

$$v_1 = 2v_{20} - v_{10},$$

$$v_2 = v_{20}.$$

Nagu tulemusest järeldub, jääb sein kiirus muutumatuks. Kera kiiruse suund aga, kui sein on liikumatu ($v_{20}=0$), muutub vastupidiseks; liikuva seina korral muutub ka kera kiiruse arv-väärtus (ta kasvab $2v_{20}$ võrra, kui sein liigub kerale vastu, ning kahaneb $2v_{20}$ võrra, kui kera liigub seinale järele).

Neljas peatükk

MITTEINERTSIAALSED TAUSTSÜSTEEMID

§ 31. INERTSIJÕUD

Nagu juba märgitud (vt. § 13), kehtivad Newtoni seadused vaid inertsiaalsetes taustsüsteemides. Keha kiirendus w on ühesugune kõikide inertsiaalsüsteemide suhtes. Kuna iga mitteinertsiaalne süsteem liigub inertsiaalsete suhtes mingi kiirendusega, siis on keha kiirendus mitteinertsiaalses süsteemis w' erinev kiirendusest w . Tähistame keha kiirenduste vahe inertsiaalses ja mitteinertsiaalses süsteemis a :

$$w - w' = a. \quad (31.1)$$

Kui mitteinertsiaalne süsteem on kulgliikumises inertsiaalse suhtes, langeb a kokku mitteinertsiaalse süsteemi kiirendusega. Pöörlemise korral on mitteinertsiaalse süsteemi eri punktide kiirendused erinevad. Sel juhul ei saa kiirendust a vaadelda kui mitteinertsiaalse süsteemi kiirendust inertsiaalse suhtes.

Olgu f resultantjõud, millega mõjuvad antud kehale kõik teised kehad. Siis Newtoni teise seaduse järgi

$$w = \frac{1}{m} f.$$

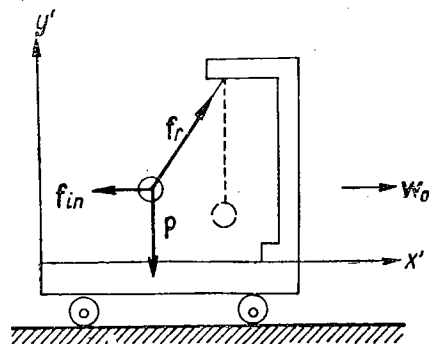
Mitteinertsiaalse süsteemi suhtes aga avaldub keha kiirendus (31.1) alusel järgmisel kujul

$$w' = w - a = \frac{1}{m} f - a.$$

Seega isegi siis, kui kehale rakendatud jõudude resultant on null, liigub keha mitteinertsiaalse süsteemi suhtes kiirendusega $-a$, s. t. nii, nagu mõjuks talle jõud $-ma$.

Järelikult, kirjeldades liikumist mitteinertsiaalsetes taustsüsteemides, võib kasutada dünaamika võrrandeid, kui kehade vahel mõjuvate jõudude kõrval võtta arvesse veel nn. inertsijõud f_{in} . Viimane on võrdne keha massi ning inertsiaalse ja mitteinertsiaalse taustsüsteemi suhtes võetud kiirenduste vahe vastandmargilise korrutisega:

$$f_{in} = -m(w - w') = -ma. \quad (31.2)$$



Joon. 71

Newtoni teise seaduse võrrand mitteinertsiaalses taustsüsteemis võtab siis kuju

$$mw' = f + f_{in}. \quad (31.35)$$

Selgitame öeldut järgmise näitega. Vankrikesel asuva kronsteini külge on niidi abil riputatud koormus (joon. 71). Seni kuni vankrike on paigal või liigub kiirenduseta, on niit vertikaalne ning raskusjõu P tasakaalustab niidi reaktsioon f_r . Kui viia vankrike kulgliikumisse kiirendusega w_0 , kaldub niit vertikaalst niisuguse nurga võrra kõrvale, et jõudude P ja f_r resultant kutsub esile keha kiirenduse w_0 . Vankrikesega seotud taustsüsteemi suhtes on keha paigal, vaatamata sellele et jõudude P ja f_r resultant ei ole null. Seda, et keha kiirendus selle taustsüsteemi suhtes on null, saab formaalselt seletada inertsijõuga

$$f_{in} = -mw_0, \quad (31.4)$$

mis mõjub kehale peale jõudude P ja f_r .

Inertsijõudude sissetoomine võimaldab kirjeldada kehade liikumist igasugustes, nii inertsiaalsetes kui ka mitteinertsiaalsetes taustsüsteemides ühtede ja samade liikumisvõrranditega.

On vaja selgesti mõista, et inertsijõudusid ei saa asetada ühte ritta niisuguste jõududega nagu elastsusjõud, gravitatsiooni- ja hõõrdejõud, s. o. jõududega, mis on tingitud teiste kehade mõjust antud kehale. Inertsijõud on tingitud taustsüsteemist, milles mehaanikanähtusi vaadeldakse. Selles mõttes võib neid nimetada fiktiivseteks jõududeks.

Inertsijõudude sissetoomine ei ole paratamatu. Põhimõtteliselt võib iga liikumist vaadelda inertsiaalse taustsüsteemi suhtes, kuid praktiliselt on sageli huvitav just liikumine mitteinertsiaalsete süsteemide, näiteks maapinna suhtes. Inertsijõudude sissetoomine võimaldab lahendada vastava ülesande otseselt mitteinertsiaalse süsteemi suhtes, mis sageli osutub palju lihtsamaks kui liikumise vaatlemine inertsiaalsüsteemis.

§ 32. TSENTRIFUGAALJÕUD

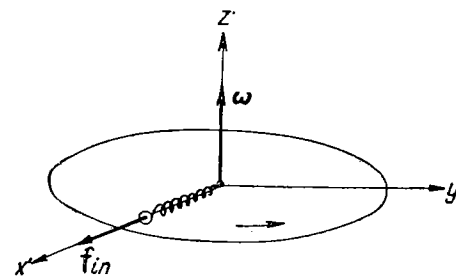
Vaatleme ketast, mis pöörleb temaga risti oleva telje z' ümber nurkkiirusega ω (joon. 72). Koos kettaga pöörleb vardale kinnitatud kuulike, mida ketta tsentriga ühendab vedru. Pöörlemisel võtab kuulike vardal niisuguse asendi, et vedru tõmme on võrdne kuulikese massi ja tsentripetaalkiirenduse $\omega^2 R$ korrutisega (R on kuulikese kaugus ketta tsentrist).

Kettaga seotud taustsüsteemi suhtes on kuulike paigal, sest peale vedru mõju on kuulikesele rakendatud ketta tsentrist mööda raadiust väljapoole suunatud inertsijõud

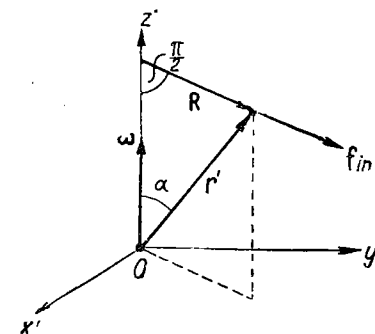
$$f_{in} = m\omega^2 R. \quad (32.1)$$

Inertsijõudu (32.1), mis tekib inertsiaalsüsteemi suhtes pöörlevas taustsüsteemis, nimetatakse tsentrifugaaljõuks.

Pöörleva süsteemi eri punktide kiirendus inertsiaalsüsteemi suhtes on erinev nii suuna kui suuruse poolest. Vastavalt sellele sõltub ka inertsijõud keha asukohast pöörlevas taustsüsteemis.



Joon. 72



Joon. 73

Tsentrifugaaljõud mõjub pöörlevas süsteemis asuvale kehale olenemata sellest, kas see keha on paigal, nagu me seni oletasime, või liigub selle süsteemi suhtes kiirusega v' .

Soovides täpselt lahendada maapinna suhtes toimuva liikumise ülesandeid, peab arvestama tsentrifugaaljõudu $m\omega_M^2 R_M \cos \varphi$, kus m on keha mass, ω_M — Maa pöörlemise nurkkiirus, R_M — maakera raadius, φ — koha geograafiline laius (vt. joon. 131 lk. 140).

Harjutus. Tõestada, et tsentrifugaaljõu võib avaldada kujul

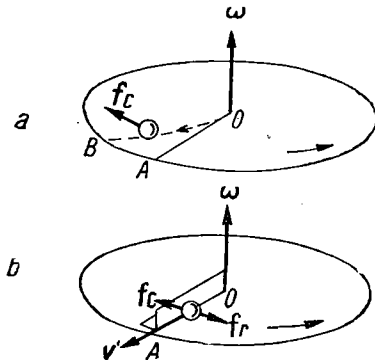
$$m[\omega, [r'\omega]] = m\omega^2 R, \quad (32.2)$$

kus m on keha mass, ω — pöörleva taustsüsteemi nurkkiirus, r' — keha asukoha raadiusvektor pöörleva taustsüsteemi alguspunkti suhtes, mis asub pöörlemistelje ühes punktis, R — vektori r' pöörlemisteljega risti olev komponent (joon. 73).

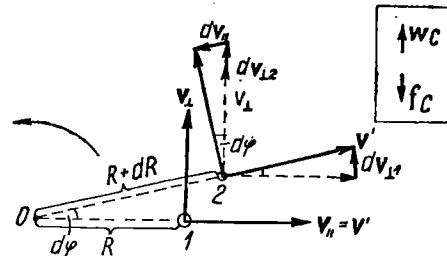
§ 33. CORIOLISI JÕUD

Kui keha liigub pöörleva taustsüsteemi suhtes, ilmneb peale tsentrifugaaljõu veel üks jõud, mida nimetatakse Coriolisi jõuks.

Coriolisi jõu tekkimist võib selgitada järgmise näite varal. Võtame horisontaalse ketta, mis saab pöörlelda ümber vertikaalse telje. Joonestame kettale radiaalse sirge OA (joon. 74, a). Lükame kuulike veerema mööda seda sirget punktist O punkti A suunas kiirusega \mathbf{v}' . Kui ketas ei pöörle, veereb kuulike mööda joonestatud sirget. Pannes aga ketta pöörlema noolega näidatud suunas, hakkab kuulike veerema punktiiriga kujutatud kõverat OB mööda, kusjuures tema kiiruse \mathbf{v}' suund ketta suhtes muutub. Järelikult käitub kuulike pöörleva taustsüsteemi suhtes nii, nagu mõjuks talle risti kiirusega \mathbf{v}' mingi jõud \mathbf{f}_c .



Joon. 74



Joon. 75

Et kuulike veereks pöörleval kettal mööda radiaalset sirget, tuleb valmistada mingi suunaja, näiteks ribi OA näol (joon. 74, b). Suunav ribi mõjutab veerevat kuulikest teatud jõuga \mathbf{f}_r . Pöörleva süsteemi (ketta) suhtes liigub kuulike suuna poolest muutumatu kiirusega, sest jõu \mathbf{f}_r tasakaalustab kuulikesele rakendatud inertsijõud \mathbf{f}_c , mis mõjub risti kiirusega \mathbf{v}' . Jõud \mathbf{f}_c ongi Coriolisi jõud. Määrame selle valemist (31.2), alustades erijuhtude vaatlemisest.

Esimene juht. Keha liigub raadiuse suunas jääva kiirusega \mathbf{v}' risti pöörlemisteljega (joon. 75; pöörlemistelg on risti joonise tasapinnaga). Et \mathbf{v}' on jääv, siis kiirendus \mathbf{w}' on null ning inertsi jõud võrdne $-\mathbf{m}\mathbf{w}$.

Olgu keha mingil ajahetkel t asendis 1 . Sellel hetkel koosneb keha kiirus \mathbf{v} liikumatu taustsüsteemi suhtes kahest komponen-

dist: raadiusesuunalisest komponendist \mathbf{v}_{\parallel} , mis võrdub keha kiirusega \mathbf{v}' , ja raadiusega risti olevast komponendist \mathbf{v}_{\perp} , mille moodul on võrdne ωR (R on keha kaugus pöörlemisteljest, ω — pöörleva taustsüsteemi nurkkiirus).

Ajavahemiku dt jooksul pöörduv sirge, mida mööda keha liigub, nurga $d\varphi = \omega dt$ võrra, keha aga nihkub mööda seda sirget lõigu $dR = v' dt$ võrra ning jõuab punkti 2. Selle tulemusena saavad kiiruse \mathbf{v} mõlemad komponendid iseendaga risti olevad juurdekasvud $dv_{\perp 1} = v' d\varphi$ ja $dv_{\parallel} = \omega R d\varphi$, ja pöörduvad nurga $d\varphi$ võrra. Peale selle kasvab komponendi \mathbf{v}_{\perp} moodul $dv_{\perp 2} = \omega dR = \omega v' dt$ võrra, sest punktis 2 saab kiiruse \mathbf{v} liikumisraadiusega risti olev komponent võrdseks $\omega(R + dR)$.

Seega saab kiiruse \mathbf{v} juurdekasvu $d\mathbf{v}$ ajavahemikus dt kujutada kolme vektori $dv_{\perp 1}$, $dv_{\perp 2}$ ja dv_{\parallel} summana (vt. joon. 75), millest esimesed kaks on risti vektoriga \mathbf{v}' , kolmas aga suunatud vektoriga \mathbf{v}' sama sirget mööda (tuleb pidada silmas $d\varphi$ väiksust).

Jaganud $d\mathbf{v}$ vastavad komponendid dt -ga, saame komponendid, mis määravad kiirenduse \mathbf{w} liikumatu süsteemi suhtes. Komponendi \mathbf{w}_{\parallel} moodul

$$w_{\parallel} = \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \omega R \frac{d\varphi}{dt} = \omega^2 R.$$

See komponent ei sõltu kiirusest \mathbf{v}' ja esineb ka siis, kui $\mathbf{v}' = 0$. Tema korrutamisel $-m$ -ga saame meile juba tuntud tsentrifugaaljõu.

Komponent dv_{\perp} , mis võrdub $dv_{\perp 1}$ ja $dv_{\perp 2}$ summaga, annab pärast jagamist ajaga dt kiirenduse \mathbf{w} komponendi \mathbf{w}_{\perp} , mille moodul

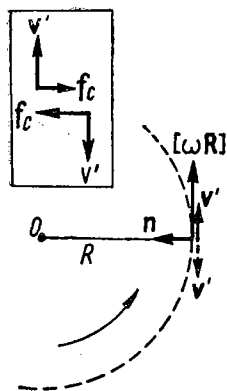
$$w_{\perp} = \frac{dv_{\perp 1}}{dt} + \frac{dv_{\perp 2}}{dt} = v' \frac{d\varphi}{dt} + \omega \frac{dR}{dt} = v'\omega + \omega v' = 2\omega v'.$$

Vektor \mathbf{w}_{\perp} (tulevikus tähistame seda \mathbf{w}_c) on risti kiirusega \mathbf{v}' ja nurkkiirusega ω ning teda võib avaldada kujul

$$\mathbf{w}_c = 2[\omega \mathbf{v}'] \quad (33.1)$$

(vektor ω joonisel 75 on risti joonise tasapinnaga ning suunatud meie poole). Kiirendust (33.1) nimetatakse Coriolisi kiirenduseks. Korrutanud selle keha massiga m ning muutnud märgi vastupidiseks, saame Coriolisi jõu

$$\mathbf{f}_c = 2m[\mathbf{v}'\omega]. \quad (33.2)$$



Joon. 76

Teine juht. Keha liigub pöörleva taustsüsteemi suhtes mööda ringjoont, mille tasapind on risti pöörlemisteljega, keskpunkt aga asub sellel teljel (joon. 76). Pöörleva süsteemi suhtes on keha tsentripetaalkiirendus

$$\mathbf{w}' = -\frac{v'^2}{R} \mathbf{n}, \quad (33.3)$$

kus \mathbf{n} on kiirusega \mathbf{v}' risti olev ringjoone tsentrisse suunatud ühikvektor.

Keha kiirus liikumatu süsteemi suhtes koosneb kahest raadiusega R risti olevast komponendist \mathbf{v}' ja ωR . Olenevalt kiiruse \mathbf{v}' suunast ning süsteemi pöörlemise suunast on need komponendid kas sama- või vastassuunalised. Kiiruse \mathbf{v} moodul

$$v = |\mathbf{v}' \pm \omega R|, \quad (33.4)$$

kus $+$ vastab juhule, mil kiirused \mathbf{v}' ja ωR on samasuunalised, ning $-$ juhule, kui nad on vastassuunalised.

Liikumatu süsteemi suhtes liigub keha samuti ühtlaselt mööda ringjoont, seega võib tema kiirenduse \mathbf{w} avaldada järgmisel viisil:

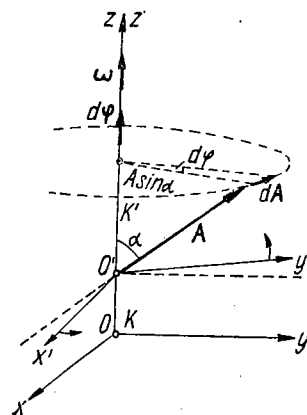
$$\mathbf{w} = -\frac{v^2}{R} \mathbf{n} = -\frac{(\mathbf{v}' \pm \omega R)^2}{R} \mathbf{n} = -\frac{v'^2}{R} \mathbf{n} + \omega^2 R \mathbf{n} \pm 2\mathbf{v}'\omega \mathbf{n}.$$

Summa esimene liige on kiirendus \mathbf{w}' pöörleva süsteemi suhtes (vt. (33.3)). Järelikult,

$$\mathbf{a} = \mathbf{w} - \mathbf{w}' = \omega^2 R \mathbf{n} \pm 2\mathbf{v}'\omega \mathbf{n}.$$

Vastavalt sellele koosneb inertsijõud kahest komponendist:

$$\mathbf{f}_{in} = -m\mathbf{a} = -m\omega^2 R \mathbf{n} \mp 2m\mathbf{v}'\omega \mathbf{n}. \quad (33.5)$$



Joon. 77

Esimene nendest jõududest on tsentrifugaaljõud, teine Coriolisi jõud \mathbf{f}_c .

Jõud \mathbf{f}_c on risti vektoritega \mathbf{v}' ja ω ning suunatud: a) tsentrist väljapoole, kui \mathbf{v}' ja ωR on samasuunalised (ülemine märk valemis (33.3)), ning b) tsentri poole, kui kiirused \mathbf{v}' ja ωR on vastassuunalised (alumine märk). Ilmselt võib mõlemad juhud ühendada avaldiseks

$$\mathbf{f}_c = 2m[\mathbf{v}'\omega]. \quad (33.6)$$

Saadud avaldis ühtib seosega (33.2).

Käsitlenud kahte erijuhtu keha liikumisest pöörlevas taustsüsteemis, vaatleme nüüd keha suvalist liikumist, kusjuures oletame, et mitteinertsiaalne taustsüsteem K' pöörleb ja on peale selle veel kulgliikumises paigaloleva (inertsiaalse) süsteemi K suhtes. Kuid enne seda tuletame veel ühe tähtsa seose, mida meil läheb vaja selle üldjuhu uurimisel.

Seos vektori juurdekasvude vahel liikumatus ja pöörlevas koordinaadistikus. Võtame kaks koordinaadistikku, millest üks (tähistame selle K') pöörleb teise (K) suhtes nurkkiirusega ω . Valime need süsteemid nii, et teljed z ja z' ühtiksid pöörlemisteljega, s. o. vektoriga ω (joon. 77).

Vaatleme mingit vektorit \mathbf{A} , mille algus on punktis O' (süsteemi K' alguspunkt). Muutugu vektor \mathbf{A} ajas mingil viisil. Tähistame ajavahemiku dt jooksul toimunud vektori \mathbf{A} juurdekasvu koordinaatsüsteemis K $d\mathbf{A}$ ning süsteemis K' $d'\mathbf{A}$. Pole raske mõista, et juurdekasvud $d\mathbf{A}$ ja $d'\mathbf{A}$ on erinevad. See ilmneb eriti selgesti siis, kui oletada, et vektor \mathbf{A} on süsteemi K' suhtes muutumatu ning järelikult on tema juurdekasv $d'\mathbf{A}$ selles süsteemis null (seda juhtu kujutab joonis 77). Süsteemi K suhtes aga vektor \mathbf{A} pöörduv kiirusega ω . Nagu jooniselt näha, saab vektor \mathbf{A} ajavahemikus dt , mil süsteem K' pöörduv nurga $d\phi = \omega dt$ võrra, juurdekasvu $d\mathbf{A}$, mille võib avaldada $d\phi$ ja \mathbf{A} vektorkorrutisena: $d\mathbf{A} = [d\phi, \mathbf{A}]$. Tõepoolest, vektori $d\mathbf{A}$ moodul on $A \sin \alpha d\phi$ ning see vektor on risti tasapinnaga, milles asuvad vektorid $d\phi$ ja \mathbf{A} , kusjuures tema suund on selline, et pööramine $d\phi$ poolt \mathbf{A} poole kutsuks esile paremakeermelise kruvi nihkumise $d\mathbf{A}$ suunas. Sama tulemuse saame ka siis, kui vektori algus ei asu mitte koordinaatide alguspunktis, vaid suvalises punktis. See saab arusaadavaks, kui arvestada, et olenemata vektori \mathbf{A} asetusest koordinaattelgedes suhtes pöörduv z' -teljega paralleelne tasand, milles vektor \mathbf{A} asub, sama nurga $d\phi$ võrra, mille võrra pöörduv süsteem K' .

Üldjuhul, kui juurdekasv $d'\mathbf{A}$ süsteemis K' ei ole null, määrab juurdekasvu süsteemis K valem

$$d\mathbf{A} = d'\mathbf{A} + [d\phi, \mathbf{A}]. \quad (33.7)$$

See ongi seos, mida meil läheb vaja keha liikumise üldjuhu uurimisel. Viimase küsimuse juurde nüüd asumegi.

Keha liikumise üldjuht mitteinertsiaalses süsteemis. Võtame kaks taustsüsteemi K ja K' (joon. 78), millest K on inertsiaalne, K' aga K suhtes kulgliikumises ning peale selle veel pöörleb ühtlaselt ümber telje z' , mis jääb paralleelseks teljega z (vektor ω on muutumatu nii suuruse kui ka suuna poolest). Ainepunkti m asukoha süsteemi K suhtes määrab raadiusvektor \mathbf{r} , süsteemi K' suhtes aga raadiusvektor \mathbf{r}' . Tähistanud koordinaatsüsteemi K' alguspunkti süsteemi K alguspunkti suhtes määrava raadiusvektori \mathbf{r}_0 , võime kirjutada nende kolme vektori seose

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}'. \quad (33.8)$$

Punkti m kiirus süsteemi K suhtes

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}, \quad (33.9)$$

süsteemi K' suhtes aga on selle punkti kiirus

$$\mathbf{v}' = \frac{d'\mathbf{r}'}{dt}, \quad (33.10)$$

kus $d'\mathbf{r}'$ tähistab raadiusvektori \mathbf{r}' juurdekasvu süsteemi K' suhtes.

Vastavalt seosele (33.8) on raadiusvektori \mathbf{r} juurdekasv süsteemis K

$$d\mathbf{r} = d\mathbf{r}_0 + d'\mathbf{r}', \quad (33.11)$$

kus $d\mathbf{r}'$ on raadiusvektori \mathbf{r}' juurdekasv süsteemis K . See koosneb (vt. 33.7)) juurdekasvust $d'\mathbf{r}'$ süsteemis K' ja vektorist $[d\varphi, \mathbf{r}'] = [\omega \mathbf{r}'] dt$:

$$d\mathbf{r}' = d'\mathbf{r}' + [\omega \mathbf{r}'] dt. \quad (33.12)$$

Asendanud viimase seose valemisse (33.11), saame järgmise avaldise:

$$d\mathbf{r} = d\mathbf{r}_0 + d'\mathbf{r}' + [\omega \mathbf{r}'] dt.$$

Jaganud selle dt -ga ning võtnud arvesse seoseid (33.9) ja (33.10), saame valemi

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}' + [\omega \mathbf{r}'], \quad (33.13)$$

milles $\mathbf{v}_0 = \frac{d\mathbf{r}_0}{dt}$ on süsteemi K' kulgliikumise kiirus süsteemi K suhtes. Kui süsteem K' on ainult kulgliikumises ($\omega = 0$), saab valemist (33.13) meile juba varem tuttav valem (17.3). Kui \mathbf{v}_0 ja \mathbf{v}' on nullid, saab valemist (33.13) valem (11.4).

Nüüd leiame valemiga (33.13) määratud kiiruse \mathbf{v} juurdekasvu süsteemis K . Võtnud arvesse, et $\omega = \text{const}$, saame

$$d\mathbf{v} = d\mathbf{v}_0 + d\mathbf{v}' + [\omega, d\mathbf{r}'].$$

Asendame selles valemis $d\mathbf{r}'$ tema väärtusega valemist (33.12), $d\mathbf{v}'$ aga valemiga (33.12) analoogilise avaldisega

$$d\mathbf{v}' = d'\mathbf{v}' + [d\varphi, \mathbf{v}'] = d'\mathbf{v}' + [\omega \mathbf{v}'] dt$$

(tuletame meelde, et $d\mathbf{v}'$ on vektori \mathbf{v}' juurdekasv süsteemis K , $d'\mathbf{v}'$ aga vektori \mathbf{v}' juurdekasv süsteemis K'). Teinud asendused, saame avaldise

$$d\mathbf{v} = d\mathbf{v}_0 + d'\mathbf{v}' + [\omega \mathbf{v}'] dt + [\omega, (d'\mathbf{r}' + [\omega \mathbf{r}'] dt)].$$

Kasutades vektorkorrutise distributiivsuseomadust, võib selle avaldise viimase liikme teisendada kujule $[\omega, d'\mathbf{r}'] + [\omega, ([\omega \mathbf{r}'] dt)]$. Järelikult,

$$d\mathbf{v} = d\mathbf{v}_0 + d'\mathbf{v}' + [\omega \mathbf{v}'] dt + [\omega, d'\mathbf{r}'] + [\omega, [\omega \mathbf{r}']] dt$$

(viimases liikmes on skalaarne tegur dt toodud vektorkorrutise märgi alt välja).

Jagame saadud avaldise dt -ga:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d\mathbf{v}_0}{dt} + \frac{d'\mathbf{v}'}{dt} + [\omega \mathbf{v}] + \left[\omega, \frac{d'\mathbf{r}'}{dt} \right] + [\omega, [\omega \mathbf{r}']].$$

Kuna $\frac{d'\mathbf{r}'}{dt} = \mathbf{v}'$, võib kaks esimest vektorkorrutist ühendada

liikmeks $2[\omega \mathbf{v}']$. Tuleti $\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ on definitsioonikohaselt punkti m kiirendus \mathbf{w} süsteemi K suhtes, analoogiliselt $\frac{d'\mathbf{v}'}{dt}$ on punkti m kiirendus \mathbf{w}' süsteemis K' suhtes. Seega,

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}_0 + \mathbf{w}' + 2[\omega \mathbf{v}'] + [\omega, [\omega \mathbf{r}']], \quad (33.14)$$

kus \mathbf{w}_0 on koordinaatsüsteemi K' alguspunkti kiirendus (süsteemi K' kulgliikumise kiirendus).

§ 31 oli öeldud, et korrutanud vektori $\mathbf{a} = \mathbf{w} - \mathbf{w}'$ keha massiga m ning muutnud märgi vastupidiseks, saame inertsijõu. Vastavalt valemile (33.14)

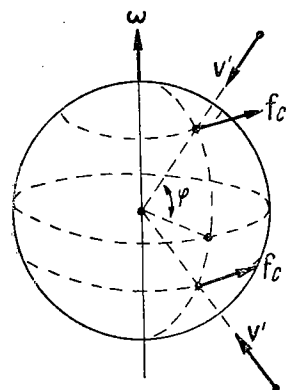
$$\mathbf{a} = \mathbf{w} - \mathbf{w}' = \mathbf{w}_0 + 2[\omega \mathbf{v}'] + [\omega, [\omega \mathbf{r}']].$$

Järelikult,

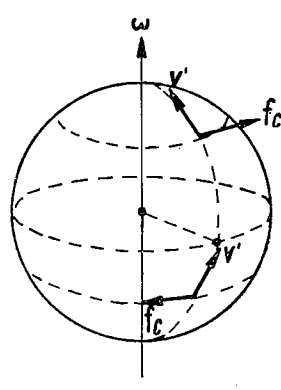
$$\mathbf{f}_{in} = -m\mathbf{w}_0 + 2m[\mathbf{v}'\omega] + m[\omega, [\mathbf{r}'\omega]] \quad (33.15)$$

(viimases kahes liikmes on märgi muutmiseks vahetatud tegurite järjekord korrutistes).

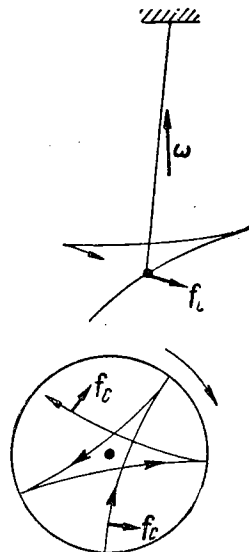
Valem (33.15) sisaldab kõik inertsijõudude liigid. Nii näiteks kui süsteem K' on ainult kulgliikumises süsteemi K suhtes ega pöörle, on inertsijõud $\mathbf{f}_{in} = -m\mathbf{w}_0$ (vt. valem (31.4)). Pöörle-



Joon. 79



Joon. 80



Joon. 81 →

mise korral tekib sellele lisaks Coriolisi jõud $f_c = 2m[\mathbf{v}'\omega]$ (vt. valemit (33.2)) ja tsentrifugaaljõud $f_{tsf} = m[\omega, [\mathbf{r}'\omega]]$, mille võib avaldada kujul $f_{tsf} = m\omega^2 \mathbf{R}$ (vt. valemit (32.2)).

Tuletame meelde, et Coriolisi jõud tekib ainult sel juhul, kui muutub keha asukoht pöörleva taustsüsteemi suhtes (kui $\mathbf{v}' = 0$, saab nulliks ka Coriolisi jõu avaldis). Toonitame veel, et Coriolisi jõud asub alati pöörlemiseljega risti olevas tasapinnas.

Näiteid liikumistest, milles ilmneb Coriolisi jõud. Selgitades nähtusi, mis esinevad kehade liikumisel maapinna suhtes, tuleb sageli võtta arvesse Coriolisi jõudude mõju. Näiteks kehade vaba langemise korral mõjub nendele Coriolisi jõud, mistõttu kehad kalduvad vertikaalsihist ida suunas (joon. 79). See jõud on maksimaalne ekvaatoril ning muutub nulliks poolustel.

Lendava mürsu puhul esinevad samuti Coriolisi jõududest tingitud kõrvalekaldumised (joon. 80). Kui lask on toimunud otse põhja suunatud kahurist, kaldub mürsk põhjapoolkeral ida poole ning lõunapoolkeral lääne poole. Tulistades mööda meridiaani lõuna suunas, märkame vastupidist kõrvalekaldumist. Kui tulistada mööda ekvaatorit, suruvad Coriolisi jõud mürsku Maa poole, juhul kui lask on tehtud lääne suunas, ning tõstavad teda ülespoole, kui lask on toimunud ida suunas. Lugeja võib ise järele mõelda ja veenduda, et kui keha liigub mööda meridiaani suvalises suunas (kas põhja või lõunasse), on Coriolisi jõud põhjapoolkeral suunatud alati liikumise suuna suhtes paremale ning lõunapoolkeral vasakule. Selle tagajärjel on põhjapoolkera jõgedel ära uhitud parempoolne ning lõunapoolkeral vasak-

poolne kallas. Sama põhjusega on seletatav ka raudteerööbaste erinev kulumine, kui on tegemist kaheööpmelise teega.

Coriolisi jõud ilmnevad ka pendli võnkumisel. Joonisel 81 on kujutatud lihtsuse mõttes poolusel asuva pendli koormuse trajektoori. Põhjapoolusel on Coriolisi jõud suunatud pendli käigu suhtes alati paremale, lõunapoolusel vasakule. Tulemusena muutub trajektoori rosetikujuliseks.

Nagu selgub jooniselt, pöörduv pendli võnketasand Maa suhtes kellaosuti liikumise suunas, tehes ööpäeva jooksul ühe täispöörde. Heliotsentrilise taustsüsteemi suhtes jääb pendli võnketasand liikumatuks, Maa aga pöörduv tema suhtes, tehes ühe täispöörde ööpäeva jooksul.

On võimalik tõestada, et geograafilisel laiusel φ pöörduv pendli võnketasand ööpäevas nurga $2\pi \sin \varphi$ võrra.

Nõnda on katsetes ilmnev pendli võnketasapinna pöördumine (selleks otstarbeks määratud pendleid nimetatakse Foucault' pendliteks) otsene tõend Maa pöörlemisest oma telje ümber.