

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1968.3.11>

V. MAASIK, N. LUMP

ATMOSFÄÄRI ÕHUMASSIDE JAOTUVUSE MÕJU GRAVITATSIOONI-VÄLJA MUUTUSTELE

Käesolevas töös käsitletakse õhumasside mõju planeet Maa gravitatsiooniväljale ja sellega kaasnevat maakoore deformatsiooni. Töös on kasutatud teoreetilisi arvutusi, mis on kontrollitud eksperimentaalselt.

Seoses planeet Maa gravitatsioonivälja pika- ja lühiajaliste muutuste mõõtmise täpsustumisega on eriti viimasel ajal tekkinud mõõdapääsematu vajadus arvestada atmosfääri õhumasside ebaühtlase jaotuvuse mõju gravitatsioonivälja muutustele.

Antud küsimuse lahendamiseks oletame, et Maad ümbritseb ideaalse tihedusjaotuvusega atmosfäär, mille tihedus muutub üldtuntud baromeetrilise valemi järgi:

$$\delta = \delta_0 e^{-\frac{\mu gh}{TR}}, \quad (1)$$

kus δ — atmosfääri tihedus h kõrgusel merepinnast;

δ_0 — atmosfääri tihedus merepinnal;

μ — õhumooli mass;

g — raskuskiirendus;

h — kõrgus merepinnast;

T — atmosfääri absoluutne temperatuur;

R — gaasi universaalkonstant.

Arvutustest selgub, et õhumasside ekstsess või defitsiit, mille kutsub esile õhurõhu muutus 1 mm Hg väikeste kuni keskmiste tsüklonite või anti-tsüklonite tsentris, ulatub kogu moodustise ruumalas $4,6 \cdot 10^{12}$ kuni $9,0 \times 10^{12}$ kg. Samuti tsüklonid või antitsüklonid, mille õhurõhu miinimum ja maksimum ulatuvad 30 mm Hg, mõjuvad maakoorele oma tsentris negatiivse ja positiivse lisakoormusega kuni 407 kG/m^2 [1].

Gravitatsioonivälja tugevuse vektori muutus õhurõhu muutusel punktis M (ξ, η, ζ) (vt. joon. 1) arvutatakse kaalutlusel, et

a) temperatuur muutub adiabaatilise atmosfääri alumistes kihtides peaaegu lineaarselt: $\beta = 0,58 \text{ deg/100 m}$ [2];

b) raskuskiirenduse reduktsioon

$$\Delta g = \frac{\gamma M}{P^2} \cdot \frac{2h}{P} = \frac{2g_0}{P} h = 0,0003086 h,$$

kus h — kõrgus m;

g_0 — normaalne raskuskiirendus Gal;

P — Maa raadius;

γ — gravitatsiooni konstant.

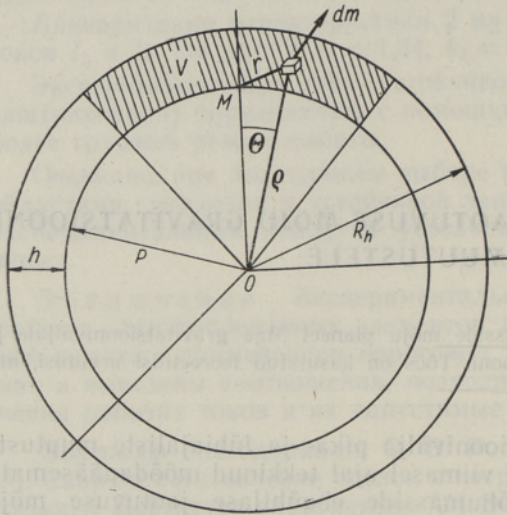
c) atmosfääri alumistes kihtides on keemiline koostis kuni 30 km kõrguseni konstantne: $\mu = 29$ g/mool [3].

Arvestades maakoore lisakoormuse tagajärjel tekkinud deformatsiooni ja õhumasside ekstsessist või defitsiidist esilekutsutud gravitatsioonivälja muutust, saab leida lokaalse gravitatsioonivälja muutuse

$$\vec{\Delta g} = \vec{\Delta g}_p + \vec{\Delta g}_h, \quad (2)$$

kus $\vec{\Delta g}_p$ — gravitatsioonivälja tugevuse vektor, mille kutsub esile õhumasside ekstsess või defitsiit merepinnal;

$\vec{\Delta g}_h$ — gravitatsioonivälja vektor, mis on tingitud maakoore vertikaalsest deformatsioonist.



Joon. 1.

Keskmete suurustega tsüklonite või antitsüklonite õhumassi defitsiidid või ekstsessid põhjustavad mingis atmosfääri piiratud ruumalas (V) punktis M raskusjõu muutuse dF , mille komponendid on:

$$dF_x = \gamma \frac{x - \xi}{r^3} \delta dV; \quad dF_y = \gamma \frac{y - \eta}{r^3} \delta dV; \quad dF_z = \gamma \frac{z - \zeta}{r^3} \delta dV,$$

kus $\delta dV = dm$;

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2};$$

Kogu V massist tingitud raskusjõu muutus:

$$F_x = \iiint_{(V)} \gamma \frac{x - \xi}{r^3} \delta dV; \quad F_y = \iiint_{(V)} \gamma \frac{y - \eta}{r^3} \delta dV; \\ F_z = \iiint_{(V)} \gamma \frac{z - \zeta}{r^3} \delta dV. \quad (3)$$

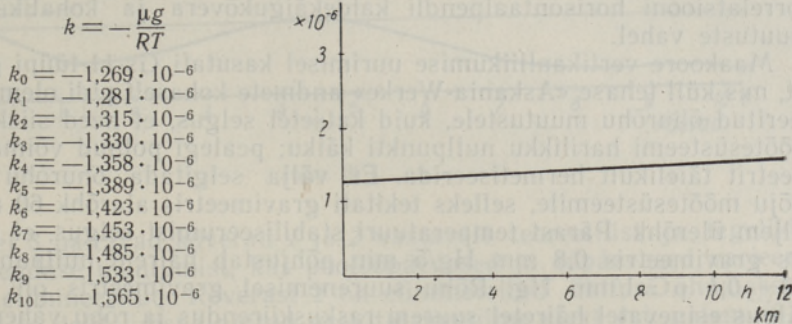
Kuna antud juhul $F_x = 0$ ja $F_y = 0$, siis saame leida F_z , kasutades valemeid (1), (2) ja (3), sfäärilisi koordinaate ning asendades $k = -\frac{\mu g}{RT}$ (vt. joon. 2):

$$F_z = \iiint_{(V)} \gamma \frac{z - \zeta}{r^3} \delta dV = \int_0^{R_h} \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_0} \gamma \frac{\delta_0 e^{k\rho} Q^2 dQ d\varphi \sin \Theta d\Theta (Q \cos \Theta - P)}{(Q^2 + P^2 - 2PQ \cos \Theta)^{3/2}} \quad (4)$$

$\delta = f(g, T, h)$ loetakse pidevaks funktsiooniks (valem (1)) ja $R_h = P + h$.

Integreerides muutujate φ ja Θ järgi saadakse:

$$F_z = 2\pi\delta_0 \frac{\nu}{P^2} \int_P^{R_h} \varrho^2 e^{k\varrho} \left[1 - \frac{\varrho - \frac{P^2}{R_h}}{\sqrt{\varrho^2 - 2\frac{P^2}{R_h}\varrho + P^2}} \right] d\varrho. \quad (5)$$



Joon. 2.

Et k väärtus muutub kõrguse suhtes võrdlemisi aeglaselt ning lineaarselt (vt. joon. 2), siis kasutatakse keskmist k väärtust. Peale tingimuste kitsendamist saadakse:

$$F_z = \gamma \frac{2\pi\delta_0}{P^2} \left| \frac{k_i^2 \varrho^2 - 2k_i \varrho + 2}{k_i^3} e^{k_i \varrho} \right|_P^{R_h} - \gamma \frac{2\pi\delta_0}{P^2} \int_P^{R_h} \frac{\varrho - \frac{P^2}{R_h}}{\sqrt{\varrho^2 - 2\frac{P^2}{R_h}\varrho + P^2}} \varrho^2 e^{k_i \varrho} d\varrho, \quad (6)$$

$$\text{kus } k_i = \frac{k_0 + k_1 + k_2 + \dots + k_n}{n}.$$

Et atmosfääri põhimassi moodustab troposfäär, siis piisab, kui õhumassi muutustest tingitud õhumasside ekstsessi ja defitsiiti arvestada ainult troposfääri ulatuses. On võimalik veel teine lihtsustus, mis põhineb tsüklonite ehitusel. Tsüklonite (antitsüklonite) tsentrites on õhurõhk madalam (kõrgem) kui ääretel. Et aga tsüklonite ulatus on suur ja graviteeriv jõud väheneb nende kauguse ruuduga, võib tsükloni massi jaotuse heterogeensuse jätta arvestamata.

Gravitatsioonivälja muutus, mida tingib tsüklonite (antitsüklonite) tsentrites õhurõhu muutus 1 mm Hg, leitakse valemist

$$\Delta g_{\delta} = \frac{F_z}{\delta_{P_0} - \delta_{P_h}} = \frac{F_z}{\Delta \delta_P}, \quad (7)$$

kus Δg_{δ} — gravitatsioonijõu baromeetiline konstant $\frac{\mu \text{Gal}}{\text{mm Hg}}$;

$\Delta \delta_P$ — õhurõhu vahe merepinnal ja tsükloni vertikaalse ulatuse ülimalisel piiril.

Et muutuja ϱ , Maa raadius P ja $R_h = P + h$ on ligilähedased suurused, siis valemi (6) lähendväärtuste asendamisel valemisse (7) saadakse:

$$\Delta g_i = (0,56 - 0,01 h) \frac{\mu\text{Gal}}{\text{mm Hg}}, \quad (8)$$

kus h on tsüklonite vertikaalne ulatus km, alates merepinnast.

Maakoore lisakoormustest tingitud loekaldeid fikseerisid kõrgtäpsuse horisontaalpendlitega V. Bontškovski [4], R. Tomaschek [5], J. Witkowski [6], G. Leontjev [7] jt. D. Simon [8] analüüsis horisontaalpendli nullpunkti käigu sõltuvust meteoroloogiliste elementide muutustest. Ta sai küllaltki hea korrelatsiooni horisontaalpendli kaldekäigukõvera ja kohaliku õhurõhu muutuste vahel.

Maakoore vertikaalliikumise uurimisel kasutati Gs-11-tüüpi gravimeetrit, mis küll tehase «Askania-Werke» andmete kohaselt pidi olema kompenseeritud õhurõhu muutustele, kuid katsetel selgus, et need siiski häirivad mõõtesüsteemi harilikku nullpunkti käiku; pealegi polnud võimalik gravimeetrit täielikult hermetiseerida. Et välja selgitada õhurõhu muutuste mõju mõõtesüsteemile, selleks tekitati gravimeetris alarõhk 60 mm Hg ja hiljem ülerõhk. Pärast temperatuuri stabiliseerumist selgus, et rõhu muutus gravimeetris 0,8 mm Hg/5 min põhjustab häireid nullpunkti käigus $1,3 \pm 0,1 \mu\text{Gal/mm Hg}$. Rõhu suurenemisel gravimeetris oli nullpunkti käigus esinevatel häiretel suurem raskuskiirendus ja rõhu vähenemisel — vastupidi. Häired nullpunkti nihkes olid heas lineaarses sõltuvuses rõhu erinevustega gravimeetris.

Et õhurõhk sõltub temperatuurist, siis mõõdeti teda ruumis, kus temperatuur hoiti pidevalt 22°C . Temperatuuri maksimaalne kõikumine iga 50 ± 5 min järel oli $\pm 0,2^\circ$. See välistemperatuuri (ruumi) mõju gravimeetri mõõtesüsteemile elimineeriti töös [9] saadud tulemuste põhjal.

Gravitatsioonivälja variatsioonide mõõtmisel jälgiti pidevalt gravimeetri fotovoolu stabiilsust ja galvanomeetri skaala lineaarsust. Skaala ühiku (1 mm) muutus skaala eri osades ei ületanud $\pm 0,05$ mm [9]. Iga 10 päeva järel määrati kalibreerimiskoeffitsient valemi

$$K_t = \frac{[(y_t + y_{t+49}) - (y_{t+24} + y_{t+25})]}{a + b} \quad (9)$$

järgi [10] ning hiljem leiti kõikidest K_t väärtustest keskmine:

$$K = \frac{1}{n} \sum_1^n K_t. \quad (10)$$

Et kõik ordinaadid said registrogrammilt millimeetrites mõõdetud, siis ülemineukoeffitsient $\mu\text{Gal/mm}$ arvutati:

$$C = \frac{\bar{A}}{K} \mu\text{Gal/mm}, \quad (11)$$

kus \bar{A} — skaala jaotuste arv μGal ;

K — kalibreerimiskoeffitsient mm jaotuse kohta.

Uurides maakoore koormuse erinevusest tingitud vertikaalset deformatsiooni gravimeetrilise meetodiga, võrreldi nullpunkti käigu sõltuvust õhurõhu muutustest. Gravimeetri nullpunkti käik leiti tuntud valemi järgi [11]

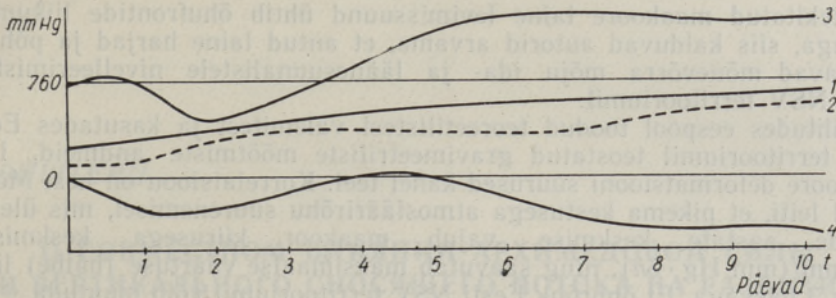
$$z_0^i = \frac{1}{15} \sum y_j^i + \frac{1}{12,95} [-y_{t+24,5}^i - y_{t-24,5}^i + y_{t_0+0,5}^i + y_{t-0,5}^i],$$

kus $j = t_0^h$; $t_0 \pm 2^h$; $t_0 \pm 3^h$; $t_0 \pm 5^h$; $t_0 \pm 8^h$; $t_0 \pm 10^h$; $t_0 \pm 13^h$; $t_0 \pm 18^h$,

$$i = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

iga täistunni järel.

Eksperimentaalne mõõtmine hästi stabiliseerunud sammastel näitas, et nullpunkti käik oli heas korrelatsioonis kohaliku õhurõhu muutusega.

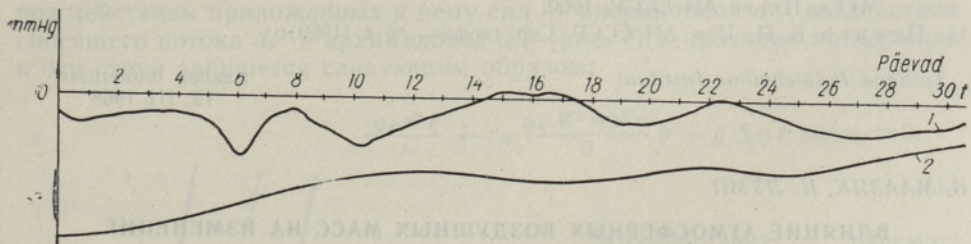


Joon. 3.

Joonisel 3 näitavad kõverad 1 ja 2 vastavalt teoreetilist ja tegelikku raskuskiirenduse muutumist, kus poolööpäevased ja ööpäevased varieerumised on elimineeritud. Kõverast 2 on elimineeritud ühtlasi õhumasside ekstsessist ja defitsiidist tingitud gravitatsiooniline efekt (vt. valem (8)). Kõver 3 tähistab õhurõhu muutust. Mõõtmistel selgus, et gravitatsioonivälja muutus, mille tekitas maakoore lisakoormus, ei toimu samal ajal koormuse muutusega, vaid hilineb keskmiselt 3 päeva. Joon. 3 kõverast 2 on hiline mine ettenihutamise teel eemaldatud.

Et mõõtmine toimus üsna Soome lahe läheduses, tuli maakoore lisakoormuse määramisel arvestada kahtlemata ka veetasemest sõltuvaid lisakoormusi, sest põhilised tsüklonid Eesti NSV territooriumil liiguvad läänest itta ja antitsüklonid vastupidi; seoses sellega muutub ka regionaalne veetase. Kohalike mareograafiliste ja barograafiliste andmete võrdlemisel selgub nende hea kokkulangevus (vt. joon. 3 kõver 4).

Mõõtmised näitavad, et igasuguste juhuslikkude lühiajaliste atmosfäärirõhu muutustega ei kaasne maakoore deformatsiooni.



Joon. 4.

Joonisel 4 tähistab kõver 1 atmosfääri rõhku ja kõver 2 maakoore vertikaalliikumise muutumist, kust on elimineeritud veetaseme mõju maakoore vertikaalliikumisele.

Jättes arvestamata tektoonilistest protsessidest tingitud üldise Fenoskandia tõusu ning tuginedes sellele, et gravimeetriliste mõõtmiste perioodil aasta keskmine regionaalne õhurõhk ei erinenud oluliselt atmosfäärirõhu paljude aastate keskmisest (s. t. 760 mm Hg), võib väita, et regionaalsed maakoore hüposfääri ülemised kihid on hüdrostaatilises tasakaalus välimiste koormustega. Maakoore lisakoormuste puhul tekib hüposfääri ülemiste kihtide vajumine, mis kestab seni, kuni maakoore saavutab

uute parameetrite juures tasakaalu. Huvitav on märkida, et samal õhurõhu muutumise kiirusel on maakoore vajumise kiirus õhurõhu suurenemisel väiksem kui maakoore tõusu kiirus õhurõhu vähenemisel. Et lisakoormusest tekitatud maakoore laine levimissuund ühtib õhufrontide liikumise suunaga, siis kalduvad autorid arvama, et antud laine harjad ja põhjad avaldavad mõnevõrra mõju ida- ja läänesuunalistele nivelleerimistele Eesti NSV territooriumil.

Lähtudes eespool toodud teoreetilistest valemitest ja kasutades Eesti NSV territooriumil teostatud gravimeetriliste mõõtmiste andmeid, leiti maakoore deformatsiooni suurused kahel teel. Korrelatsioon on hea. Mõõtmistel leiti, et pikema kestusega atmosfäärirõhu suurenemisel, mis ületab paljude aastate keskmise, vajub maakoore kiirusega keskmiselt 0,08 mm/(mm Hg · 6h), ning saavutab maksimaalse väärtuse (hälbe) ligikaudu 3 päevaga. Et õhurõhk Eesti NSV territooriumil võib muutuda ± 35 mm Hg, siis maakoore muutunud koormus tingib deformatsiooni amplituudiga kuni ± 33 mm.

KIRJANDUS

1. Simon D., Marée terrest. Bull. inform. Assoc. internat. géod. Commiss. perman. marées terrest, 1965, 40, 1481 (1965).
2. Монин А. С., Физика атмосферы и океана, 1, № 6 (1965).
3. Шталь В. А., Физика атмосферы, Сер. 9, Физ., матем., астрон., № 23 (1965).
4. Бончковский В. Ф., Тр. сейсмолог. ин-та, № 99 (1940).
5. Tomaschek R., Freiburger Forschungsh., II C, Nr. 60, 35 (1959).
6. Witkowski J., Recherches sur les pendules doubles type Lettau faites à la station de latitude de l'Académie Polonaise des Sciences à Borowiec. Quatrième Symp. Intern. sur les Marées Terrestres, Bruxelles, 5—10 juin 1961, p. 186—189.
7. Леонтьев Г. И., Современные движения земной коры, № 1, Изд-во АН СССР, 1963, с. 112.
8. Simon D., Freiburger Forschungsh., I C, Nr. 194, 5 (1966).
9. Маазик В., Лурп Н., АН ЭССР, Физ. Матем., 16, № 2, 201 (1967).
10. Перцев Б. П., В сб.: Гравиметрические исследования, № 1, сер. «Результаты МГГ», Изд-во АН СССР, 1960.
11. Перцев Б. П., Изв. АН СССР, Сер. геофиз., № 4 (1959).

Tallinna Polütehniline Instituut

Saabus toimetusse
12. III 1968

V. МААЗИК, Н. ЛУМП

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ВОЗДУШНЫХ МАСС НА ИЗМЕНЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Исследовалось влияние воздушных масс на деформацию земной коры и гравитационное поле Земли. Обнаружено, что деформации земной коры, вызванные изменениями нагрузок воздушных масс, влияют на данные нивелирования.

V. MAASIK, N. LUMP

THE EFFECT OF AIR MASSES ON THE CHANGES IN THE FIELD OF GRAVITY

The present paper deals with the effect of air masses on the earth's field of gravity and the deformation of the earth's crust involved in it. On the basis of theoretical calculations and experimental measuring used in the research, we may conclude that the deformations of the earth's crust due to cyclones (anticyclones) have an influence on the levelling results.