, impulzusuk $h\nu/c$. Alkalmazzuk az energia- és az impulzusmegmaradás törvényét a laboratóriumi vonatkoztatási rendszerben az elnyelődési folyamatra:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 + h\nu = \frac{1}{2}mv_1^2 + E; \quad mv_0 - \frac{h\nu}{c} = mv_1,$$

amiből

$$\Delta v_1 = v_1 - v_0 = -\frac{h\nu}{mc},$$

továbbá

$$\frac{1}{2}m(v_1^2 - v_0^2) = h\nu - E,$$

amiből

$$\frac{1}{2}m(v_1 + v_0)(v_1 - v_0) = h\nu - E.$$

Felhasználva, hogy $h\nu \ll mv_0$, így $v_1 \approx v_0$, a fenti egyenlet így egyszerűsíthető:

$$mv_0\Delta v_1 = h\nu - E,$$

ahol feltettük, hogy $v_1 + v_0 \approx 2v_0$.

Ezeknek az egyenleteknek a felhasználásával

$$\nu = \frac{E/h}{1 + v_0/c} \approx 5,0 \cdot 10^{14}\ \text{Hz}.$$

illetve

$$\Delta v_1 = -\frac{E}{mc}\frac{1}{1 + v_0/c} \approx -3,0 \cdot 10^{-2}\ \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

b) Rögzített ν frekvencia esetén:

$$v_0 = c\left(\frac{E}{h\nu} - 1\right).$$

Ha E bizonytalansága Γ, v_0 bizonytalansága Δv_0 lesz:

$$\Delta v_0 = \frac{c\Gamma}{h\nu} = \frac{c\Gamma(1 + v_0/c)}{E} \approx \frac{c\Gamma}{E} = 6,25\ \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

így azok az atomok nyelnek el fotonokat, melyek sebessége a következő intervallumba esik:

$$(v_0 - \Delta v_0/2,\ v_0 + \Delta v_0/2).$$

c) Írjuk fel kisugárzás esetén is az energia- és az impulzusmegmaradás törvényét:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + E = \frac{1}{2}mv_1'^2 + h\nu',$$

$$mv_1 = mv_1'\cos\varphi + \frac{h\nu'}{c}\cos\Theta,$$

$$0 = mv_1'\sin\varphi - \frac{h\nu'}{c}\sin\Theta,$$

ahol ν' a kisugárzott foton frekvenciája. Az atom φ szögeltérése akkor maximális, ha $\Theta = \frac{\pi}{2}$, vagyis

$$mv_1 = mv_1' \cdot \cos\varphi_m \quad \text{és} \quad \frac{h\nu'}{c} = mv_1' \cdot \sin\varphi_\text{m},$$

amiből

$$\operatorname{tg}\varphi_m = \frac{h\nu'}{mv_1c}.$$

Mivel

$$\nu' \approx \nu, \quad \text{így} \quad \operatorname{tg}\varphi_m \approx \frac{E}{mv_1c},$$

amiből

$$\varphi_m \approx 5 \cdot 10^{-5}\ \text{rad}.$$

d) Az atomok sebességének csökkenésekor a rezonancia-elnyelődéshez szükséges frekvenciának növekednie kell a már megismert $\nu = \dfrac{E/h}{1+v_0/c}$ összefüggésnek megfelelően. Ha a sebesség $v_0 - \Delta v$, az elnyelődés az energiaszint alsó részén akkor marad csak lehetséges, ha:

$$h\nu = \frac{E - \Gamma/2}{1 + (v_0 - \Delta v)/c} = \frac{E}{1 + v_0/c},$$

amiből

$$\Delta v = \frac{c\Gamma}{2E}(1 + v_0/c) = 3,12\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

e) Ha minden elnyelődési–kisugárzási esemény $\Delta v_1 \approx -\dfrac{E}{mc}$ értékkel változtatja meg a sebességet, akkor ahhoz, hogy a v_0 sebesség csaknem nullára csökkenjen

$$N = |\frac{v_0}{\Delta v_1}| \approx \frac{mcv_0}{E} \approx 3,56 \cdot 10^4$$

esemény szükséges.

f) Ha az elnyelődés pillanatszerű, akkor a folyamathoz szükséges időt a spontán kisugárzás határozza meg. Az atom a Heisenberg-féle határozatlansági reláció idő–energia összefüggésének megfelelően bizonyos ideig gerjesztett marad: $\tau = h/\Gamma$. Így a kívánt idő:

$$\Delta t = N\tau = \frac{Nh}{\Gamma} = \frac{mchv_0}{\Gamma E} \approx 3,37 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{s}.$$

Az ezalatt megtett távolság $\Delta s = v_0 \Delta t/2$, feltéve, hogy a mozgás egyenletesen lassuló. Így:

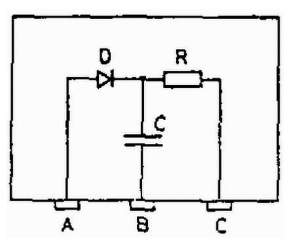
$$\Delta s = \frac{1}{2}\frac{mchv_0^2}{\Gamma E} \approx 1,75\ \mathrm{m}.$$

Kísérleti feladat.

A versenyzőknek egy három kivezetésű fekete dobozt kellett vizsgálniuk, meg kellett állapítaniuk, mi van benne, milyen a kapcsolási rajz, melyek az egyes áramköri elemek jellemző értékei és milyen mérési pontossággal tudják ezt meghatározni. A méréshez változtatható egyenfeszültségű tápegység, két mérőműszer, adott ellenállások, adott értékű kondenzátor, stopperóra stb. álltak rendelkezésre.

A feladat szövege tartalmazta azt a segítséget, hogy három különböző áramköri elem van a dobozban, melyek a következő négy típusból kerülhetnek ki: telep, ellenállás, kondenzátor, félvezető dióda.

A helyes kapcsolási rajzot a *10. ábra* mutatja.



10. ábra