III. rész

Függelék

14. fejezet

Összefoglalás

14.1 A természetes közegek anyagi paraméterei

	ϱ_0	ν	κ		D
	kg/m^3	m^2/s	m^2/s		m^2/s
VÍZ	10^3	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	só:	$1,5 \cdot 10^{-9}$
LEVEGŐ	1,2	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	vízgőz:	$2,4 \cdot 10^{-5}$

	λ	α	c_p	c
	kg/(m s)	1/fok	J/(kg fok)	m/s
VÍZ	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$
LEVEGŐ	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^2$

14.1 táblázat: A víz és a levegő legfontosabb anyagi paraméterei légköri nyomáson és 20 fok hőmérsékleten. Az egyes mennyiségek rendre sűrűség, kinematikai viszkozitás, hődiffúziós állandó, diffúziós állandó, dinamikai viszkozitás, hőtágulási együttható, állandó nyomáson mért fajhő, hangsebesség.

14.2 A mozgásegyenletek

Alapegyenletek

Gravitációs erőtérben lévő izotróp folyadékra, mely a függőleges (z) tengely körül Ω szögsebességgel forog, az együttforgó rendszerben az impulzustételt, a tömegmegmaradást, és a termodinamika főtételeiből következő hővezetést a következő hidrodinamikai egyenletek írják le:

$$\varrho\frac{d\varrho}{dt} \equiv \varrho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{v}\right) = -\varrho 2\Omega\mathbf{n}\times\mathbf{v} - \mathrm{grad}p - \varrho g\mathbf{n} + \lambda\Delta\mathbf{v} + \bar{\lambda}\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\mathbf{v}, \tag{14.1}$$

$$\frac{\partial\varrho}{\partial t} + \mathrm{div}(\varrho\mathbf{v}) = \frac{d\varrho}{dt} + \varrho\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.2}$$

$$\frac{dT}{dt} \equiv \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})T = \kappa\Delta T + \Phi. \tag{14.3}$$

Itt $\mathbf{v}$ a háromdimenziós sevességvektor, függőleges komponense w, vízszintes komponesei u, v, $\mathbf{n}$ a függőlegesen felfelé mutató egységvektor. ϱ, p és T a sűrűséget, nyomást, ill. hőmérsékletet jelöli. g a gravitációs gyorsulás, λ és $\bar{\lambda}$ belső surlódási egyyütthatók, és κ a hődiffúziós állandó. A Φ mennyiség a viszkózus entrópiaprodukcióból adódó forrástag, mely rendszerint elhanyagolható a hővezetéssel kapcsolatos járulék mellett. A peremfeltétel: a falakon $\mathbf{v}$ felveszi a fal sebességét.

Összenyomhatatlan folyadékban $\varrho \equiv \varrho_0$ és

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{v} = -2\Omega\mathbf{n}\times\mathbf{v} - \frac{1}{\varrho_0}\mathrm{grad}p - g\mathbf{n} + \nu\Delta\mathbf{v}, \tag{14.4}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.5}$$

$$\frac{dT}{dt} \equiv \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})T = \kappa\Delta T + \Phi, \tag{14.6}$$

ahol $\nu = \lambda/\varrho_0$ a kinematikai viszkozitás.

Ideális folyadékban $\nu = 0$, $\kappa = 0$, $\Phi = 0$, hőközlés nem történik, ezért az entrópia megmarad a mozgás során. A peremfeltétel az, hogy a falra merőleges komponens tűnik csak el.

Boussinesq-közelítés

A ϱ_0 átlagsűrűségtől és a T_0 átlaghőmérséklettől csekély ϱ'' sűrűség-, és T'' hőmérsékleteltérést mutató közegben

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{v} = -2\Omega\mathbf{n}\times\mathbf{v} - \frac{1}{\varrho_0}\mathrm{grad}p'' - g\frac{\varrho''}{\varrho_0}\mathbf{n} + \nu\Delta\mathbf{v}, \tag{14.7}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.8}$$

$$\frac{dT''}{dt} \equiv \frac{\partial T''}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})T'' = \kappa\Delta T''. \tag{14.9}$$

Itt p'' a ϱ_0-hoz tartozó hidrosztatikus nyomástól mért eltérés. A hőtágulási egyenletből $\varrho'' = -\alpha\varrho_0 T''$, ahol α a hőtágulási együttható. Elhanyagolható hővezetés esetén (14.9) helyettesíthető a

$$\frac{d\varrho''}{dt} \equiv \frac{\partial \varrho''}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\varrho'' = 0 \tag{14.10}$$

sűrűségegyenlettel.

Boussinesq-közelítés függőleges rétegzettségű ideális folyadékban

A $\bar{\varrho}(z)$ egyensúlyi sűrűségeloszlástól való csekély ϱ' sűrűségeltérésekre

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{u} = -2\Omega\mathbf{n} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\varrho_0}\mathrm{grad}p', \tag{14.11}$$

$$\frac{dw}{dt} \equiv \frac{\partial w}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})w = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\varrho'}{\varrho_0}g, \tag{14.12}$$

$$\frac{d\varrho'}{dt} \equiv \frac{\partial \varrho'}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\varrho' = -w\frac{d\bar{\varrho}}{dz} \equiv w\frac{\varrho_0 N^2(z)}{g}, \tag{14.13}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.14}$$

ahol p' a $\bar{\varrho}$-hoz tartozó hidrosztatikus nyomástól mért eltérés, $\mathbf{u} \equiv (u, v)$ a síkbeli sebességvektor, és $N(z)$ a Brunt-Väisälä-frekvencia.

Boussinesq-közelítés sekély közegben

Az átlagos ϱ_0-tól való csekély ϱ'', T'' eltérésekre

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{u} = -f\mathbf{n} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\varrho_0}\mathrm{grad}p'' + \nu\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}, \tag{14.15}$$

$$\frac{dw}{dt} = 0 = -\frac{\partial p''}{\partial z} - \varrho'' g \tag{14.16}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.17}$$

$$\frac{dT''}{dt} \equiv \frac{\partial T''}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})T'' = \kappa\frac{\partial^2 T''}{\partial z^2}, \tag{14.18}$$

ahol $\mathbf{u} \equiv (u(x, y, z, t), v(x, y, z, t))$ a vízszintes síkbeli sebességvektor, és $\varrho'' = -\alpha\varrho_0 T''$. Vízszintes aljzatú forgatott edényben $f \equiv 2\Omega$. Ha az egyenleteket egy bolygó felszínén kialakuló áramlások leírására alkalmazzuk a lokális koordinátarendszerben, akkor a görbület az $f \equiv f(y) \approx f_0 + \beta y$ Coriolis-paraméter használatával vehető figyelembe.

Függőleges rétegzettség esetén ideális folyadékban a $\bar{\varrho}(z)$ egyensúlyi sűrűségeloszlástól való ϱ' sűrűségeltérésekre

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\mathbf{u} = -f\mathbf{n} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\varrho_0}\mathrm{grad}p', \tag{14.19}$$

$$\frac{dw}{dt} = 0 = -\frac{\partial p'}{\partial z} - \varrho' g \tag{14.20}$$

$$\frac{d\varrho'}{dt} \equiv \frac{\partial \varrho'}{\partial t} + (\mathbf{v}\mathrm{grad})\varrho' = -w\frac{d\bar{\varrho}}{dz} \equiv w\frac{\varrho_0 N^2(z)}{g}, \tag{14.21}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{v} = 0, \tag{14.22}$$

ahol p' a $\bar{\varrho}$-hoz tartozó hidrosztatikus nyomástól mért eltérés és $\mathbf{u} \equiv (u, v)$ a síkbeli sebességvektor.

Sekélyfolyadék egyenletek

H vastagságú surlódásmentes homogén folyadékrétegben

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\mathrm{grad})\mathbf{u} = -f\mathbf{n} \times \mathbf{u} - g\mathrm{grad}\eta, \tag{14.23}$$

$$\frac{dh}{dt} \equiv \frac{\partial h}{\partial t} + \mathrm{div}(h\mathbf{u}) = 0, \tag{14.24}$$

ahol $\mathbf{u} \equiv (u(x,y,t), v(x,y,t))$ a síkbeli sebességvektor, $\eta(x,y,t)$ a felszíni alak és $h(x,y,t) = H + \eta(x,y,t) - d(x,y)$ a teljes vízmélység ($d(x,y)$ a domborzat alakja). A w feláramlási sebesség a $\partial w/\partial z = -\mathrm{div}\mathbf{u}$ egyenletből adódik.

Kétrétegű sekélyfolyadék egyenletek szélnyírással

$\boldsymbol{\tau}$ külső felszíni vízszintes szélnyírás jelenlétében

$$\frac{d\mathbf{u}_1}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + (\mathbf{u}_1\mathrm{grad})\mathbf{u}_1 = -f\mathbf{n} \times \mathbf{u}_1 - g\mathrm{grad}\eta + \frac{\boldsymbol{\tau}}{\varrho_0 H_1}, \tag{14.25}$$

$$\frac{d\mathbf{u}_2}{dt} \equiv \frac{\partial \mathbf{u}_2}{\partial t} + (\mathbf{u}_2\mathrm{grad})\mathbf{u}_2 = -f\mathbf{n} \times \mathbf{u}_2 - g\mathrm{grad}\eta - g'\mathrm{grad}\chi, \tag{14.26}$$

$$\frac{dh_i}{dt} \equiv \frac{\partial h_i}{\partial t} + \mathrm{div}(h_i\mathbf{u}_i) = 0, \quad i = 1, 2, \tag{14.27}$$

ahol $\mathbf{u}_1$ a felső, $\mathbf{u}_2$ az alsó közeg vízszintes síkbeli sebessége, η a külső, χ a belső elválasztó felület alakja. H_i az egyes folyadékrétegek átlagos mélysége. A pillanatnyi mélységek $h_1 = H_1 + \eta - \chi$, ill. $h_2 = H_2 + \chi - d$.

Kvázigeosztrofikus egyenlet homogén közegben

A geosztrofikus egyensúlytól kissé eltérő mozgásokra

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}\right]\left(\Delta\psi - \frac{\psi}{R^2} + \beta y + f_0\frac{d}{H}\right) = \frac{\mathrm{rot}_z\boldsymbol{\tau}}{\beta\varrho_0 H} - \frac{\Delta\psi}{t_0} + \nu\Delta^2\psi, \tag{14.28}$$

ahol $\psi(x,y,t)$ az áramlási függvény, $d(x,y)$ a domborzat, R a Rossby-sugár, $f_0 + \beta y$ a Coriolis-paraméter, és $t_0 = \sqrt{2}H/(\sqrt{\nu|f_0|})$ a felpörgetési idő.

Kvázigeosztrofikus egyenlet kétrétegű közegben

A H_1, H_2 átlagos vastagságú rétegre vonatkozó goesztrofikus egyenlet vízszintes aljzat esetén

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi_1}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi_1}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}\right]\left(\Delta\psi_1 + \beta y - \frac{f_0^2}{gH_1}\psi_1 - \frac{f_0^2}{g'H_1}(\psi_1 - \psi_2)\right) = 0, \tag{14.29}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi_2}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi_2}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}\right]\left(\Delta\psi_2 + \beta y + \frac{f_0^2}{g'H_2}(\psi_1 - \psi_2)\right) = 0, \tag{14.30}$$

ahol ψ_i az egyes rétegek áramlási függvénye, g' pedig a sűrűségkülönbséghez tartozó redukált gravitációs gyorsulás.

Kvázigeosztrofikus egyenlet függőleges rétegzettségű közegben

Mozdulatlan külső felszínű és vízszintes aljzatú ideális folyadékra

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x}\right)\left[\Delta\psi + \beta y + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{f_0^2}{N^2(z)}\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)\right] = 0 \qquad (14.31)$$

ahol $\psi(x, y, z, t)$ az áramlási függvény, $N(z)$ a Brunt-Väisälä-frekvencia, és a Laplace-operátor csak a vízszintes koordinátákra hat.

14.3 Dimenziótlan számok

DIMENZIÓTLAN SZÁM	TIPIKUS ÉRTÉKE A FÖLDÖN	
	LÉGKÖR	ÓCEÁN
Rossby-szám $Ro = \frac{U}{\lvert f_0 \rvert L}$	$0,1$	$0,1 - 0,01$
Reynolds-szám $Re = \frac{UL}{\nu}$	10^{13}	10^{11}
Froude-szám $Fr = \frac{U}{\sqrt{gH}}$	$0,1$	$0,1 - 0,01$
β-paraméter $Be = \frac{\beta L}{f_0}$	$0,1$	$0,1 - 0,01$
Ekman-szám $Ek = \frac{\nu}{\lvert f_0 \rvert H^2}$	10^{-4}	10^{-6}
Belső Froude-szám $Fr' = \frac{U}{NH} = \frac{U}{\sqrt{g'H}}$	10^{-1}	10^{-2}
Frekvencia-arány $Fn = \frac{N}{\lvert f_0 \rvert}$	10^{-2}	10^{-3}
Burger-szám $Bu = \left(\frac{NH}{f_0 L}\right)^2$	1	$1 - 0,1$
Richardson-szám $Ri = \frac{N^2}{(d\bar{u}/dz)^2}$	1	1

14.2 táblázat: A környezeti áramlásokat jellemző legfontosabb dimenziótlan számok egy forgó bolygón. Az L vízszintes síkbeli lineáris méretet a bolygó R_B sugara felülről korlátozza. Az Ekman-számot a turbulens viszkozitással képeztük, a Richardson-szám értéke a határrétegre vonatkozik. Laboratóriumi mérésekben az $f_0 = 2\Omega_B \sin\varphi_0$ Coriolis-paraméter szerepét a forgatási szögsebesség kétszerese, 2Ω veszi át, a Be paraméter pedig az aljzat γ meredekségével adható meg: $Be = \gamma L/H$.

14.4 Közelítések

KÖZELITÉS NEVE	FELTÉTELE	ELHANYAGOLT JELENSÉG
Összenyomhatatlan	Áramlás lassabb a hangnál: $U \ll c$	Hang, lökéshullám
Ideális	Viszkozitás kicsi: $Re \ll 1$	Közegellenállás, szélnyírás
Sekély	Vísszintes méret nagy: $H \ll L$	Mélyvizi hullámok, erős feláramlások
Merev lap	Felszíni mozgás gyenge a belső mogásokhoz képest	Felszíni hullámok, barotróp módusok
Geosztrofikus	Coriolis-erő és nyomás dominál: $Ro \to 0$	Időfüggő mozgások, hullámok
f_0-sík	A bolygó görbülete nem lényeges: $\beta = 0$	Rossby-hullám, peremáramlatok
β-sík	Kiterjedés kisebb a bolygó sugaránál, $\beta L \ll f_0$	Az egész bolygóra kiterjedő mozgások
Kvázigesztrofikus	Kis eltérés a geosztrofikustól $Ro \ll 1$	Gyors mozgások, Poincaré-, Kelvin-hullámok
Boussinesq	Kis sűrűségingadozás $\varrho'' \ll \varrho_0$	Nagy sűrűségváltozással járó folyamatok
Egyenletes rétegzettség	Állandó gradiens: $N =$ konstans	Belső hullám elhajlása, törése, visszaverődése
Kétrétegű	Sűrűség eltérő konstans a két rétegben	Felfelé haladó belső hullámok, magasabb módusok
Redukált sekély-folyadék modell	A vastag réteg nem mozog	Ellenáramok, baroklin instabilitás

14.3 táblázat: A használt közelítések áttekintő táblázata

14.5 Hullámtípusok

HOMOGÉN SEKÉLY NEM FORGATOTT	HOMOGÉN MÉLY	HOMOGÉN SEKÉLY FORGATOTT
gravitációs: $\omega_0 = \pm c_0 k$ $c_0 = \sqrt{gH}$		
		Poincaré: $\omega_0 = \pm\sqrt{f_0^2 + c_0^2 k^2}$
		perem mentén Kelvin: $\omega_0 = \pm c_0 k_x$
		Rossby (β-hatás): $\omega_0 = -\beta \frac{k_x}{k^2 + f_0^2/c_0^2}$
	tehetetlenségi: $\omega_0 = \pm f_0 \frac{k_z}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}$	

RÉTEGZETT MÉLY NEM FORGATOTT	RÉTEGZETT SEKÉLY NEM FORGATOTT	RÉTEGZETT SEKÉLY FORGATOTT
	belső normálmódus: $\omega_0 = \pm c_n k$ $c_n \approx \sqrt{g' H}$	
		belső Poincaré: $\omega_0 = \pm\sqrt{f_0^2 + c_n^2 k^2}$
		perem menti belső Kelvin: $\omega_0 = \pm c_n k_x$
		belső Rossby (β-hatás): $\omega_0 = -\beta \frac{k_x}{k^2 + {f_0}^2 / c_n^2}$
belső: $\omega_0 = \pm N \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}$		

14.4 táblázat: A környezeti áramlások legfontosabb lineáris hullámai és diszperziós relációik. k a vízszintes síkbeli hullámszám. A táblázat azonos szintjén levő hullámok hasonló jellegűek, noha fizikai eredetük nem feltétlenül azonos. c_n a belső hullámok n-edik normálmódusának terjedési sebessége. A Kelvin-, és Rossby-hullám esetén a kelet-nyugati (x) irányba haladó alakot, a tehetetlenségi és a belső hullám esetén az (x, z) síikban terjedő alakot adjuk meg. A Kelvin-hullám diszperziós relációjában a $+/-$ előjel az északi/déli féltekére vonatkozik, a többi kifejezés mindkét féltekén érvényes (s a $\pm$ előjel különböző irányba haladó hullámokat jelöl). Laboratóriumiban az f_0 Coriolis-paraméter szerepét a forgatási szögsebesség kétszerese, 2Ω veszi át, a β paraméter pedig az aljzat γ meredekségével helyettesítendő: $\beta \to 2\Omega\gamma/H$.

14.6 Jellegzetes távolságok

TÁVOLSÁGOK	TIPIKUS ÉRTÉKEK A FÖLDÖN (km)	
	LÉGKÖR	ÓCEÁN
Ekman-réteg vastagság $D = \pi\sqrt{\frac{2\nu}{\lvert f_0\rvert}} = H\pi\sqrt{2Ek}$	1	0,04
Rossby-sugár $R = \frac{\sqrt{gH}}{\lvert f_0\rvert} = L\,\frac{Ro}{Fr}$	3000	1000
Belső Rossby-sugár $R' = \frac{NH}{\lvert f_0\rvert} = \frac{\sqrt{g'H}}{\lvert f_0\rvert} = L\,\frac{Ro}{Fr'}$	1000	100
Rhines-hossz $L_R = \sqrt{\frac{u'}{\lvert\beta\rvert}}$	1000	100

14.5 táblázat: A környezeti áramlásokat jellemző legfontosabb távolság jellegű mennyiségek, melyek dimenziótlan számokkal kapcsolatosak. Az u' mennyiség a vízszintes síkbeli sebességfluktuációk jellegzetes értéke. Az Ekman-féle határréteg vastagságát a ν_{turb} turbulens viszkozitással képeztük. Laboratóriumiban az f_0 Coriolis-paraméter szerepét a forgatási szögsebesség kétszerese, 2Ω veszi át.

14.7 Irodalom

Általános hidrodinamika

L. D. Landau, E. M. Lifsic, *Hidrodinamika* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1980)

Budó Á., *Mechanika* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1965)

Nagy K., *Elméleti mechanika* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1985)

M. Van Dyke, *An Album of Fluid Motion* (The Parabolic Press, Stanford, 1982

D. J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics* (Clarendon Press, Oxford 1988)

T. E. Faber, *Fluid Dynamics For Physicists* (Cambridge U. Press, 1995)

T. Liggett, *Fluid Dynamics* (McGrew-Hill, New York, 1994)

B. K. Shivamoggi, *Theoretical Fluid Dynamics* (J. Wiley, New York, 1998)

M. J. Ablowitz and H. Segur, *Solitons and the Inverse Scattering Transform* (SIAM, Philadelphia, 1981)

Geofizikai folyadékdinamika

A. E. Gill, *Atmosphere-Ocean Dynamics*, (Academic Press, San Diego, 1982)

J. Pedlosky, *Geophysical Fluid Dynamics*, (Springer, New York, 1979)

M. Ghil, S. Childress, *Topics in Geophysical Fluid Dynamics* (Springer, New York, 1987)

R. Salmon, *Lectures on Geophysical Fluid Dynamics* (Oxford U. Press, 1998)

J. S. Turner, *Bouyancy Effects in Fluids* (Cambridge U. Press, 1973)

J. E. Simpson, *Gravity Currents* (Cambridge U. Press, 1997)

C. J. Nappo, *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves* (Academic Press, San Diego, 2002)

L. H. Kantha, C. A. Clayson, *Small Scale Processes in Geophysical Fluid Dynamics* (Academic Press, San Diego, 2000)

Dinamikus meteorológia

Götz G., Rákóczi F., *A dinamikus meteorológia alapjai* (Tankönyvkiadó, Budapest, 1981)

Czelnai R., Götz G., Iványi Zs., *Bevezetés a meteorológiába II, A mozgó légkör és óceán* (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest, 1996)

Rákóczi F., *Életterünk a légkör* (Mundus Kiadó, Budapest, 1998)

Bérczi Sz., Hargitai H., Illés E., Kereszturi Á., Opitz A., Sik A., Weidinger T.,*Bolygólégkörök atlasza* (Uniconstant, Budapest, 2002)

G. D. Roth, *Meteorológiáról mindenkinek* (Magyar Könyvklub, Budapest, 2000)

J. R. Holton, *An Introduction to Dynamic Meteorology* (Academic Press, San Diego, 1992)

M. L. Salby, *Fundamentals of Atmospheric Physics* (Academic Press, San Diego, 1996)

R. S. Scorer, *Environmental Aerodynamics* (E. Horwood Publishers, Westergate, 1978)

C. D. Ahrens, *Meteorology Today* (Brooks-Cole, Pacific Grove, 2000)

J. A. Day, V. J. Schaefer, *Clouds and Weather* (Houghton Mifflin Co., Boston, 1991)

Fizikai óceanográfia

Czelnai R., *A világóceán* (Vince Kiadó, Budapest, 1999)

G. L. Mellor, *Introduction to Physical Oceanography* (American Inst. of Physics Press, New York, 1996)

J. A. Knauss, *Introduction to Physical Oceanography* (Prentice Hall, New Jersey, 1997)

V. M. Kamenkovich, *Fundamentals of Ocean Dynamics* (Prentice Hall, New Jersey, 1977)

P. H. LeBlond, L. A. Mysak, *Waves in the Ocean* (Elsevier, Amsterdam, 1978)

A. C Duxbury, A. B Duxbury, *An Introduction to the World's Oceans* (W. C. Brown Publishers, Dubuque, 1997)

Geofizika

P. Melchior, *The Physics of the Earth's Core* (Pergamon Press, Oxford, 1986)

J. W. Chamberlain, *Theory of Planetary Atmospheres* (Academic Press, San Diego, 1978)

K. R. Lang, *Sun, Earth and Sky* (Springer, Berlin, 1997)

J. K. Beatty, C. C. Petersen, A. Chaikin, *The New Solar System* (Cambridge U. Press, 1999)

T. L. McKnight, D. Hess, *Physical Geography* (Prentice Hall, New Jersey, 2000)

Turbulencia

U. Frisch, *Turbulence, A tribute to A. N. Kolmogorov* (Cambridge U. Press, 1998)

M. Ghil, R. Benzi, and G. Parisi (eds.), *Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics* (North-Holland, Amsterdam, 1985)

P. Tabeling, *Two-dimensional turbulence: a physicist approach*, Phys. Rep. **362**, 1-62 (2002)