NOTRANJA ENERGIJA IN SPECIFIČNA TOPLOTA PLINOV

Kinetična energija plinov $W_k = \frac{mv^2}{2} N$

Ko upoštevamo izraz za povprečno kinetično energijo iz ~~prejšnjega podpo~~

$$W_n = \frac{mv^2}{2} N = \frac{3}{2} n R T = \frac{3}{2} \frac{m_{pl}}{M} R T$$

m_{pl} = masa plina,
m = masa ene molekule

Pri obravnavi specifičnih toplot smo specifično toploto pri konstantnem volumnu izrazili z odvodom notranje energije od po temperaturi

$$c_v = \frac{1}{m_{pl}} \frac{\partial W_n}{\partial T}\Big|_V$$

S prejšnjim izrazom za notranjo energijo zato dobimo

$$c_v = \frac{3}{2} \frac{R}{M}$$

REDKO!

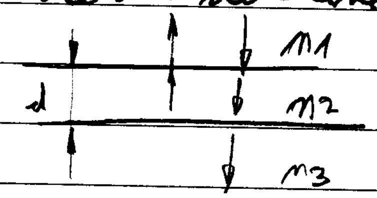
Opiši pojav interference svetlobe na periodični mreži in izpeljite ustrezni izraz. Kako razložimo pojav mavričnih barv pri odboju bele svetlobe na gladini vode prekrite s tanko plastjo olja. Izpeljite ustrezno enačbo.

INTERFERENCA SVETLOBE NA PERIODIČNI MREŽI

~~Pri~~ Ko vzporedni ~~žarek~~ vzporedni žarek enobarvne svetlobe pada na počrneno steklo, na katerem je mnogo vzporednih rež, ki prepuščajo svetlobo. Takšno ploščo imenujemo difrakcijska mrežica. Na drugi strani mrežice ne opazimo vzporednega žarka svetlobe, temveč ~~nujno~~ v nekaterih smereh ojačano, v drugih smereh pa ravno oslabljeno svetlobo. Uklonski maximumi in minimumi se izmenjujejo, če premikamo detektor vzporedno z mrežo. Ko spremenimo smer vpadnega

MAVRIČNE BARVE PRI ODBOJU BELE SVETLOBE NA GLADINI VODE PREKRITE S TENKO PLASTJO

Ko pade svetloba na tanko plast, se na obeh ~~vzporednih~~ mejnih površinah plasti del svetlobe odbije, del pa se ji lomi v novo sredstvo. Obravnavajmo najprej razmere pri pravokotnem vpadu. Odbita žarki medsebojno konstruktivno interferirata, če je pot žarka v plasti mnogokratnik valovne dolžine svetlobe v tej plasti:



$$2d = N\lambda_2$$

Valovno dolžino λ_2 žarka v plasti izračunamo iz pogoja, da se pri prehodu iz ene v drugo snov frekvenca vala ne spremeni: $\nu_2 = \nu_0$

$$\frac{c_2}{\lambda_2} = \frac{c_0}{\lambda_0}$$

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_0 c_2}{c_0} = \frac{\lambda_0}{n_2}$$

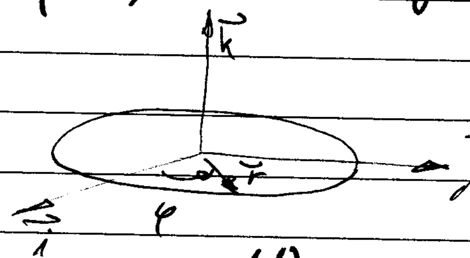
Pri tem je λ_0 valovna dolžina v vakuumu in $n_2 = \frac{c_0}{c_2}$ lomni količnik snovi v plasti. Pogoj za ojačanje interferenco $2d = \frac{N\lambda_0}{n_2}$

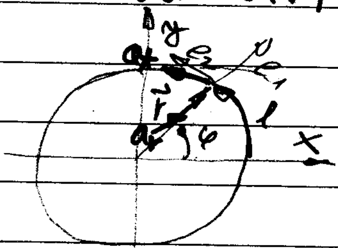
Pri izpeljavi tega pogoja nismo upoštevali morebitne spremembe faze vala pri odboju. Že pri valovanju na vrvi smo omenili, da se faza vala spremeni za π, če se val odbije na sredstvu, v katerem se širi počasneje. Zato pričakujemo, da se v tem primeru ~~tudi~~ tudi odbitemu delu svetlobe svetlobnemu valu spremeni faza za π, kar ustreza poti $\lambda/2$.

Ko posvetimo na tanko plast milnice in počakamo da ~~poči~~ se stanjša in poči. Opazimo, da se milnica počrni tik pred poči, torej zelo tanka plast ne povzroči ojačanega odboja zaradi

Kako opišemo kroženje masne točke? Definirajte kotno hitrost, frekvenco in obhodno dobo. Izpeljite izraz za radialni in tangentni pospešek.

Kroženje je ravninsko gibanje, pri katerem je pot krožnica. Pri opisu kroženja običajno postavimo koordinatno izhodišče v središče krožnice, kakor prikazuje slika. Krajevni vektor k krožeči masni točki zato imenujemo tudi RADIJ VEKTOR. Nato podamo oddaljenost opazovane točke od osi x. Z razmerjem loka in radija je definiran kot ZASUKA iz lege na abscisni osi $\varphi(t) = \frac{l(t)}{r}$, ki ga merimo v radianih v smeri prehoda od pozitivne osi x k pozitivni osi y. Koordinati $x(t)$ in $y(t)$ sta potem:





OZNAKE PRI OPISU KROŽENJA

$$x(t) = r\cos\varphi(t), \quad y(t) = r\sin\varphi(t)$$

Z odvajanjem, dobimo iz koordinat $x(t)$, $y(t)$ ustrezne hitrosti in pospeške.

$$v_x(t) = -r\dot\varphi(t)\sin\varphi(t) \quad v_y(t) = r\dot\varphi(t)\cos\varphi(t)$$

$$\cancel{a_x(t) = -r\ddot\varphi\sin\varphi(t) - r\dot\varphi^2\cos\varphi(t)}$$

$$a_x(t) = -r\ddot\varphi(t)\sin\varphi(t) - r\dot\varphi(t)^2\cos\varphi(t) \quad a_y(t) = r\ddot\varphi(t)\cos\varphi(t) - r\dot\varphi(t)^2\sin\varphi(t)$$

Zamenjavi: $\omega(t) = \dot\varphi(t)$, $\alpha(t) = \ddot\varphi(t)$ pravimo kotna hitrost in kotni pospešek. $\omega = [\frac{rad}{s}]$ $\alpha = [\frac{rad}{s^2}]$

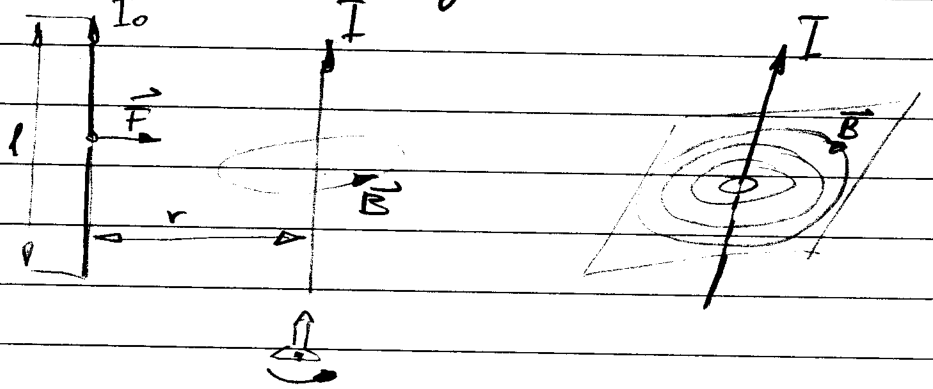
Ker se pri komponentah v smeri x in y pojavljajo podobni členi, jih rajši krajše označimo:

$$v = r\omega, \quad a_t = r\alpha, \quad a_r = r\omega^2$$

$$\vec{e}_1 = (\cos\varphi, \sin\varphi, 0) \quad e_2\,(-\sin\varphi, \cos\varphi, 0)$$

Kaj veste o magnetnem polju ob ravnem vodniku. Izpeljite izraz za silo med dvema paralelnima tokovodnikoma in pojasni kako je definiran 1 A.

Raziščimo še magnetno polje ob ravnem tokovodniku. Poskus z opilki pokaže, da so smernice v tem primeru koncentrični krogi okoli tokovodnika. Usmerjenost teh smernic je skladna z načinom sukanja desnega vijaka, ki poniva vijaka v smeri električnega toka. S poskusom lahko določimo še velikost polja na različnih oddaljenostih od vodnika. Poskus izvedemo najenostavneje tako, da postavimo dva vzporedna tokovodnika in izmerimo silo med njima v odvisnosti od razdalje.



MERJENJE SILE MED VZPOREDNIMA TOKOVODNIKOMA

Pri poskusu uporabimo dva vzporedna vodnika, v katerih tečeta tokova I_0 in I. Prvi vodnik je trdno vpet, drugi pa je na oddaljenosti r od prvega obešen na tehtnico, s katero merimo silo nanj. S tem izmerimo velikost magnetne poljske gostote, smer $\vec{B}$ (slika zgoraj levo) pa preverimo z magnetno iglo.

Označimo z $\vec{B}$ magnetno poljsko gostoto, ki jo povzroča tok I v prvem tokovodniku. Silo na tok I_0 v drugem tokovodniku je zaradi pravokotnih smeri polja $\vec{B}$ in toka I_0 enaka:

Poskus pokaže, da je ta sila sorazmerna tudi toku I in obratno iz zgornje enačbe $LC\ddot{U} + RC\dot{U} + U = U_g$

Vanjo vpeljemo parametre $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$; $2\beta = \frac{R}{L}$

in dobimo diferencialno enačbo $\ddot{U} + 2\beta\dot{U} + \omega_0^2 U = \omega_0^2 U_g$

Z enako enačbo opisujemo vsiljeno nihanje dušenega mehanskega nihala iz mase in vijačne vzmeti. Tedaj pa imamo namesto odmika iz ravnovesne lege x napetost U na kondenzatorju, namesto odmika droga x_1 pa gonilno napetost U_g. Gonilna napetost torej ustreza vzbujalni sili. Zaradi te enakosti sklepamo, da dobimo v primeru, ko gonilna napetost harmonično niha, tudi tukaj resonančni pojav. To sklepanje preverimo tako, da na osciloskopu hkrati opazujemo harmonično nihajočo se gonilno napetost in napetost na kondenzatorju.

~~A~~ Lastnosti električnega nihajnega kroga:

- Frekvenci nihanja U_g in U sta enaki
- Ko se zmanjšuje ω proti nič, se napetost U vedno bolj ujema z gonilno napetostjo U_g: $\lim_{\omega \to 0} U/U_g = 1$
- Z naraščanjem ω k visokim vrednostim se amplituda napetosti manjša $\lim_{\omega \to \infty} U = 0$
- Ko narašča frekvenca gonilne napetosti od nič proti frekvenci $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ je amplituda napetosti U na splošno večja, kar ustreza RESONANCI.
- Med U_g in U na splošno opazimo FAZNI PREMIK. V zadnjih treh navedenih primerih so fazni premiki enaki 0, π in $\pi/2$
- Pri vklopu ali izklopu konstantne gonilne napetosti, opazimo pri prehodu napetosti U na splošno IZNIHAVANJE. Z večanjem upora R, je iznihavanje vedno manj izrazito in nato preneha. Potem opazimo samo še RELAKSACIJO NAPETOSTI iz prejšnjega na nov nivo.

$\ddot{U} + \omega_0 U = 0$

Kako je definirana viskoznost tekočine? Opišite kako pridemo do linearnega zakona upora telesa v tekočini.

Nekatere tekočine tečejo živahno, druge pa lenobno. Med se dosti bolj ~~tek~~ lenobno odziva kakor voda ali plin. Sklepamo, da se med počasneje odziva na zunanji vpliv zato, ker ena plast teži sobri od drugi kakor pri vodi. Običajno pravimo, da je med bolj VISKOZEN ~~od~~ kakor voda. Z namenom, da bi opisali to lastnost, pripravimo geometrijsko preprost poskus s strižnim tokom kapljevin.

STRIŽNI TOK KAPLJEVINE MED DVEMA PLOŠČAMA

Pri poskusu vzamemo plast medu ali olja med dve paralelni plošči. Med plošči vstavimo ležajne kroglice, zato da je razdalja h med njima povsod enaka. Če želimo, da se ena plošča giblje glede na drugo z določeno hitrostjo, moramo uporabiti silo. S poskusom ugotovimo, da ostane hitrost v nespremenjena pri povečanju površine S za določeni faktor, če ~~za~~ isti faktor povečamo tudi strižno silo. Isto opazimo, če zmanjšamo razdaljo h med ploščama za določeni faktor. Zato sklepamo, da je strižna sila ~~sorazm~~ sorazmerna s površino plošče S in obratno sorazmerna z razdaljo h med ploščama. Če silo spremenimo za določeni faktor, ~~se~~ za isti faktor poveča tudi hitrost; torej sta sorazmerni. Te ugotovitve opišemo z zakonom viskoznosti:

$$F = \eta S \frac{v}{h}$$

Izvorni parameter η imenujemo viskoznost tekočine. Njena enota je PASCALSEKUNDA: $[\eta] = kg\, m^{-1} s^{-1} = Pa\,s = 10$ poise

Kadar se telo giblje v viskozni tekočini, je za vzdrževanje gibanja potrebna sila, ki je sorazmerna hitrosti in viskoznosti

Pri kemijskih raziskavah so ugotovili, da se spajajo snovi v stalnih utežnih razmerjih, kar je posledica atomske sestave materije. Na podlagi tega definiramo KILOMOL kot količino snovi, ki vsebuje toliko molekul, kolikor je ~~molekul~~ atomov v 12 kg ogljika C_{12}. Ustrezno število molekul imenujemo LOSCHMIDT – AVOGADROVO število; označimo ga N_L in znaša

$$N_L = 6{,}022 \cdot 10^{26}\ kmol^{-1}$$

Pri tem smo dodali enoto ~~kg~~ $kmol^{-1}$, da označimo na katero količino snovi se N_L nanaša. Ustrezno maso snovi imenujemo MOLEKULSKA MASA in označimo M. Z njo posredno povemo kolikokrat je masa molekule izbrane snovi težja od ene dvanajstine mase atoma C_{12}. Od tod izhaja, da je število kilomolov v snovi z maso m enako: $n = \frac{m}{M}$

Ker je volumen plina pri stalnem tlaku in stalni temperaturi sorazmeren količini plina, je konstanta C_2 sorazmerna številu kilomolov n. S poskusi ugotovimo, da ima n kilomolov različnih idealnih plinov pri istem tlaku in isti temperaturi enak volumen. Zato je $C_2 = nR$, kjer je R nova konstanta. Ob ~~pri~~ upoštevanju te lastnosti dobimo enačbo: $pV = nRT$

Ta izraz imenujemo SPLOŠNI PLINSKI ZAKON in je neodvisen od vrste redkega plina. Konstanto R v njem imenujemo PLINSKA KONSTANTA.

Pri normalnem tlaku in temperaturi je volumen enega kilomola plina enak $V = 22{,}4 m^3$. Od tu ~~ga~~ dobimo vrednost plinske konstante $R = 8{,}3 \frac{kJ}{kmol\,K}$

Splošni plinski zakon pogosto imenujemo ENAČBA IDEALNEGA PLINA, ker pogosto ga izrazimo z gostoto snovi $\rho = \frac{m}{V}$ in molekulsko maso. $\frac{p}{\rho T} = \frac{R}{M}$

Zveza med α in β, sicer določimo tako da si zamislimo kocko s stranicami L.

Volumen kocke je $V = L^3$

Sprememba temperature dT povzroči spremembo volumna dV in dolžine dL, ki sta povezani z izrazom

$$\beta\, dT = \frac{dV}{V} = \frac{3L^2 dL}{L^3} = 3\frac{dL}{L} = 3\alpha\, dT$$

Iz tod izhaja zveza $\beta = 3\alpha$

ADIABATNE SPREMEMBE STANJA PLINA

Zaradi termične izolacije je dovedena toplota dQ enaka nič in je zato sprememba notranje energije opredeljena samo z dovedenim delom: $dW_n = -p\,dV$

Spremembo notranje energije nadalje opišemo s spremembo temperature

$$dW_n = \left.\frac{\partial W_n}{\partial T}\right|_{V_k} dT.$$

Ker je $\left.\frac{\partial W_n}{\partial T}\right|_{V_k} = m c_v$ dobimo: $dW_n = m c_v\, dT = -p\,dV$

Za idealni plin je $p = mRT/MV$, ter $\frac{R}{M} = c_p - c_v$ zato je

$$c_v\, dT = -(c_p - c_v) T \frac{dV}{V}$$

Od tod izhaja: $\frac{dT}{T} = (1-\varkappa)\frac{dV}{V}$

V tej enačbi $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ razmerje specifičnih toplot, ki ga imenujemo adiabatna konstanta

Z integriranjem od T_0 do T na levi strani oziroma od V_0 do V na desni strani dobimo:

$$\ln\frac{T}{T_0} = (1-\varkappa)\ln\frac{V}{V_0}$$

Če je masa v začetku pri miru, se zaradi premikanja vzmeti začne tudi ta premikati in nihati. Značilno je, da je frekvenca nihanja mase ω enaka kakor frekvenca nihanja droga. Čim bolj je ta frekvenca blizu lastni frekvenci ω_0 nihanja mase na vzmeti, tem višje ~~ampl~~ amplitude $x_0(t)$ opazimo. Zato da pojasnimo te lastnosti, zapišemo ustrezni Newtonov zakon. Pri tem izključimo silo teže iz obravnave. Nadalje izrazimo silo vzmeti s premikom mase x iz ravnovesne lege ter premikom droga x_1. ~~Ker~~ Ker je podaljšek vzmeti glede na ravnovesno lego ~~enak~~ $x - x_1$, je sila na maso podana z izrazom

$$F_{vzm} = -k(x - x_1)$$

Poleg te sile deluje še sila upora v tekočini: $F_{tr} = -R\dot{x}$

S tem zapišemo Newtonov zakon, nato pa v njem ločimo spremenljivki x in x_1:

$$m\ddot{x} = F_{tr} + F_{zm} = -R\dot{x} - kx + kx_1$$

$$\ddot{x} + \frac{R}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{kx_1}{m}$$

Podobno kakor pri dušenem nihanju, uporabimo tudi pri vsiljenem nihanju parametre

$$\frac{R}{m} = 2\beta \qquad \frac{k}{m} = \omega_0^2$$

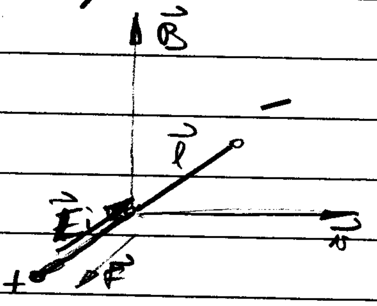
in zapišemo dinamično enačbo v splošni obliki:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = \omega_0^2 x_1$$

To je DIFERENCIALNA ENAČBA VSILJENEGA NIHANJA. Leva stran v njej se ujema z izrazom, ki smo ga zapisali pri prostem dušenem ~~dobu~~ nihanju, spremeni se pa:

$$f_1(t) = \omega_0^2 x_1$$

na naboj v snovi magnetna sila. Ker ima ta sila pri negativnih nabojih nasprotno usmerjenost kakor pri pozitivnih, povzroči premikanje ravnovesnih nabojev v nasprotnih smereh in njihovo ločitev v snovi. Temu načinu ločevanja električnih nabojev pravimo MAGNETNA INDUKCIJA



Ko je polje homogeno, vodnik je ravna žica, hitrost žice je konstantna, gibanje pa translatorno. Če žica ni povezana v zanko, povzroči magnetna indukcija POLARIZACIJA NABOJEV. Zaradi polarizacije nastane električno polje $\vec{E_i}$, ki nasprotuje premikanju nabojev. V ravnovesju je Lorenzova sila $\vec{F}$ na naboj q uravnovešena z električno silo $q\vec{E_i}$.

$$q\vec{E_i} + \vec{F} = 0$$

Lorenzovi sili $F = q\vec{v}\times\vec{B}$ prilagodimo vektor $\vec{E}_m = \frac{\vec{F}}{q} = \vec{v}\times\vec{B}$, ki določa vpliv te gonilne sile na naboj q v prevodni snovi. Z vektorjem $\vec{E_i}$ pa opišemo inducirano električno poljsko jakost ločenih nabojev, ki nasprotujejo njihovemu premikanju. V ravnovesju velja: $\vec{E_i} = -\vec{v}\times\vec{B}$

Dogovorimo se, da je vektor $\vec{l}$, s katerim opišemo dolžino in smer vodnika, usmerjen tako, kakor se premika pozitivni naboj. INDUCIRANA NAPETOST med začetkom in koncem vodnika je potem: $U_i = -\vec{l}\cdot\vec{E_i} = \vec{l}\cdot(\vec{v}\times\vec{B})$

$$U_i = (\vec{l},\vec{v},\vec{B})$$

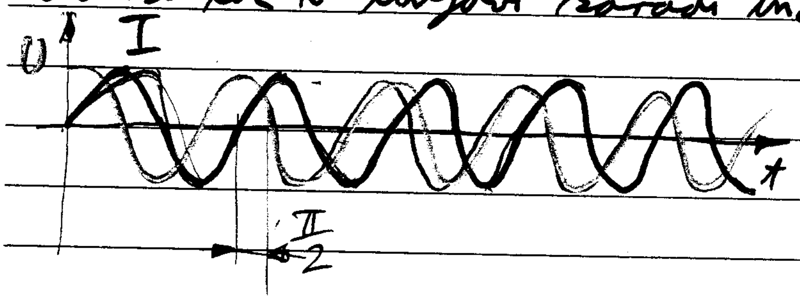
Pri tem smo z $(\vec{l},\vec{v},\vec{B})$ označili MEŠANI produkt vektorjev $\vec{l},\vec{v}$ in $\vec{B}$.

Kadar vektorji $\vec{l},\vec{v},\vec{B}$ niso medsebojno pravokotni, imamo:

$$U_i = l v B \cos\varphi \sin\theta$$

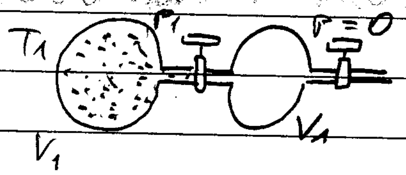
ga zopet zapišemo v obliki $I_0 = U_0/R_L$, v kateri pomeni $R_L = \omega L$ → induktivni upor. Podobno kakor pri kondenzatorju, se tudi pri tuljavi namesto izraz UPOR pogosto uporabi izraz INDUKTIVNA IMPEDANCA. R_L je tudi odvisen od frekvence. Z frekvenco narašča pri $\omega = 0$ je 0. To pomeni da se tuljavi pri pretakanju enosmernega toka ne upira. To je seveda idealizacija, ker je tuljava navejena iz žic, ki imajo na splošno od nič različna omski upor R.

Značilno je, da v tem primeru tok v fazi zaostaja za napetostjo za $\pi/2$. To zaostajanje je posledica dejstva, da se tok v tuljavi zaradi indukcije upira spreminjanju.



Izpeljite izraz za razliko specifičnih toplot idealnega plina

Notranja energija je funkcija termodinamičnega stanja, ki ga opredeljujejo spremenljivke T, V in p. Notranja energija W_n je odvisna od T, V izbrane mase. Z povečanjem temperature se notranja energija na splošno veča, kako se spreminja z volumnom pa določimo s HIRDOV-im POSKUSOM



Pri poskusu zapremo plin v en del dvojne posode, drugi del evakuiramo in povežemo s prvim prek ventila. Preden odpremo ventil ima plin v prvem delu temperaturo T_1 in volumen V_1. Nato odpremo ventil. Plin se pretoči iz

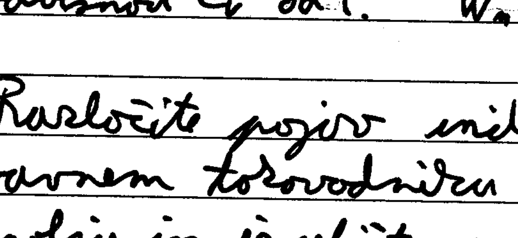
$$dW_n = mc_v\,dT = mc_p\,dT - \frac{m}{M}R\,dT$$
$$c_p - c_v = \frac{R}{M}$$

Če poznamo eno specifično toploto, lahko s to enačbo določimo tudi drugo specifično toploto. Značilno je, da je razlika KILOMOLSKIH TOPLOTNIH KAPACITET enaka plinski konstanti R:
$$Mc_p - Mc_v = C_p - C_v = R$$
in torej neodvisna od vrste približno idealnega plina. ~~Za~~ ~~...~~ monoatomne pline je: $C_v = \frac{3}{2}R$; $C_p = \frac{5}{2}R$

Ker je notranja energija idealnega plina odvisna le od temperature, jo izračunamo najpreprosteje, če poznamo odvisnost c_v od T. $W_n(T) = m\int_0^T c_v(T)\,dT$.

Razložite pojav indukcije električne napetosti v ravnem tokovodniku, ki se giblje v magnetnem polju in izpeljite ustrezni izraz. Izpeljite iz njega izraz za napetost inducirano v krožni žični zanki, ki rotira v magnetnem polju in za zanko, če se v njej spreminja magnetni pretok.
Pojav indukcije električne napetosti v ravnem ~~tokovod~~ tokovodniku, ki se giblje v magnetnem polju in ustrezni izraz. JE UPISAO DVA UPRAŠANJA NAZAJ.

NAPETOST INDUCIRANO V ZANKI, ČE SE V NJEJ SPREMINJA MAGNETNI PRETOK

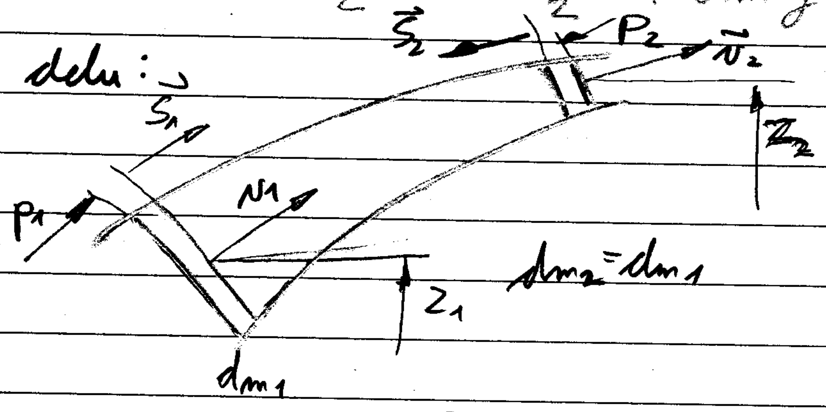


$$d\Phi_m = d(BSN) = -U_i\,dt$$
$$U_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} = \frac{dB(t)SN}{dt}$$
$$U_i = SN\frac{dB(t)}{dt}$$

Izpeljavo omejimo na primer stacionarnega toka nestisljive tekočine. Zamislimo si tako ozko tokovno cev, da je hitrost praktično konstantna po preseku, ki stoji pravokotno nanjo. V času dt naj prestopi presek mase dm. Obravnavajmo nato razmere na dveh presekih cevi, ki se lahko nahajata na različnih višinah. Toliko mase, kolikor je vstopi na prvem preseku, je mora izstopiti tudi na drugem: $dm_1 = dm_2 = dm$. Zaradi nestisljive tekočine sta enaka tudi volumna vstopne in izstopne mase: $dV_1 = dV_2 = dV$. Ker je viskoznost tekočine zanemarljiva, lahko zanemarimo izgube mehanske energije kapljevine zaradi viskoznega upora pri prenosu po tokovni cevi. Sprememba mehanske energije kapljevine z maso dm na izstopu in vstopu cevi

$$dW_m = \frac{dm\, v_2^2}{2} - \frac{dm\, v_1^2}{2} + dm\, g z_2 - dm\, g z_1$$

je enaka delu:



Tokovna cev pri obravnavi Bernoullijeve enačbe.

$$dA = (p\vec S \cdot d\vec l)_1 + (p\vec S \cdot d\vec l)_2 = p_1 dV - p_2 dV,$$

ki ga na tekočini opravi tlačna razlika $p_1 - p_2$. Tu smo upoštevali, da je smer sile na vstopu v smeri premika in obravnavali vstopni volumen pozitivno. Ker je $dW_m = dA$ imamo

$$\frac{dm\, v_2^2}{2} - \frac{dm\, v_1^2}{2} + dm\, g z_2 - dm\, g z_1 = p_1 dV - p_2 dV$$

Če delimo obe strani te enačbe z volumnom in jo malo preuredimo tako, da so na levi spremenljivke na vhodu, na desni pa spremenljivke na izhodu cevi, dobimo BERNOULLIJEVO ENAČBO:

Dobij pogosto vprašanje

Opiši Bohrov model vodikovega atoma, zapišite osnovne predpostavke in izpeljite enačbo za radij tirnice elektrona v atomu. Pojasnite, zakaj je osnovno stanje stabilno in zakaj so energijski nivoji diskretni.

Najprej so sklepali, da sta pozitivni in negativni naboj v nevtralnem atomu enakomerno porazdeljena. Nato pa je podatke o strukturi atoma pridobil Ernest Rutherford s sipanjem ~~...~~ žarkov α na tankih plasteh zlata. Poskus je pokazal, da gre večina delcev α skoraj nemoteno skozi ~~...~~ zelo tanko plast zlata, nekateri med njimi pa drastično spremenijo smer ali pa se celo odbijejo nazaj. To nam pojasnuje da sta ves pozitivni naboj in praktično vsa masa atoma koncentrirana na zelo majhnem delu atoma, ki ga je RUTHERFORD imenoval JEDRO. Elektroni zaradi svoje zelo majhne mase v primerjavi z maso delcev α skoraj nič ne prispevajo k njihovem sipanju. Groba ocena, ki jo je Rutherford dobil za premer, je 10^{-14} ~~m je~~ ~~m~~ bistveno manjša od premera atoma, ki je približno 10^{-10} m. Rutherford je zato ~~za~~ opis atoma uporabil PLANETNI MODEL. Predpostavil je, da je v središču atoma jedro okoli njega pa krožijo elektroni. Elektron je hkrati sevral okoli jedra. V skladu s klasično predstavo je v tem primeru okoli jedra simetrično porazdeljena gostota negativnega naboja, takšen sistem ne seva. Ob upoštevanju valovne narave elektrona lahko zato formuliramo stabilen model atoma.

V nadaljevanju obravnavamo model iona, ki je sestavljen iz jedra z nabojem Ze_0 in enim elektronom. Za $Z=1$ ustreza ta model vodikovemu atomu, za $Z \neq 1$ pa ioniziranim atomom z enim samim preostalim elektronom. Določimo na podlagi opisane valovne narave elektrona, katere tirnice pripadajo elektronu v ionu katerega jedro nosi naboj Ze_0.

Določimo še električno potencialno energijo elektrona v Coulombovem polju jedra: $W_p = -\int_0^r \frac{Zq^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{dr}{r^2} = \frac{-Zq^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$

Pri tem smo upoštevali, da je električna potencialna energija po dogovoru enaka nič, ko sta jedro in elektron neskončno oddaljena. Celotna energija elektrona je potem:

$$W = W_p + W_k = \frac{-Zq^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + \frac{Zq^2}{2\,4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{1}{2}\frac{Zq^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Pojasnimo še pomen negativne energije. Vzeli smo, da ima mirujoči nevezani elektron energijo enako nič. Pri tem, ko se elektron in ion vežeta v atom, oddata energijo in moramo opraviti delo, če ju želimo zopet ločiti. Energija, ki jo odda prosti elektron pri vezanju v atom, je določena z izrazom $\frac{Zq^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$. Z upoštevanjem prej izpeljanega radija tirnice izrazimo energijo elektrona v atomu v odvisnosti od kvantnega števila n s formulo: $W = -\frac{Z^2 q^4 m}{8\varepsilon_0^2 h^2}\frac{1}{n^2}$

Vsakemu številu n ustreza določena trajektorija in energija oziroma energijski nivo. Vidimo, da je posledica valovne narave elektrona diskretnost trajektorije in energijskih vrednosti, ki jih ima elektron na teh trajektorijah. Pravimo, da je energija elektrona v atomu kvantizirana; glavno kvantno število n pa je parameter tirnice oziroma energije elektrona v atomu. Nasprotno temu sestavljajo možna energijska stanja prostega elektrona kontinuum.

Vprašajmo se še, kaj se zgodi, če imamo v atomu elektron na določenem energijskem nivoju s številom $n_1 \neq 1$. Tak elektron preide na nižje ležeči energijski nivo in pri tem odda energijo s sevanjem svetlobe. Atom v tem primeru ni stabilen. Stabilen postane šele, ko pade elektron na najnižji nivo z n = 1. Določimo še frekvenco svetlobe, ki atomov istega elementa med seboj razlikujejo. Trdimo, da so atomi nekega elementa, ki imajo različno maso, izotop tega elementa. Meritve z masnim spektrografom so tudi pokazale, da je posamezna izotopska masa zelo blizu celemu mnogokratniku mase.

Primer vodik	1,0078	1	$_1H^1$ (vodik)
	2,0141	1	$_1H^2$ (devterij)
	3,0160	1	$_1T^3$ (tritij)
	M [ame]	Z	simbol

Iz primera je razvidno, da jedra niso kompaktna, temveč sestavljena iz delcev. Primer pokaže, da masa atoma ni sorazmerna vrstnemu številu Z, zato moramo privzeti, da sta v jedru najmanj dve vrsti delcev.

- prvi je PROTON in ga označimo s p. ~~Iz jedra~~ Ta delec jih nosi osnovni ~~naboj~~ pozitivni naboj in je težak približno eno masno enoto.
- drugi je NEVTRON in ga označimo z n. Masa je približno ista le da nevtron nima naboja.

Nevtrone in protone skupaj imenujemo NUKLEONI. Primer nukleona je reda velikosti 10^{-15} m. Število nukleonov v jedru označimo A in je vsota števil protonov Z in nevtronov N, ki tvorijo jedro: $A = Z + N$

To število imenujemo tudi atomsko masno število.

Simbol IZOTOPA

$$_Z X^A$$

A – masno število

Z – atomsko vrstno število

X – simbol izotopa.

MASNI DEFEKT ATOMSKEGA JEDRA IN VEZAVNA ENERGIJA DELCA V JEDRU

Masa izotopa ni natančno enaka vsoti mas sestavnih delov. Razliko: $\Delta M = ZM_p + (A-Z)M_n - M_x$

imenujemo masni defekt jedra $_Z X^A$.

VRSTE RAZPADOV

Energija fotonov pri sevanju jedra je zaradi zelo močnih jedrskih sil dosti višja kakor so energije fotonov, ki se sprostijo pri elektronskih prehodih v atomu. Sevanje imenujemo fotone, ki jih seva jedro, žarki γ. Njihove energije so reda velikosti MeV. Prehajanje vzbujenih jeder v energijsko nižje ležeča stanja s sevanjem fotonov imenujemo radioaktivnost γ.

Molekule, ki so sestavljene iz več atomov, se lahko tudi spreminjajo z oddajanjem atomov. Pri prvem pojavu, ki mu pravimo radioaktivnost α, jedro odda helijevo jedro $_2He^4$. Če seštejemo vezavno energijo nastalega novega jedra in izsevanega novega delca α, ugotovimo, da je vsota večja od vezavne energije prvotnega jedra. Nastalo jedro je lahko tudi v vzbujenem stanju in prehaja nato s ponovnim razpadom v močneje vezana stanja.

Drugi pojav, ki je tudi opazen, je radioaktivnost β. Pri tem pojavu jedro bodisi odda ali pa sprejme iz atomske oble en elektron in se s tem spremeni v novo jedro z večjim ali manjšim nabojem.

$$\gamma: \; {}_ZX^{A*} \to {}_ZX^A + \gamma$$
$$\alpha: \; {}_ZX^A \to {}_{Z-2}X^{A-4} + {}_2\alpha^4 + \Delta W$$
$$\beta_-: \; {}_ZX^A \to {}_{Z+1}X^A + {}_{-1}e^0 + \Delta W$$
$$\beta_+: \; {}_ZX^A + {}_{-1}e^0 \to {}_{Z-1}X^A + \Delta W$$

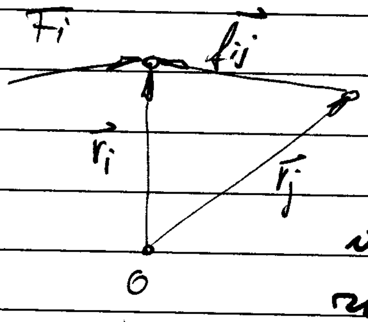
Razlika mas $\Delta M = M_Z - M_K =$ ____ amu − ustrezna energija

masa na začetku

masa na koncu

$$\Delta W = c^2 M_Z - c^2 M_K$$
$$\Delta W = c^2 \Delta M$$

DINAMIKA SISTEMA MASNIH TOČK



Točke v obravnavi označimo posamezne točke z indeksom i. Število vseh točk pa z N. Vse točke so odvisne od časa $r_i(t)$ ampak zaradi krajšega zapisa zapišemo r_i. Maso posamezne točke označimo z indeksom m_i.

Sile, ki delujejo na posamezno točko lahko razdelimo na zunanje in notranje. Pri tem opisuje zunanje sile vpliv okolice, notranje sile pa vpliv preostalih masnih točk. Rezultanto zunanjih sil ki deluje na i-to masno točko označimo $\vec{F}_i$, medtem ko opišemo vpliv j-te točke na i-to s silo f_{ij}.

Po zakonu o akciji in reakciji velja: $f_{ji} = -f_{ij}$

Celotno maso sistema zapišemo $m = \sum_{i=1}^{N} m_i$

Nadalje opišemo lego sistema kot celote tako, da podamo povprečni krajevni vektor $\vec{r}_c$, ki ga definiramo z izrazom: $m\vec{r}_c = \sum_{i=1} m_i \vec{r}_i$

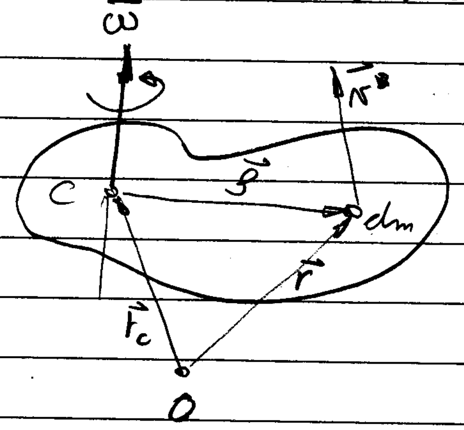
Točko s krajevnim vektorjem $\vec{r}_c$ imenujemo masno središče ali težišče sistema.

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1} m_i}$$

Poiščimo še zakon, ki opisuje gibanje masnega središča pod vplivom zunanjih sil na sistem. V ta namen odvajamo $m\vec{r}_0$ po času:

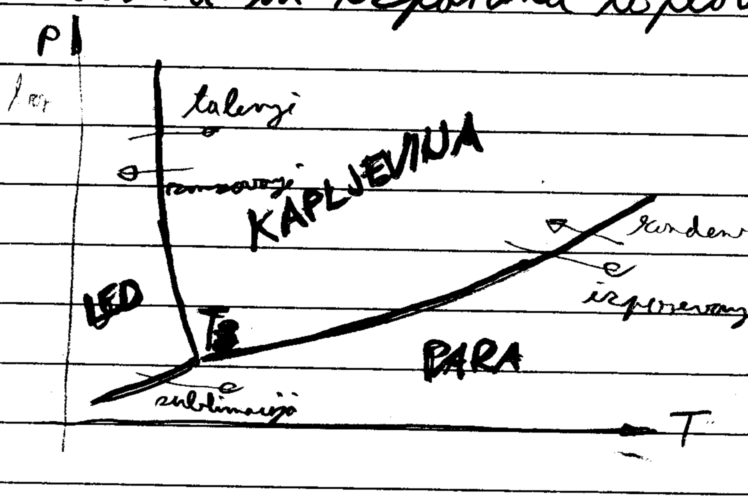
$$\frac{d(m\vec{r}_0)}{dt} = \sum_{i=1}^{N} \frac{d(m_i \vec{r}_c)}{dt} = \sum_{i=1}^{N} \vec{g}_i$$

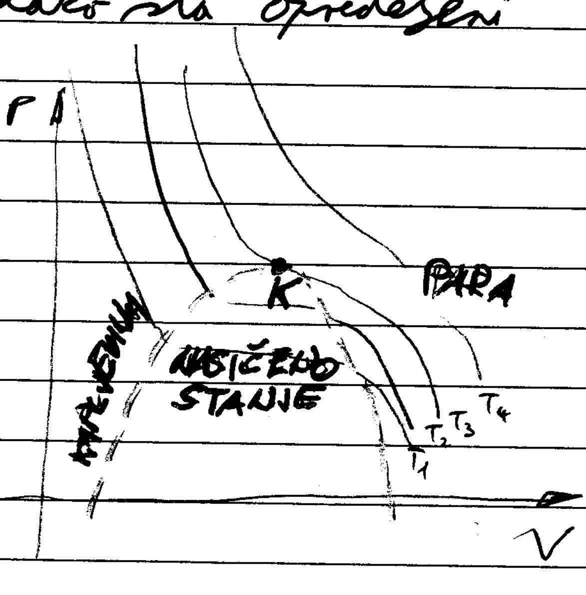
Hitrost poljubne točke glede na težišče je potem opredeljena z izrazom: $\vec{v}^* = \vec{\omega} \times \vec{\varsigma}$,
kjer je $\vec{\varsigma}$ krajevni vektor opazovane masne točke glede na masno središče C.



Za opis težišča potrebujemo v prostoru tri podatke. Vrtenje glede na težišče pa opišemo z vektorjem kotne hitrosti $\vec{\omega}(t)$, ki ga tudi opredeljujejo trije podatki. Na splošno potrebujemo za opis gibanja togega telesa v prostoru 6 podatkov. Zato pravimo, da ima togo telo šest prostostnih stopenj gibanja.

Skicirajte fazni diagram ter pojasnite kaj pomenita trojna in kritična točka. Kako sta opredeljeni talilna in izparilna toplota?





~~Ko pa se v njej pojavi samo led, temperatura težji pade od 0°C~~

TALILNA TOPLOTA

Q talilna nam pove koliko toplote moramo dovesti, da stalimo 1 kg te snovi

Q/kg

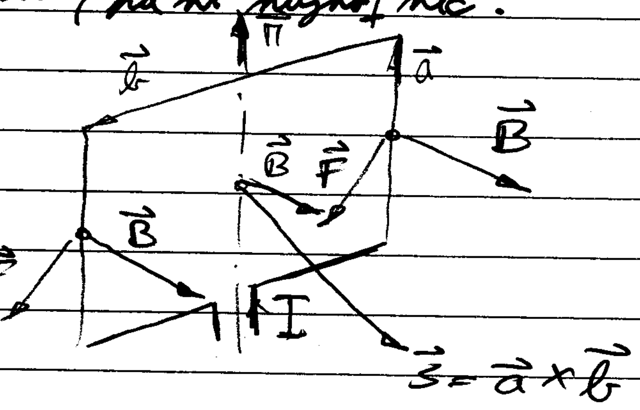
IZPARILNA TOPLOTA

Q izparilna nam pove koliko toplote moramo dovesti, da uparimo 1 kg te snovi.

Opišite kako je definirana magnetna poljska gostota in kako izrazimo z njo silo na tokovodnik v magnetnem polju. Kako iz sile na tokovodnik izpeljemo vrtilni moment na tokovno zanko v magnetnem polju? Kako lahko ta pojav in ustrezni izraz uporabimo?

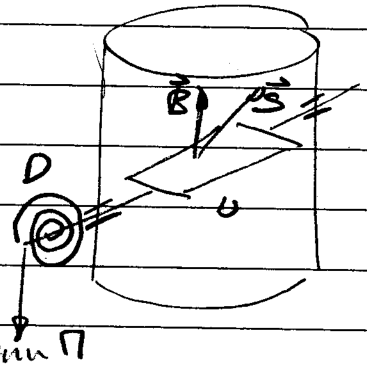
NAVOR NA TOKOVNO ZANKO

V primeru, ko je tokovodnik oblikovan v zanko, je lahko vsota vseh sil, ki delujejo nanj v magnetnem polju, enaka nič. Vrtilni moment na celotno zanko, ki je posledica teh sil, pa ni nujno enak nič.



Pri poskusu v homogenem magnetnem polju namestimo pravokotno žično zanko, v kateri teče električni tok I. Zanka ima stranici a in b, pri tem pa je stranica a pravokotna na magnetno polje. Poskus pokaže, da magnetno polje zasuče zanko glede na os, neposredno

Poleg električnega toka, lahko iz navora na zanko v magnetnem polju določimo tudi velikost in smer poljske gostote $\vec{B}$. V ta namen pri znanem toku in ploskvi S izmerimo navor na zanko.



Navor na tokovno zanko v magnetnem polju tudi tehnično uporabljamo v elektromotorjih.

Faradayev zakon elektrolize. Opiši Millikanov poizkus in pojasnite kaj je z njim izmeril. Pojasnite kako pridemo iz Faradayevega zakona do Loschmidt-Avogadrovega števila

Pri raztapljanju kuhinjske soli v vodi se pojavijo gibljivi naboji. Ta pojav imenujemo disociacija snovi. Naboji, ki se pri njem sproščajo, imenujemo ioni, snovi, ki povečajo električno prevodnost vode pa ELEKTROLIT. Podobno kot kovina se pri prevajanju toka segreva tudi elektrolitska raztopina, kar je posledica električne upornosti ~~snovi~~ raztopine. Poleg segrevanja pri prehodu toka skozi elektrolitsko raztopino opazimo, da poteka na elektrodah izločanje snovi, ki ga imenujemo ELEKTROLIZA, in da se med elektrodama iz različnih snovi v elektrolitu vzpostavi električna oziroma GALVANSKA NAPETOST. Instrument za zaznavanje ali merjenje električne napetosti zato pogosto imenujemo GALVANOMETER.

KAKO PRIDEMO IZ FARADAYEVEGA ZAKONA DO LOSCHMIDT-AVOGADROVEGA ŠTEVILA

Dejstvo, da je masa izločene snovi sorazmerna toku, lahko uporabimo pri opredelitvi normale električnega toka oziroma pri merjenju toka. Iz Faradayevega zakona izhaja, da izloči tok 1A v eni sekundi 1,118mg srebra iz raztopine srebrovega nitrata $AgNO_3$, kar rabi kot definicija normale električnega toka.

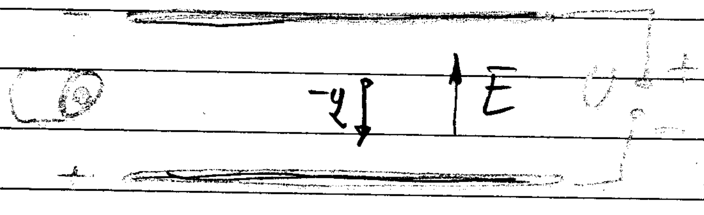
En kilogramekvivalent enovalentne snovi vsebuje Loschmidt-Avogadrovo število N_L atoma. Ker je za izločevanje ustrezna masa snovi pri elektrolizi treba prenesti Faradayev naboj, je za izločenje enega atoma enovalentne snovi treba prenesti naboj:

$$q_0 = \frac{Q_F}{N_L} = 1,6 \cdot 10^{-19}\,As.$$

Ta naboj imenujemo osnovni ali elementarni naboj.
Za izločenje enega atoma snovi z valenco z pa je potrebno prenesti naboj $z \cdot q_0$. Osnovni naboj ni odvisen od vrste izločene snovi, zato sklepamo, da so vsi ioni enovalentnih snovi enako nabiti.

MILLIKANOV POIZKUS

Faradayev zakon elektrolize povezuje našo predstavo o atomski zgradbi snovi s predstavo o električnem naboju. Iz tega zakona sklepamo, da je poljuben električni naboj sestavljen iz množice osnovnih. Ta sklep je potrdil Millikan s poizkusom, ki je shematično prikazan.



Pri tem označujemo spremenljivke v_-, v_+ in E vertikalne komponente ustreznih vektorjev, ki jih neposredno izmerimo pri poskusu; snovne parametre pa najdemo v tabelah.
Na osnovi merjenja hitrosti kapljevine in električne poljske jakosti je Millikan tako določil naboj kapljice. S ponavljanjem poskusov je ugotovil, da so naboji kapljice vedno celoštevilni mnogokratnik osnovnega ali elementarnega naboja Nq_0, ki je $q_0 = 1{,}6\cdot 10^{-19}\,As$

Iz eksperimentalnih podatkov o elementarnem in Faradayevem naboju dobimo za Loschmidt-Avogadrovo število vrednost.

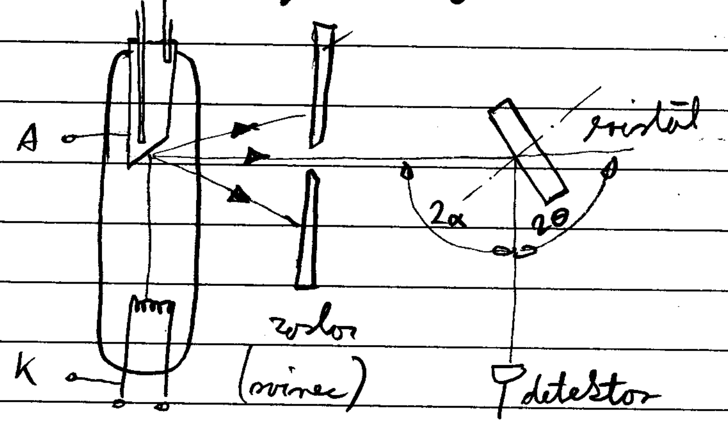
$$N_L = \frac{Q_F}{q_0} = 6{,}022\cdot 10^{26}\,\frac{\text{delcev}}{\text{kmol}}$$

Opišite pojav odboja rentgenske svetlobe na kristalu in zapišite Braggov pogoj. Pojasnite kako izmerimo razdaljo med mrežnimi ravninami v kristalu z rentgensko svetlobo.

Glede narave žarkov X je že Röntgen predpostavil, da so elektromagnetni valovi, vendar poskusi z običajnimi uklonskimi mrežicami niso dali interferenčne slike. Zato je M. LAUE sklepal, da so valovne dolžine žarkov X bistveno krajše od valovnih dolžin vidne svetlobe. Pri prehodu skozi navadno uklonsko mrežico se uklonski maksimumi nizkih redov pojavijo ~~pri~~ rentgenskih žarkih približno v smeri vpadne svetlobe in jih ne moremo ~~opaziti~~ opaziti. Laue je predlagal, da bi kot uklonsko mrežico uporabili kristal. Domneval je, da so atomi v kristalih periodično razmeščeni in da ima zato kristal periodične lastnosti. Na podlagi podatkov o gostoti snovi in Loschmidt-Avogadrovega števila ocenil, da so razdalje med atomi v kristalih reda velikosti 10^{-10} m, kar pa

Isti pogoj smo izpeljali že pri obravnavi interference svetlobe na tankih plasteh. Pri dani valovni dolžini žarkov X dobimo ojačani odboj samo pri ostro določenih vpadnih in odbojnih kotih.

Interferenco rentgenskih žarkov na kristalu uporabljamo v spektrometriji rentgenskih žarkov. Kristalni spektrometer



Če je razdalja d med mrežnimi ravninami znana, izračunamo z njo in s kotom α po Braggovi formuli valovno dolžino λ. Lahko pa pri znani valovni dolžini λ določimo razdaljo med mrežnimi ravninami d.

Kristalni spektrometer je filter rentgenske svetlobe, saj pri danem vpadnem kotu glede na kristalno ravnino, izbere iz vpadne svetlobe le tisto, ki zadošča pogoju:

$$\lambda = \frac{2d}{n} \sin \theta$$

kjer je n celo število.

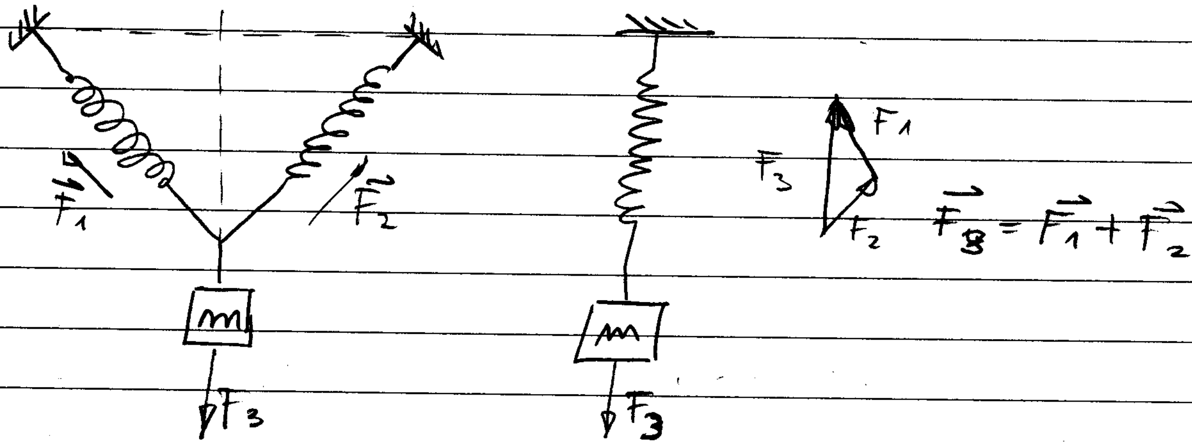
Kako z eksperimenti pokažemo Newtonove zakone? Kako izpeljemo gravitacijski zakon? Zapišite dinamsko enačbo mase na prožni vijačni vzmeti in pokažite, da je harmonično nihanje njena rešitev. Izpeljite izraz za krožno frekvenco tega nihala.

POSPEŠENO GIBANJE VOZIČKA NA ZRAČNI BLAZINI

Najprej raziščimo, kako deluje konstanten vpliv na telesa z različno

NADOMESTITEV DVEH DINAMOMETROV Z ENIM

S poskusom ugotovimo, da lahko dva dinamometrov nadomestimo z enim samim, ki opisuje vektorsko vsoto obeh prejšnjih sil, kakor prikazuje slika. Torej je opis vpliva z vektorjem sile tudi skladen z načinom merjenja sil. Zapisani zakon $\vec{F}=m\vec{a}$ lahko posplošimo, če upoštevamo, da $\vec{F}$ v njem označuje vektorsko vsoto ali rezultanto vseh sil, ki delujejo na maso točko. Naša opažanja in definicijo sile vseh vsebuje drugi Newtonov zakon.

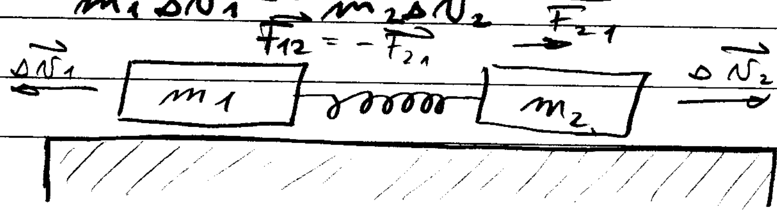


II Rezultanta vseh sil, ki delujejo na telo, je enaka produktu njegove mase in pospeška

$$\vec F = m\vec a$$

MEDSEBOJNI VPLIVI VOZIČKOV Z RAZLIČNO MASO

Pri poskusu postavimo na zračno blazino dva vozička. Enega opremimo z vzmetjo in ju povežimo skupaj. Ko vrvico prerežemo, potisne napeta vzmet vozička v nasprotnih smereh. Z merjenjem hitrosti in mase vozičkov ugotovimo, da sta spremembi hitrosti opredeljene z naslednjim izrazom: $m_1\Delta\vec v_1 = -m_2\Delta\vec v_2$



planeta okrog Sonca razložimo kot posledico privlačne sile med masama Sonca in planeta: M, m. Krožno gibanje planeta na razdalji r od Sonca spremlja radialni pospešek $a = \omega^2 r$, ki kaže proti središču ~~sonca~~ krožnice. Ta pospešek povzroča privlačna sila $F = m\omega^2 r = m\,4\pi^2 r/T^2$. V tej enačbi izrazimo kvadrat obhodne dobe s Keplerjevim zakonom in dobimo za silo izraz: $F = 4\pi^2 K m/r^2$. Iz zakona o akciji in reakciji izhaja, da tudi planet z isto silo privlači Sonce. Torej je ta sila tudi sorazmerna masi Sonca, kar zapišemo eksplicitno

$$F = \frac{4\pi^2 K}{M}\,\frac{M m}{r^2}$$

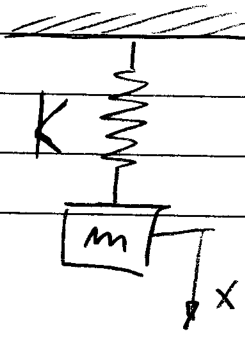
V tem izrazu opredeljuje konstanta $\kappa = 4\pi^2 K/M$ velikost privlačne gravitacijske sile med dvema masama, zato jo imenujemo gravitacijska konstanta in sklepamo, da je neodvisna od velikosti obeh mas. Privlačno silo med masama M in m potem opisuje četrti Newtonov zakon, ki ga tudi imenujemo gravitacijski zakon

$$F = \kappa \frac{m M}{r^2}$$

Poskus ~~izmeri~~ izvedemo z gravitacijsko tehtnico, s katero ugotovimo, da je konstanta κ

$$\kappa = 6{,}65 \cdot 10^{-11} \frac{Nm^2}{kg^2}$$

HARMONIČNO NIHANJE UTEŽI NA VZMETI



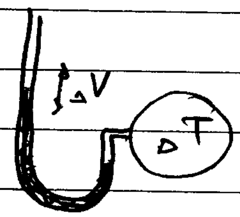
Nihanje mase povzroči sila vzmeti $F = -K x$, ki vrača maso iz izmaknjene v ravnovesno lego pri $x = 0$. Pospešek $\ddot{x}$ nihajoče mase m je določen z Newtonovim zakonom: $m\ddot{x} = F$

Kako deluje plinski termometer in kako je definirana absolutna temperatura? Razložite kako pridemo do splošnega plinskega zakona. Izpeljite izraz za koeficient volumskega termičnega raztezka idealnega plina.

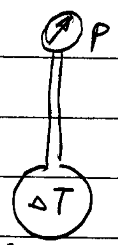
Na ostala vprašanja je bilo že odgovorjeno

KAKO DELUJE PLINSKI TERMOMETER

V stekleno bučko zapremo zrak in jo povežemo z U cevko, v kateri je obarvana voda. Ko pokrijemo bučko z roko, opazimo, da se tlak plina v njej poveča, ko pa jo damo na led, se tlak zmanjša. Če poskrbimo, da se tlak izenači z zunanjim, ugotovimo, da se pri segrevanju volumen povečuje, pri hlajenju pa zmanjšuje



Spreminjanje volumna pri termičnih spremembah



plinski termometer

Čim bolj se plin segreva, tem bolj se poviša njegov tlak pri stalnem volumnu, oziroma volumen pri stalnem tlaku. Z manometrom opremljena bučka, ki jo vsebuje plin s približno stalnim volumnom imenujemo plinski termometer.

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{p_1}{p_2} \qquad V = konst$$

Če poznamo temperaturo T_1 in tlak p_1 ter p_2 lahko določimo T_2

$$T_2 = \frac{p_2}{p_1} T_1$$

Običajno se dogovorimo, da je potencialna energija neomejeno oddaljenega preizkusnega naboja enaka nič. Tedaj dobimo:

$$W_p(\vec r) = \frac{q_0 q_i}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{|\vec r - \vec r_i|}$$

Kadar deluje na preizkusni naboj q_0 množica točkastih nabojev $q_1, \ldots, q_n$ s krajevnimi vektorji $r_1, \ldots, r_n$, je celotna potencialna energija na mestu $\vec r$.

$$W_p(\vec r) = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{|\vec r - \vec r_i|}$$

Če so naboji porazdeljeni po prostoru

$$W_p(\vec r) = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0}\int_V \frac{dq(\vec r_q)}{|\vec r - \vec r_q|}$$

V tej enačbi smo lego preizkusnega naboja označili z $\vec r$, lego naboja dq pa z $\vec r_q$. Zadnjo enačbo pogosto zapišemo:

$$W_p(\vec r) = q_0\, U(\vec r)$$

Kjer z U označimo razmerje potencialne energije preizkusnega naboja in njegove velikosti

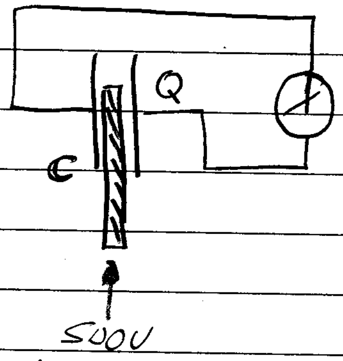
$$U(\vec r) = \frac{W_p(r)}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int_V \frac{dq(r_q)}{|\vec r - \vec r_q|}$$

To spremenljivko imenujemo električni potencial. Razliko potencialov v dveh točkah $\Delta U = U(\vec r_2) - U(\vec r_1)$ pa imenujemo električna napetost. Njena enota je VOLT:

$$[U] = \frac{J}{C} = \frac{Ws}{As} = V$$

DIELEKTRIČNOST SNOVI

Iz enačb za kapacitivnost kondenzatorja in naboja na kondenzatorju dobimo napotek za merjenje dielektričnost snovi.



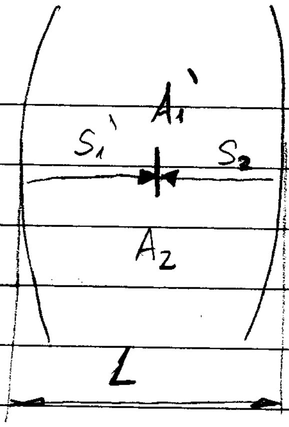
$U_0 \to U_1$ Merite vpliva snovi na napetost na kondenzatorju in določite dielektričnosti.

Ploščati kondenzator nabijemo do napetosti U_0 in ga odklopimo. Takrat je na kondenzatorju naboj $Q = C_0 U_0$. Nato vložimo med plošči kondenzatorja snov. Ker se naboj kondenzatorja pri tem ne spremeni, spremeni pa se kapacitivnost: $Q = C_0 U_0 = C_1 U_1$

Toda $C_1 = \varepsilon C_0$ in je zato

$$\varepsilon = \frac{C_1}{C_0} = \frac{U_0}{U_1}$$

Iz razmerji napetosti na kondenzatorju brez snovi in z njo določimo dielektričnost snovi. Poudarimo še, da se napetost zmanjša, ko vložimo v kondenzator snov, ker se zmanjša električna poljska jakost zaradi polarizacije snovi.



Povezava med spremenljivkama s_1' in s_2:

$s_1' + s_2 = L$

$L \approx 0$ in velja $s_2 \approx -s_1'$. S tem dobimo iz enačb obeh lomnih ploskev naslednjo <u>enačbo tanke ploskve</u>

$$\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2'} \approx (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = D$$

Parameter D imenujemo dioptrija. Za zelo oddaljene predmete je $s_1 = \infty$ in $s_2' = f$

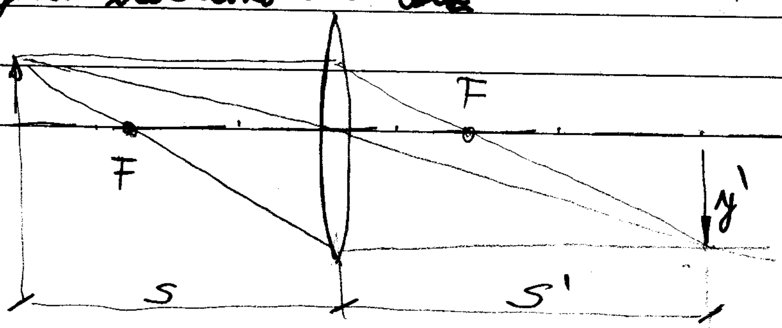
Pri konstrukciji slike upoštevamo naslednje lastnosti tipičnih žarkov:

- Vzporedni vpadni žarki se lomi skozi gorišče.
- Žarek skozi mesto na optični osi, ki ga imenujemo teme, gre skozi tanko lečo brez spremembe smeri.
- Žarek skozi gorišče se lomi v smeri vzporedni z optično osjo

S tipičnimi žarki konstruiramo preslikavo s tanko konveksno lečo, kakor je prikazano. Iz te slike dobimo ob upoštevanju lastnosti podobnih trikotnikih izraz za povečavo tanke leče:

$$m = \frac{y'}{y} = -\frac{s'}{s}$$

Če leča ni tanka, moramo pri izpeljavi enačbe zanjo upoštevati tudi njeno debelino L.



Potek žarkov skozi tanko zbiralno lečo.

Hitrost pred trkom $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$
Hitrost po trku $\vec{v} = (-v_x, v_y, v_z)$
Sprememba hitrosti $\Delta\vec{v} = -2(v_x, 0, 0)$
Stena pri trku sprejme od molekule gibalno količino:

$$\Delta\vec{G} = -m\Delta\vec{v}$$

Kjer je m masa molekule. Izračunajmo čas do ponovnega trka na isto steno. Molekula mora liti najprej do druge stene, nato pa še nazaj. Ker je druga stena oddaljena za l od prve, preteče med dvema trkoma čas: $\Delta t = \frac{2l}{v_x}$

Ko dobimo gibalno količino, sprejeto v enem trku, s časom do naslednjega trka, dobimo POVPREČNO SILO NA EN TRK MOLEKULE:

$$\vec{F} = -\frac{m\Delta\vec{v}}{\Delta t}$$

Iz izrazov za $\Delta\vec{v}$ in Δt dobimo nato za velikost komponente sile v smeri x $F_x = \frac{m v_x^2}{l}$

Tlak, ki je posledica trkov ene molekule, je izraz razmerja sile in ploščine stene: $p_1 = \frac{F_x}{S} = \frac{m v_x^2}{lS} = \frac{m v_x^2}{V}$

Nadalje si zamislimo, da trči na steno mnogo molekul z različnimi hitrostmi. Tlak plina je posledica trkov vseh molekul in ga izračunamo tako, da vse tlake seštejemo:

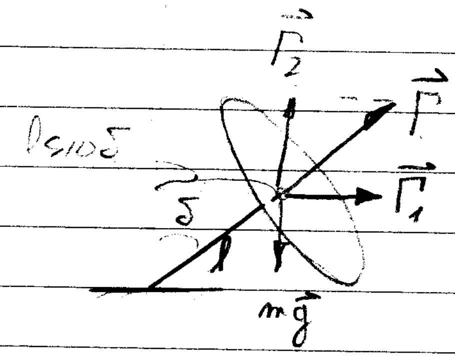
$$p = p_1 + p_2 + \dots p_n = \frac{m}{V}(v_{x_1}^2 + v_{x_2}^2 + \dots + v_{x_n}^2)$$

Vsoto kvadratov posameznih hitrosti izmerimo s povprečno vrednostjo kvadrata hitrosti $\overline{v_x^2}$:

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum v_{xi}^2}{N}$$

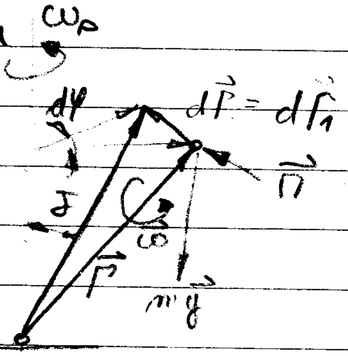
Pri tem smo $\overline{v_x^2}$ označili STATISTIČNO POVPREČJE kvadrata sunku vrtilnega momenta. Zato se os vrtavke odmakne v smeri momenta, to je pravokotno na smer sile. S tem sunkom dobi vrtavka dodatno komponento vrtilne količine, ki je pravokotna na simetrijsko os vrtavke. Zastrupljenemu gibanju, ki ga tudi dobimo, pravimo nutacija vrtavke.

Precesija vrtavke:



Spremenljivke pri obravnavi precesije vrtavke

Pri poskusu postavimo rotirajočo vrtavko postavimo na podporo. Vrtavka se začne gibati tako, da opisuje njena os plašč stožca. Temu načinu gibanja vrtavke pravimo precesija.



Sprememba vrtilne količine pri precesiji

Razložimo, kaj je vzrok temu presenetljivemu gibanju! V ta namen obravnavamo ~~st~~ s vrtilno količino, ki jo ima vrtavka zaradi vrtenja glede na svojo os ter zaradi precesije. Vrtilno količino zaradi precesije zanemarimo v primerjavi z vrtilno količino zaradi vrtenja. Ker se vektor vrtilne količine s časom spreminja, očitno deluje na ~~vrt~~ vrtavko moment. Moment je posledica teže vrtavke; njegova velikost je $M = mgl\sin\delta$, Izkoristek η Carnotovega stroja definiramo z razmerjem tega dela in prejete toplote $\eta = A_0/Q_2$ in je torej

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

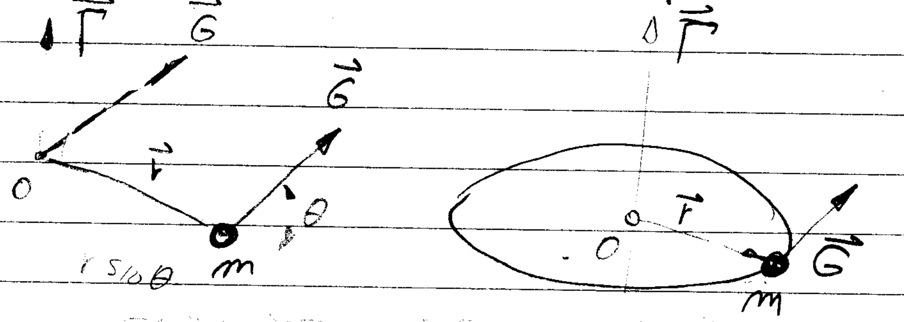
Ker lastnosti Carnotovega stroja niso odvisne od delovne snovi je izkoristek pri poljubni snovi enak temu, ~~ki~~ ~~zaz~~ Formula je torej splošna. Pogosto jo zapišemo v obliki

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

Kako je definirana vrtilna količina masne točke in kako je povezana z vrtilnim momentom? Izpeljite enačbo za kotno hitrost precesije vrtavke.

VRTILNA KOLIČINA

Vprašajmo se, v čem sta si ~~obe gibanji podobni~~ premočrtno in krožno gibanje podobni in kako bi to podobnost izrazili z ustreznim fizikalnim zakonom.



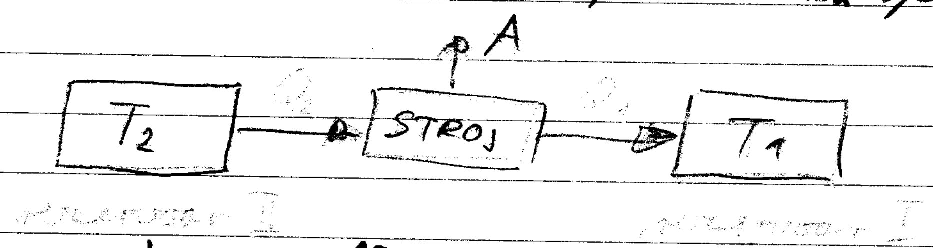
Za obe gibanji je značilno, da se s časom ohranja velikost gibalne količine $G = |\vec{G}|$, oddaljenost trajektorij gibanja od koordinatnega izhodišča ter ravnina, v kateri leži koordinatno izhodišče O in trajektorija. Torej se s časom ohranja tudi normala na to ravnino. Normala ima isto smer kakor vektor:

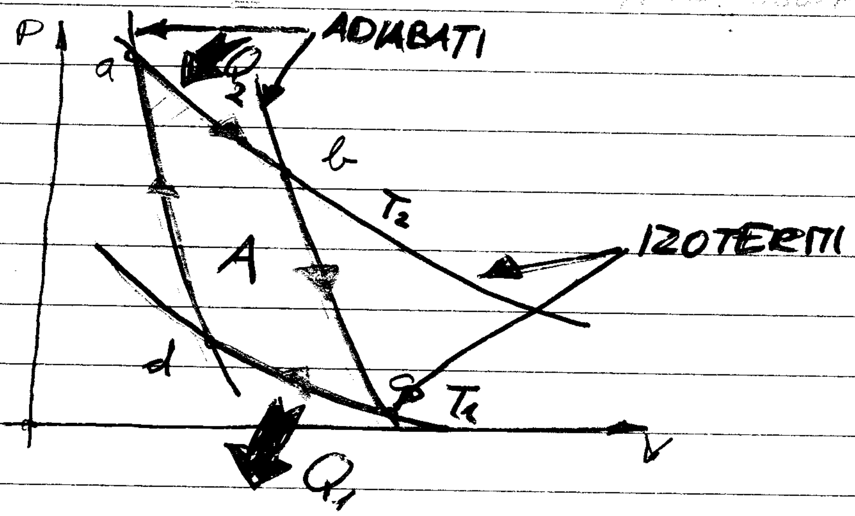
$$\vec{\Gamma} = \vec{r} \times \vec{G}$$

Opiši lastnosti Carnotovega stroja. Skicirajte njegov delovni cikel in izpeljite izraz za izkoristek.

Carnotov stroj ima naslednje lastnosti:

- Dela reverzibilno in ciklično
- Toploto Q_1 odda pri temperaturi T_1 rezervoarju I.
- ~~Pr~~ Toploto Q_2 prejema pri temperaturi T_2 iz rezervoarja II
- Prehodi med obema temperaturama potekajo adiabatno.





Delo se pri enem ciklu se spremeni ΔW_n.

$$\Delta W_n = Q_2 + Q_1 + A = 0 \Rightarrow -A = Q_2 + Q_1$$

Oddano toplota $Q_{od} = -Q_1$ in oddano delo $A_0 = -A$, tako da je

$$A_0 = Q_2 - Q_{od}$$

Carnotov stroj je stroj z najboljšim izkoristkom.

ELEKTRIČNA POLJSKA JAKOST NA RAZDALJI r OD DOLGE RAVNE ŽICE

Pretok električnega polja skozi sklenjeno ploskev O je enak električnemu naboju znotraj ploskve: $\iint_O \vec{D}d\vec{S} = q$

To zvezo imenujemo GAUSSOV IZREK.

Naboj je enakomerno porazdeljen z dolžinsko gostoto $\mu = \frac{dq}{dl}$. Na oddaljenosti r od žice si zamislimo ploskev v obliki valja. Električno polje, ki ga povzroča naboj, je radialno in ima enako jakost povsod na valju. Ker je zapis $\vec{D}\cdot d\vec{S} = DdS$, dobimo za pretok skozi zaprti valj:

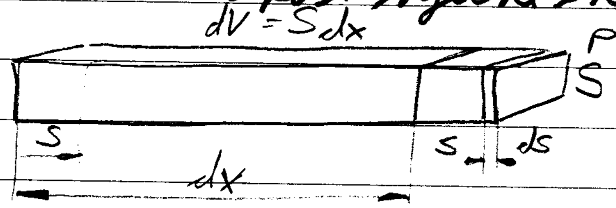
$$\iint_O \vec{D}\cdot d\vec{S} = D\iint_O dS = D2\pi rL = q$$

Od tod izhaja za električno poljsko gostoto

dolžinska gostota valja

$$D = \frac{1}{2\pi r}\frac{q}{L} = \frac{1}{2\pi r}\mu.$$

Izpeljite izraz za hitrost zvoka v elastičnem sredstvu. Kako je definirana gostota energijskega toka in jakost zvoka ter zapiši njuni enoti.



U/ PROU GLEJ str. 328

Spremenljivke pri opisu zvočnega vala.

Deformacija je posledica zvočnega tlaka, ki je povsod po dolžini $dx \ll \lambda$ približno enak. Iz zakona stisljivosti izhaja za ta tlak: $p = -\frac{1}{\chi}\frac{ds}{dx}$

Za harmonski zvočni val, pri katerem je premik $s = s_0 \sin(kx-\omega t)$, dobimo za zvočni tlak izraz

$$p(x) = -\frac{1}{\chi}s_0 k\cos(kx-\omega t) = p_0\sin(kx-\omega t-\frac{\pi}{2})$$

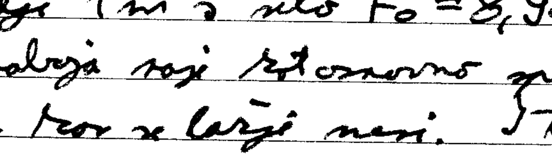
Zapišite Coulombov zakon in pojasnite, kako pridemo z njim do pojma električne poljske jakosti. Izpeljite izraz za električno poljsko jakost na razdalji r od dolge ravne žice, na kateri je enakomerno porazdeljen naboj z dolžinsko gostoto $\mu = \frac{dq}{dl}$

Pri poskusu smo ugotovili, da imamo dve vrsti nabojev. Pozitivne in negativne, ki se privlačijo med naboji nasprotnih predznakov, ko so pa enakih se pa odbijajo. Sila med dvema točkastima nabojema je obratno sorazmerna kvadratu razdalje med njima $F \propto \frac{1}{r^2}$

S predznakom in velikostjo definiramo vrednost naboja.
Enota naboja je COULOMB. $[q] = C$
Ta enota je določena z nabojem, ki privlači nasprotno enak naboj na razdalji 1 m z silo $F_0 = 8{,}987 \cdot 10^9 N \approx 10^9 N$.
Namesto električnega naboja raje kot osnovno spremenljivko ELEKTRIČNI TOK, kar se lažje meri. S tem dogovorom je enota električnega naboja povezana z enoto jakosti toka AMPER (A) prek izraza $C = As$

Zamislimo si, da imamo dva naboja q_1 in q_2, ki delujeta na preizkusni naboj q_0 na razdalji r s silama $\vec{F_1}$ in $\vec{F_2}$. Če naboja q_1 in q_2 nadomestimo z nabojem $q_1 + q_2$ na isti razdalji r, ugotovimo s poskusom, da deluje sestavljeni naboj na preizkusni naboj q_0 s silo, ki je enaka vektorski vsoti dveh sil $\vec{F_0} = \vec{F_1} + \vec{F_2}$.

Sila na preizkusni naboj q_0 je zato sorazmerna točkastemu naboju q_1, ki jo



povzroča. Na enak način ugotovimo, da je tudi sorazmerna preizkusnemu naboju. Zato zapišemo za velikost sile enačbo:

$$F = k\frac{q_0 q_1}{r^2}$$

, ki jo imenujemo COULOMBOV ZAKON

EDO NAJBOLJ POGOSTIH VPRAŠANJ

Katere spremembe so adiabatne? Izpeljite izraz, ki povezuje tlak in volumen pri adiabatnih spremembah. Izpeljite izraz za delo pri adibatnem stiskanju idealnega plina od volumna V_1 do V_2

Pri adiabatnih spremembah plin stiskamo ali razpenjamo v termično izoliranem sistemu. Zaradi termične izolacije je dovedena toplota dQ enaka nič in je zato sprememba notranje energije opredeljena samo z dovedenim delom:

$$dW_n = -p\,dV$$

Spremembo notranje energije opišemo s spremembo ~~tempe~~ temperature $dW_n = \left.\frac{\partial W_n}{\partial T}\right|_{V_k} \cdot dT$

Ker je $\left.\frac{\partial W_n}{\partial T}\right|_{V_k} = mc_v$

dobimo: $dW_n = mc_v dT = -p\,dV$

Za idealni plin je $p = mRT/MV$ ter $R/M = c_p - c_v$

$$c_v\,dT = -(c_p - c_v)\,T\,\frac{dV}{V}$$

Od tod izhaja $\frac{dT}{T} = (1-\varkappa)\frac{dV}{V}$

V tej enačbi je $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ razmerje specifičnih toplot, ki ga imenuje ADIABATNA KONSTANTA. Z integriranjem od T_0 do T na levi strani, oziroma od V_0 do V na desni strani dobimo iz zadnje enačbe

$$\ln\frac{T}{T_0} = (1-\varkappa)\ln\frac{V}{V_0}$$

Delo pri vrtenju

Masna točka z maso m naj kroži v ravnini po krožnici z radijem r. Na masno točko naj deluje sila $\vec{F}$, ki tudi leži v ravnini vrtenja. Premik dr masne točke izrazimo s kotom zasuka $d\vec{\varphi}$ prek vektorskega produkta $d\vec{r} = d\vec{\varphi} \times \vec{r}$ in dobimo za element dela:

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{r} = \vec{F} \cdot (d\vec{\varphi} \times \vec{r}) = (\vec{F}, d\vec{\varphi}, \vec{r})$$

Na desni strani smo zapisali mešani produkt treh vektorjev. Pri zamenjavi dveh vektorjev se predznak spremeni, absolutna vrednost pa ohrani. Iz tega izhaja $(\vec{F}, d\vec{\varphi}, \vec{r}) = (\vec{r}, \vec{F}, d\vec{\varphi}) = (\vec{r} \times \vec{F}) \cdot d\vec{\varphi}$

$\vec{r} \times \vec{F} = \vec{M}$ Iz tega sledi

$$dA = \vec{M} \cdot d\vec{\varphi}$$ Moment je na splošno funkcija zasuka in ta izraz integriramo

$$A = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M(\vec{\varphi}) \cdot d\vec{\varphi}$$

To delo je enako spremembi kinetične energije masne točke, ki je odvisna od velikosti hitrosti v.

$v = \omega r \quad W_k = mv^2/2 \Rightarrow mr^2\omega^2/2$

Če upoštevamo izraz za vztrajnostni moment

$J = mr^2 \Rightarrow W_k = J\frac{\omega^2}{2}$

Zvezo med delom in spremembo kinetične energije zapišemo v obliki

$$A = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \vec{M}(\vec{\varphi}) d\vec{\varphi} = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$$

Kako je definirano delo sile in kako izpeljemo izraz za delo vrtilnega momenta? Izpeljite izraz, ki povezuje delo s kinetično energijo masne točke. Zapišite in pojasnite zakon o ohranitvi mehanske energije. Izpeljite izraz za potencialno energijo napete vijačne vzmeti.

Gibanje masne točke opišemo z Newtonovim zakonom:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{v}}{dt}$$

Na splošno je sila odvisna od krajevnega vektorja in hitrosti masne točke ter od časa $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r}, \vec{v}, t)$.

V primeru, ko je sila odvisna samo od časa $\vec{F} = \vec{F}(t)$, dobimo hitrost neposredno z integriranjem obeh strani zgornje enačbe. Ko je sila odvisna od krajevnega vektorja masne točke $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r})$ (gravitacijska sila, sila vzmeti...)

$$F(r)\,dt = m\,d\vec{v}$$

Pomnožimo obe strani skalarno s hitrostjo $\vec{v}$ in upoštevamo, da je $\vec{v}\,dt = d\vec{r}$

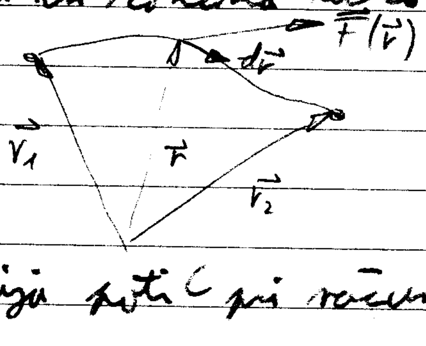
$$\vec{F}(\vec{r})\,d\vec{r} = m\vec{v}\,d\vec{v}$$

Desno stran enačbe izrazimo z velikostjo hitrosti:

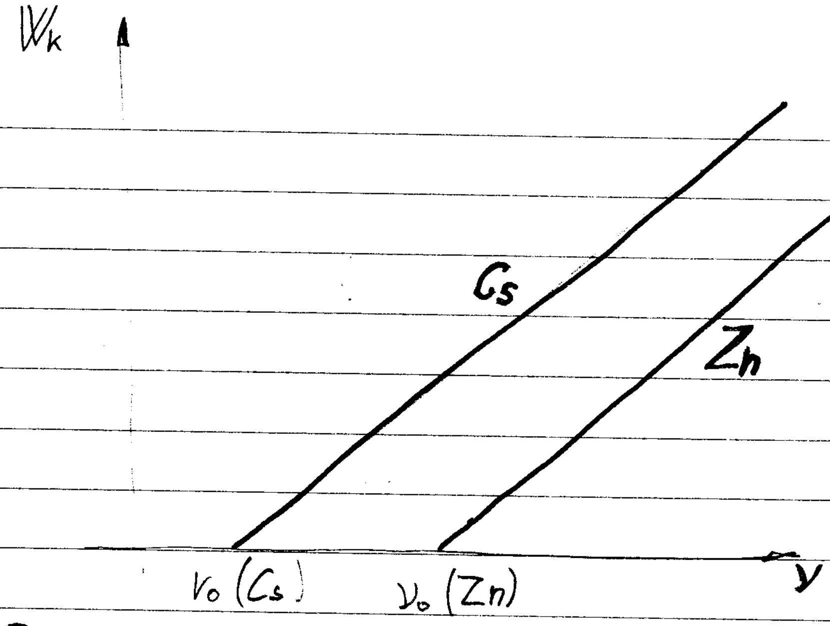
$$\vec{v}\cdot d\vec{v} = \frac{1}{2}d(\vec{v}\cdot\vec{v}) = \frac{1}{2}d(\vec{v}^2)$$

$$\vec{F}(\vec{r})\cdot d\vec{r} = \frac{1}{2}m\,d(v^2)$$

Nadalje predpostavimo, da je podana pot gibanja C masne točke in nas zanima kako sta povezani velikosti hitrosti v_1 in v_2 v dveh točkah $\vec{r}_1$ in $\vec{r}_2$ k poti, ki so podobno imenujemo začetna in končna točka.



integracija poti C pri računanju dela



Zanimivo je raziskati, kako je ta največja energija izbitih elektronov od vrste snovi in frekvence svetlobe. Z poskusom na cezijevi ali cinkovi katodi so ugotovili odvisnost, ki sta podani na zgornji sliki. Največja kinetična energija izbitih elektronov je linearno odvisna od frekvence vpadne svetlobe. Smerni koeficient premice v diagramu (ν, W) je neodvisen od vrste snovi. Meritve pokažejo da je koeficient enak **Planckovi** konstanti h. Frekvenca ν_0, pri kateri je $W_K = 0$ je odvisna samo od snovi. $W_K = h\nu - h\nu_0$
Tem $W_i = h\nu_0$. ~~Običajno~~ obi to uredimo

$$h\nu = W_K + W_i$$

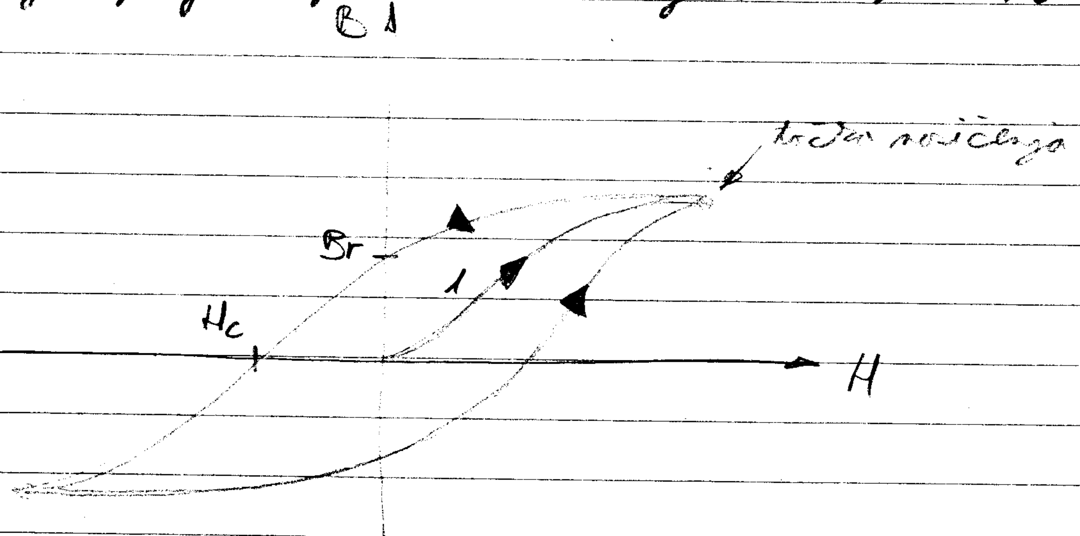
To načelo je A. Einstein razložil takole: Elektron dobi od svetlobe kvant energije $h\nu$, ki se razdeli na kinetično energijo izbitega delca elektrona in energijo W_i. To se porabi za izstop elektrona iz kovine (izstopno delo). Namesto izstopnega dela, ki ustreza izstopni energiji elektrona, ki jo imenujemo · IZTOPNA NAPETOST

$$U_i = \frac{W_i}{e_0}$$

POJEM FOTONA

Navadna razlaga narave fotoefekta narekuje, da moramo našo predstavo o svetlobi delno spremeniti. Predvsem moramo

Nato pa začne njena absolutna vrednost zopet naraščati z obratno usmerjenostjo. ~~Če~~ Tako dobimo pri izmeničnem spreminjanju poljske jakosti H zvezanjem histerezno zanko.



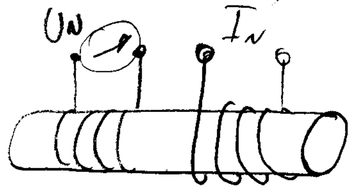
Opišite poizkus s katerim smo razložili fotoefekt. Skicirajte fotocelico, ~~pojast~~ pojasnite kako deluje in razložite lastnosti njene karakteristike. Skicirajte graf, ki prikazuje, kako je največja kinetična energija izbitih elektronov odvisna od frekvence vpadle svetlobe. Kako na osnovi fotoefekta vpeljemo pojem fotona?

Fotoefekt pri obsevanju cinkove ploščice z ultravijolično svetlobo.

Pri poizkusu posvetimo na cinkovo elektrodo (Zn) nabitega elektroskopa z ultravijolično svetlobo (UV). Če je elektroda nabita negativno, se po osvetlitvi razelektri, kadar pa je nabita pozitivno se ne razelektri.

Kako si lahko ta pojav razložimo? Ko je elektroda nabita negativno, je na njej višek elektronov. Očitno dosežemo z osvetlitvijo, da elektroni kapo zapustijo. Svetloba torej elektrone izbija iz kovine. Tega pojava pa ne opazimo takrat kadar

snovi silijo v magnetno polje, da da je vpliv manjši.
Medtem ko diamagnetne snovi silijo iz magnetnega polja.
- Če želimo fizikalno opisati magnetne lastnosti snovi, jih moramo opredeliti z meritvami. ~~Ta~~ Najpreprosteje je snov dati v dolgo tuljavo in meriti magnetno poljsko gostoto v tuljavi. Če je snov plinasta ali tekoča, lahko to naredimo tako, da merimo navor na tokovno zanko, ki se nahaja v snovi. Ker tega v trdni snovi ne moremo narediti, moramo meriti magnetno poljsko gostoto posredno preko pretoka magnetnega polja. Ob tuljavo, napolnjeno s snovjo je drugo tuljavo v kateri teče izmenični tok $I_\sim$. Zato se generira izmenično magnetno polje $B_\sim$, ki povzroča spreminjanje magnetnega pretoka skozi tuljavo. Pri spreminjanju magnetnega pretoka se inducira izmenična napetost $U_\sim$, ki jo merimo z drugo tuljavo in tako določimo magnetno poljsko gostoto v snovi. Z meritvami ugotovimo, da se osnovni izraz za opis magnetne poljske gostote v tuljavi ne razlikuje bistveno, če jo napolnemo s snovjo. Po- spremembo opišemo tako, da poleg indukcijske konstante zapišemo še materialni parameter μ, ki ga imenujemo permabilnost snovi:



$$B = \mu\mu_0 H = \mu B_0$$

Pri tem z $B_0 = \mu_0 H$ označimo magnetno poljsko gostoto, ki jo dani tok I povzroči v praznem prostoru ali vakuumu. Z permabilnostjo μ torej opišemo razmerje med magnetnim poljem v napolnjeni in prazni tuljavi pri istem toku.

da se umiri. Sprememba mehanske je enaka nič. Toda delo A, ki smo ga pri mešanju dovedli sistemu, je od nič različno, zato tu očitno ne velja zakon, ki pravi, da je sprememba mehanske energije $\Delta W_{meh} = \Delta(W_p + W_{kin})$ enaka delu nekonservativnih sil, temveč je

$$A > \Delta W_{meh} = \Delta(W_p + W_{kin}) = 0$$

Delo torej torej povzroči spremembo termodinamičnega stanja sistema. Enak učinek bi lahko dosegli tudi z električnim delom. Električno delo je enako produktu električne napetosti, toka in časa segrevanja. Sprememba temperature opredeljuje pri danem tlaku novo termodinamično stanje. Z dovedenim delom, ki ne spremeni kinetične ali potencialne energije sistema, definiramo spremembo notranje energije sistema ΔW_n.

$\Delta W_n = A \rightarrow$ to velja le za termično izolirane sisteme, ker z dovedenim delom definiramo samo spremembo notranje energije. Kadar se z dovedenim delom spreminja tudi mehanska energija velja bolj splošen izraz $\Delta W_n = A - \Delta W_{meh}$.

Spremembo notranje energije, ki nastane v sistemu zaradi stika z okolico, imenujemo <u>toplota</u> in označimo s Q. Če je dovedeno delo enako nič $A=0$, je sprememba notranje energije ΔW_n enaka dovedeni toploti Q. Če pa poleg dovedene toplote, opravimo na sistemu še delo A, je celotna sprememba notranje energije enaka vsoti dovedenega dela in dovedene toplote:

$$\Delta W_n = Q + A$$

To ugotovitev imenujemo PRVI ZAKON TERMODINAMIKE

To delo je odvisno samo od začetne in končne lege, ni pa odvisno od poteka med obema legama. Silo, katere delo je odvisno samo od začetne in končne lege, splošno imenujemo konservativna sila. Delo konservativne sile po sklenjeni poti, ki se začne in konča v isti točki, je enako nič

$$A = \oint F \cdot d\vec{r} = 0$$

oznaka za integriranje po sklenjeni poti

Zveza med delom vzmeti $A = -\frac{1}{2}k(x_2^2 - x_1^2)$ in prirastkom kinetične energije $W_k = \frac{1}{2}(m v_2^2 - m v_1^2)$, ki je

$$\frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2) = -\frac{1}{2} m (x_2^2 - x_1^2)$$

Zaradi podobnosti členov na levi in desni strani te enakosti imenujemo izraz

$$W_p = \frac{1}{2} k x^2$$

Potencialna energija vijačne vzmeti. Njena razlika je enaka negativnemu delu konservativne sile vzmeti.

$$W_{p2} - W_{p1} = -A$$

Zvezo med potencialno in kinetično energijo nato zapišemo v obliki ohranitvenega zakona.

$$W_{k1} + W_{p1} = W_{k2} + W_{p2}$$

Pri prožni vijačni vzmeti se torej ohranja vsota kinetične in potencialne energije $W_m = W_k + W_p$, ki jo splošno imenujemo mehanska energija mase na prožni vijačni vzmeti, tudi za poljubno konservativno silo zapišemo ~~razliko~~ razliko potencialne energije z njenim negativnim delom od začetne do končne lege

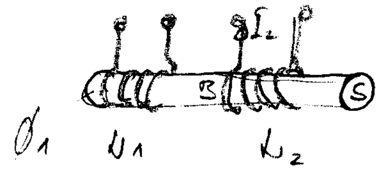
$$W_{p2} - W_{p1} = -A_{kons} = -\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F} \cdot d\vec{r}.$$

Ker definiramo samo razliko potencialne energije, je potencialna energija lahko poljubno izberemo.

Z induktivnostjo zapišemo zato izraz za magnetni pretok skozi tuljavo v obliki $\Phi_m = LI$.

Induktivnost, ki opiše zvezo med električnim tokom v tuljavi in pretokom magnetnega polja skozi to tuljavo, zato tudi imenujemo L LASTNA INDUKTIVNOST.

– Magnetno polje izvira iz druge tuljave



V tem primeru je magnetna poljska gostota sorazmerna toku v drugi tuljavi $B = \mu\mu_0 N_2 I_2/l_2$. Pretok skozi magnetnega polja skozi prvo tuljavo je potem sorazmeren toku v drugi tuljavi.

$$\Phi_{m1} = N_1 B S = \mu\mu_0 S N_1 \frac{N_2 I_2}{l_2} = L_{12} I_2$$

Imenujemo $L_{12} = \mu\mu_0 S N_1 N_2/l_2$ imenujemo induktivnost sklopljenih tuljav.

4) Kaj je zvok in kako izpeljemo enačbo za hitrost zvoka v plinu?

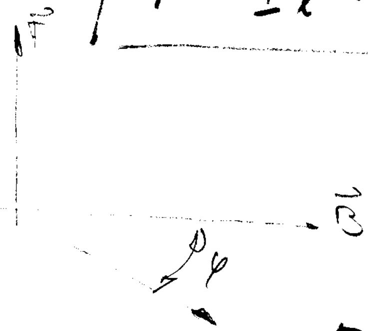
Tlačne motnje, ki se širijo po snovi, splošno imenujemo zvok. Kadar ustvarjamo motnje harmonskih valov s frekvenco med 20Hz in 20kHz, govorimo o akustičnem valovanju. Motnje, ki jim ustrezajo višje ali nižje frekvence, pa imenujemo ULTRAZVOK oziroma INFRAZVOK. Človek sliši nekje od približno 20Hz do 15kHz.

Za širjenje motenj po ~~trdni~~ tekočini smo dobili $c = \sqrt{\frac{1}{\chi\rho}}$

Iz tega izraza vidimo, da ustreza modul elastičnosti v trdni snovi recipročna stisljivost $1/\chi$ v tekočini, zato lahko takoj zapišemo izraz za hitrost širjenja tlačne motnje v tekočini.

S poskusom ugotovimo, da deluje na raven tokovodnik v homogenem magnetnem polju sila $\vec{F}$, ki je pravokotna na smer $\vec{B}$ in smer tokovodnika. Če opišemo ravni tokovodnik z vektorjem $\vec{l}$, ki ima smer tokovodnika in usmerjenost opredeljeno z usmerjenostjo toka I, ki potem sestavljajo vektorji $\vec{l}$, $\vec{B}$, $\vec{F}$ desno orientirani trorob.

$$\boxed{\vec{F} = I\vec{l} \times \vec{B}}$$



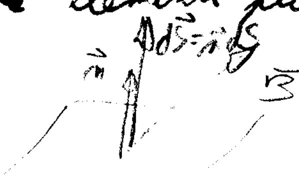
$$\vec{l} \times \vec{B} = l \cdot B \cdot \sin\varphi$$

$$B = \frac{F}{I l \sin\varphi}$$

Iz tot dob izpeljemo enoto $B = \frac{N}{Am} = \frac{Vs}{m^2} = T$
Ker je T zelo velika enota, pogosto uporabljamo manjšo enoto GAUSS $G = 10^{-4} T$

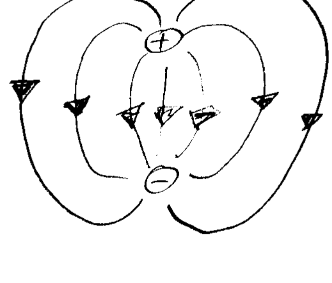
Podobno kot pri električnem polju tudi sedaj definiramo pretok magnetnega polja skozi orientirani element ploskve dS, s skalarnim produktom

$$d\Phi_m = \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

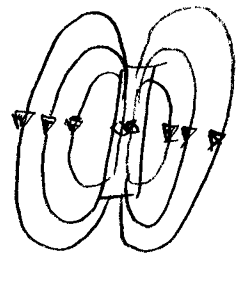


$\Sigma\, d\vec{S}$ Pretok skozi orientirano ploskev S, ki jo opredelimo s ploskvijo in poljem normal pa definiramo z integralom. $\Phi_m = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$
Enota magnetnega pretoka je $Wb = Vs = [\Phi_m]$
Pretok magnetnega polja skozi sklenjeno ploskev.

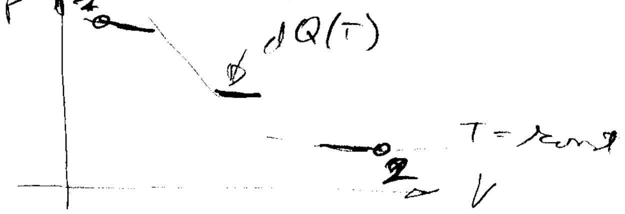
električni dipol



magnetni dipol



adiabato se pri tem spremeni termodinamično stanje. Spremembo dS imenujemo SPREMEMBA ENTROPIJE. Njena enota je $S = \frac{J}{K}$. Če prehod ni izotermen je pa ~~povratna~~ ~~...~~ lahko prehod sestavimo iz majhnih premikov, ki se odvijajo po izotermah in adiabatah.



Med dvema bližnjima adiabatama, naj dovedemo na reverzibilni način pri konstantni temperaturi T toploto $dQ(T)$. Pri prehodu po adiabati pa je $dQ = 0$ in je tu zato tudi ustrezna sprememba entropije enaka 0. Prehod iz stanja 1 na začetni adiabati, v stanje 2 na končni adiabati opravimo v tem primeru z integralom:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ(T)}{T}$$

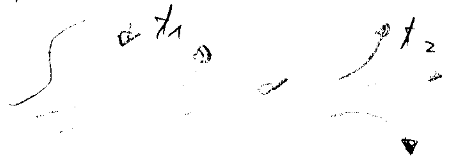
, ki določa splošno spremembo entropije pri reverzibilnem prehodu iz stanja 1 v stanje 2.

~~Sprem~~ <u>Sprememba entropije pri ireverzibilnih procesih:</u>
Dovedeno toploto označimo dQ_i. Če je proces ireverzibilen nastopi npr. zaradi trenja. Nekaj dela gre zaradi tega, ~~da~~ da je učinek enak kot da bi sistemu dovedli nekaj dodatne toplote. Termodinamično stanje se zato premakne na bolj oddaljeno adiabato, kot bi se zaradi $\frac{dQ_i}{T}$. Od tod sledi $\frac{dQ_i}{T} \leq \frac{dQ}{T}$ ~~...~~ Entropiji sta enaki le če je proces reverzibilen. $\Delta S > \int_{1\to 2} \frac{dQ_i}{T}$. Ker z neenačbo ne moremo oceniti spremembe entropije, se vprašamo kako jo lahko določimo. Za ta namen izberemo reverzibilno pot, ki povede sistem iz izbranega začetnega stanja v izbrano stanje in za to pot izračunamo spremembo entropije s formulo $\Delta S = \int_{1\to 2} \frac{dQ(T)}{T}$.

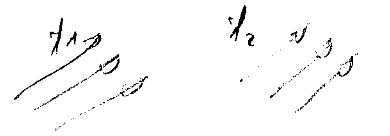
Pri <u>laminarnem toku</u> se slike tokovnic s časom ne ~~spremi~~ spreminjajo. Torej je za ta tok značilno, da se smer hitrosti $\vec{v}/|\vec{v}|$ na vsakem mestu ohranja. Velikost hitrosti pa se lahko spreminja, zato je laminaren tok lahko tudi tako stacionaren, kakor tudi nestacionaren.

<u>Turbolenten tok</u> pa je nestacionaren tok, v katerem se velikost hitrosti in tokovnice s časom spreminjajo.

Zato je vsak stacionaren tok laminaren, obratno pa ni res. V laminarnem toku so tokovnice tudi trajektorije, po katerih se gibljejo delci tekočin, v turbolentnem toku pa to ni res, ker se tokovnice s časom spreminjajo.

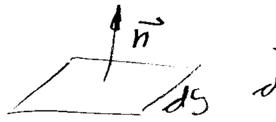


TOKOVNICE PRI TURBOLENTNEM TOKU



TOKOVNICE PRI LAMINARNEM TOKU

<u>Pretok skozi dano ploskev</u>: Recimo, da poznamo primer gibanja tekočine z gostoto ρ polje hitrosti $v(\vec{r}, t)$ in nas zanima volumski ali masni pretok tekočine preko neke ploskve S. Običajno je taka ploskev presek cevi. Razdelimo ploskev S na majhne ploskovne elemente ali parcele s površino $dS(\vec{r})$. Pri tem označuje $\vec{r}$ položaj elementa, $\vec{v}$ pa hitrost skozenj. Normalo na element opredelimo z enotnim vektorjem $\vec{n}$.



$\vec{dS} = \vec{n}\, dS$

Z vektorjem $d\vec{S} = \vec{n}\, dS$ definiramo orientirani element površine. Med njim in hitrostjo $\vec{v}$ je kot θ. K pretoku