

# IDŐJÁRÁS

AZ ORSZÁGOS METEOROLÓGIAI SZOLGÁLAT FOLYÓIRATA

87. ÉVF. ★ 5. SZÁM ★ 1983. SZEPTEMBER—OKTÓBER

## TARTALOM

<i>Sharov, VI. — Spiridonov, V.:</i> Stacionárius horizontális légköri konvekció (angol nyelven) .....	245
<i>György István — Kapor József:</i> Mindenirányú antennára alapozott vevő rendszer (angol nyelven) .....	251
<i>Renoux, A.:</i> Aeroszolok fizikai jellemzői különböző szennyezettségű levegőben ....	262
<i>Koppány György:</i> Az időjárás 30-napos előrejelzése analógia-kereső eljárással .....	274
<i>Mészáros Ernő:</i> Az oxigén körforgalma a természetben .....	281
<i>Dévényi Dezső — Mersich Iván:</i> Véges differencia módszerek összehasonlítása egyszerű hidrodinamikai modell alkalmazásával ...	284
<i>Tóth György:</i> A turbulens diffúzió parametizálási lehetőségei .....	294
Irodalom .....	302
Krónika .....	303

## CONTENTS

<i>Sharov, VI. — Spiridonov, V.:</i> On the stationary horizontal-plane convection in the atmosphere (in English).....	245
<i>György, I. — Kapor, J.:</i> An omnidirectional antenna based APT receiving system (in English) .....	251
<i>Renoux, A.:</i> Physical characteristics of aerosols in the atmosphere with different level of pollution .....	262
<i>Koppány, Gy.:</i> 30-day weather-forecast by means of selecting analogues .....	274
<i>Mészáros, E.:</i> The cycle of oxygen in nature	281
<i>Dévényi, D. — Mersich, I.:</i> A comparative study of the finite-difference methods by using a simple hydrodynamical model ....	284
<i>Tóth, Gy.:</i> The parametrization of turbulent diffusion .....	294
Literature .....	302
Chronicle .....	303

JOURNAL OF THE HUNGARIAN METEOROLOGICAL SERVICE

VOL. 87. ★ NO.5. ★ SEPT.—OCT. 1983 ★ BUDAPEST

# IDŐJÁRÁS

**Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata**  
**Journal of the Hungarian Meteorological Service**

## SZERKESZTŐ BIZOTTSÁG – EDITORIAL BOARD

AMBRÓZY P. (Budapest)	MESINGER, F. (Beograd)
ANTAL E. (Budapest)	PÉCZELY GY. (Szeged)
BENGTSSON, L. (Reading)	RÁKÓCZI F. (Budapest)
BÖHME, W. (Potsdam)	RENOUX, A. (Paris-Créteil)
BUDYKO, M. I. (Leningrad)	ŠAMAJ, F. (Bratislava)
FISHER, B. (Leatherhead)	SPÁNKUCH, D. (Potsdam)
GEORGII, H. – W. (Frankfurt a. M.)	STELCZER K. (Budapest)
GÖTZ G. (Budapest)	SZEPESI D. (Budapest)
GULYÁS O. (Budapest)	TAYLOR F. W. (Oxford)
HAMAN K. (Warsawa)	TÁNCZER T. (Budapest)
HUSAR, R. (St. Louis, Missouri)	VARGA-HASZONITS Z. (Budapest)
LOGVINOV, K. (Kijev)	VITEK, V. (Praha)
MAJOR GY. (Budapest)	WHELPDALE, D. M. (Downsview, Ont.)
	WIRTH E. (Pécs)

Elnök – Chairman of the Editorial Board:

MÉSZÁROS E. (Budapest)

Szerkesztő – Editor:

LŐRINCZ ANNA (Budapest)

Szerkesztőség: Budapest, Postafiók 38. 1525

Előfizetés: 1 évre 228 Ft. Megrendelhető: Az Országos Meteorológiai Szolgálat Pénzügyi Osztályán  
Budapest, Kitaibel Pál utca 1. 1024. Levélcím: Budapest, Pf. 38. 1525. Megjelenik kéthavonként  
Egyes szám ára 38 Ft.

---

Editorial Office: H-1525 Budapest P. O. B. 38 — Hungary. This journal, published bimonthly  
can be purchased from the distributor: KULTURA, H-1389 Budapest P. O. B. 149 — Hungary

The actual subscription rate is determined by the distributor

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember–október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5. Sept.–Oct. 1983. Budapest*

## On the stationary horizontal-plane convection in the atmosphere

SHAROV, VL. and SPIRIDONOV, V. *Institute of Hydrology and Meteorology, Sofia,  
Bulgaria*

*Stacionárius horizontális légköri konvekció.* Szerzők a stacionárius horizontális síkú konvekció Coriolis erőterében történő keletkezésének kétdimenziós problémájával foglalkoznak. Levezetik az ilyen típusú konvekció kiváltásához szükséges feltételt. Ez hasonló a gravitációs mezőben fellépő konvekció keletkezési feltételéhez. A nagyléptékű, horizontális konvekció jelenségét a ciklonok és anticiklonok példáján illusztrálják.

✱

*On the stationary horizontal-plane convection in the atmosphere.* The paper treats the two-dimensional problem of the formation of the stationary horizontal-plane convection in the Coriolis force field. A necessary condition for the arising of this type of convection has been obtained. It is similar to the condition when the convection occurs in the gravity field. The cyclones and anticyclones are considered as examples of the large-scale horizontal-plane convection phenomena.

✱

*Introduction.* The horizontal convection can be considered as motions in a horizontal-plane to the Coriolis force playing the role of the gravity. Horizontal motions in the atmosphere, considered as an ideal fluid, are regarded as convection in the Coriolis, force field (Sharov, 1978). This leads to some limitations when studying the convective instability conditions and the stationary convection. To avoid that, similar studies have been provided here, taking into account the friction force.

### List of symbols

$x, y$	zonal and meridional cartesian coordinates
$u$	two-dimensional velocity vector
$u_1$	$x$ – component of velocity
$u_2$	$y$ – component of velocity
$(u \cdot \nabla)$	operator $u_1(\partial/\partial x) + u_2(\partial/\partial y)$
$\nabla$	Laplacian
$k$	unit vector in the vertical direction
$\nu$	kinematic viscosity
$\kappa$	thermal diffusivity
$l$	parameter of Coriolis
$R$	gas constant for dry air
$p$	air pressure
$T$	temperature (K)
$\rho$	air density

- $\Omega$  bounded two-dimensional domain  
 $\Gamma$  boundary of  $\Omega$   
 $L_2$  Lebesgue space of equivalence classes of measurable vector-valued functions and quadratically integrable  
 $\|\cdot\|_{L_2}$  norm in  $L_2$   $\|v\|_{L_2} = [\int_{\Omega} (\sum v_i^2) d\Omega]^{1/2}, v \in L_2$   
 $\tilde{L}_2$  Lebesgue space of scalar-valued functions  
 $\|\cdot\|_{\tilde{L}_2}$  norm in  $L_2$   $\|T\|_{\tilde{L}_2} = (\int_{\Omega} T^2 d\Omega)^{1/2}, T \in L_2$   
 $H$  space of vector-valued functions, differentiable to second degree, periodic or zero on  $\Gamma$ , holding  $\text{div } V = 0$   
 $\|\cdot\|_H$  norm in  $H$   $\|V\|_H = \int_{\Omega} \sum_{i,j=1}^2 \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right)^2 d\Omega, v \in H$   
 $\tilde{H}$  space of scalar-valued functions, differentiable to second degree, periodic or zero on  $\Gamma$   
 $\|\cdot\|_{\tilde{H}}$  norm in  $\tilde{H}$   $\|Q\|_{\tilde{H}} = \int_{\Omega} \sum_{i=1}^2 \left( \frac{\partial Q}{\partial x_i} \right)^2 d\Omega, Q \in \tilde{H}$   
 $R^*$  Rayleigh number

### 1. The governing equations

We shall consider the system

$$(u \cdot \nabla u) = -\frac{1}{\rho} \nabla p - lk \times u + \nu \Delta u, \quad (1a)$$

$$(u \cdot \nabla u) = \kappa \Delta T, \quad (1b)$$

$$\text{div } u = 0, \quad (1c)$$

$$p = \rho RT, \quad (1d)$$

Obviously, this system has the basic solution

$$\begin{aligned}
 \bar{u} &= (\bar{u}_0, 0), \\
 \bar{\rho} &= \rho_0, \\
 \bar{T} &= T_0 - \gamma y, \\
 \bar{p} &= p_0 - \alpha y,
 \end{aligned} \quad (2)$$

where  $\alpha = \bar{\rho} R \gamma$ ,  $\bar{u}_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$  and  $p_0$  are constants, and  $\bar{u}$  and  $\bar{p}$  are governed by

$$\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + lk \times \bar{u} = 0, \quad (3)$$

on the basis of (1d), (2) and (3) the following relationship between  $\gamma$ ,  $l$  and  $\bar{u}_0$  can be obtained:

$$\gamma = \frac{\bar{u}_0 l}{R}.$$

In this respect  $\gamma$  is an analogue of the autoconvective lapse rate  $\Gamma_A = g/R$ . The convection will be considered as a deviation from the basic solution. Following *Below* (1975) we assume that

$$\begin{aligned} u(x, y) &= \bar{u} + u'(x, y), \\ T(x, y) &= \bar{T} + T'(x, y), \\ \varrho(x, y) &= \bar{\varrho} + \varrho'(x, y), \\ p(x, y) &= \bar{p} + p'(x, y), \end{aligned} \quad (4)$$

where

$$\left| \frac{T'}{\bar{T}} \right| \ll 1; \quad \left| \frac{p'}{\bar{p}} \right| \ll \left| \frac{\varrho'}{\bar{\varrho}} \right| \ll 1. \quad (5)$$

Using (5), one finds

$$\frac{1}{\varrho} \nabla p = \frac{1}{\bar{\varrho} + \varrho'} \nabla(\bar{p} + p') \approx \frac{1}{\bar{\varrho}} \left( 1 - \frac{\varrho'}{\bar{\varrho}} \right) \nabla(\bar{p} + p'). \quad (6)$$

Setting (4) in (1a) and using (6) combined with (3) we get

$$(u' \cdot \nabla) u' + (\bar{u} \cdot \nabla) u' = -\frac{1}{\bar{\varrho}} \nabla p' - \frac{\varrho'}{\bar{\varrho}} lk \times \bar{u} - lk \times u' + \nu \Delta u'.$$

Now, setting (4) in (1d) and using (5) we conclude that

$$\varrho' / \bar{\varrho} \approx -T' / \bar{T}$$

and hence, we obtain

$$(u' \cdot \nabla) u' + (\bar{u} \cdot \nabla) u' = -\frac{1}{\bar{\varrho}} \nabla p' + \frac{T'}{\bar{T}} lk \times \bar{u} - lk \times u' + \nu \Delta u'.$$

We use (1b) combined with (4) to see

$$(u' \cdot \nabla) T' + (\bar{u} \cdot \nabla) T' = \kappa \Delta T' + \gamma u'_2$$

In this way we obtain the following system:

$$(u \cdot \nabla) u + (\bar{u} \cdot \nabla) u = -\frac{1}{\bar{\varrho}} \nabla p + \frac{T'}{\bar{T}} lk \times \bar{u} - lk \times u + \nu \Delta u, \quad (7a)$$

$$(u \cdot \nabla) T + (\bar{u} \cdot \nabla) T = \kappa \Delta T + \gamma u_2, \quad (7b)$$

where to simplify notation touches are dropped.

## 2. Arising of the cellular stationary horizontal-plane convection

The solution  $(u, T)$  of (7a) and (7b) will be sought in spaces  $H$  and  $\tilde{H}$ :  $u \in H, T \in \tilde{H}$ .

The main respect in which the set (7a), (7b) differs from the Boussinesq equations in the inclusion of the term depending on the Coriolis force instead of the gravity. Thus, this term governs a „horizontal-plane convection” as the force of Archimedes does in the set describing the convection in usual sense.

Obviously,  $(u, T)$  identically zero is a solution of (7). The presence of convection leads to a nonzero solution  $(u, T)$  of (7). That is why the kind of convection mentioned above can be considered as a postbifurcation stage.

In our case, the following relations hold:

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} (u \cdot \nabla) v \cdot v d\Omega &= 0 & \forall u, v \in H, \\
 \int_{\Omega} (u \cdot \nabla) T \cdot T d\Omega &= 0 & \forall u \in H, \forall T \in \tilde{H}, \\
 \int_{\Omega} v \cdot \nabla p d\Omega &= 0 & \forall v \in H, \\
 \int_{\Omega} (k \times v) \cdot v d\Omega &= 0 & \forall v \in H, \\
 \int_{\Omega} v \cdot \Delta v d\Omega &= -\|v\|_H^2 & \forall v \in H, \\
 \int_{\Omega} T \Delta T \cdot \Omega &= -\|T\|_{\tilde{H}}^2 & \forall T \in \tilde{H}.
 \end{aligned} \tag{8}$$

Multiplying (7a) and (7b) by  $u$  and  $T$ , respectively, integrating on  $\Omega$  and using (8), one finds:

$$\begin{aligned}
 \|u\|_H^2 &= l\bar{u}_0 \int_{\Omega} \frac{T u_2}{T} d\Omega \leq \frac{l\bar{u}_0}{T_0} \left| \int_{\Omega} T u_2 d\Omega \right|, \\
 \gamma \int_{\Omega} T u_2 d\Omega &= \varkappa \|T\|_{\tilde{H}}^2
 \end{aligned} \tag{9}$$

With Hölder's inequality we have

$$\begin{aligned}
 \left| \int_{\Omega} T u_2 d\Omega \right| &\leq \left( \int_{\Omega} T^2 d\Omega \right)^{1/2} \left( \int_{\Omega} u_2^2 d\Omega \right)^{1/2} \leq \\
 &\leq \|T\|_{\tilde{L}_2} \left[ \int_{\Omega} (u_1^2 + u_2^2) d\Omega \right] = \|T\|_{\tilde{L}_2} \cdot \|u\|_{L_2}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Using (9) combined with (10) and Sobolev's inequalities  $\|u\|_{L_2} \leq d \|u\|_H$ ,  $\|T\|_{\tilde{L}_2} \leq d \|T\|_{\tilde{H}}$ , see [2], one finds

$$\begin{aligned}
 \frac{l\bar{u}_0}{T_0 \nu} \|T\|_{\tilde{L}_2} \cdot \|u\|_{L_2} &\geq \frac{\|u\|_{L_2}^2}{d}, \\
 \frac{\gamma}{\varkappa} \|T\|_{\tilde{L}_2} \cdot \|u\|_{L_2} &\geq \frac{\|T\|_{\tilde{L}_2}^2}{d},
 \end{aligned}$$

where  $d$  is less than, or equal to, the width of the least belt embracing  $\Omega$ . Combining these we obtain

$$\left( \frac{\bar{u}_0 l \gamma d^4}{T_0 \nu \varkappa} - 1 \right) \|u\|_{L_2}^2 \leq 0. \tag{11}$$

The inequality (11) leads to  $\|u\|_{L_2} = 0$  if

$$R^* = \frac{\bar{u}_0 l \gamma d^4}{T_0 \nu \varkappa} \geq 1. \tag{12}$$

Thus the nondimensional parameter  $R^*$  defined here characterizes this kind of convection as the Rayleigh number governs the vertical convection.

Through (11) a necessary condition for arising of the horizontal-plane convection was established. Sufficient conditions can be found due to Rayleigh theory. Therefore, the linearized equations derived from (7) will be considered:

$$(\bar{u} \cdot \nabla)u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{T}{T} lk \times \bar{u} - lk \times u + \nu \Delta u,$$

$$(\bar{u} \cdot \nabla)T = \kappa \Delta T + \gamma u_2$$

Using streamfunction  $\varphi$  and excluding  $T$ , one obtains

$$\Delta^3 \varphi - R^* \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0. \quad (13)$$

We look for wavelike solutions in the form:

$$\varphi = A \cdot \sin(k_x x) \sin(k_y y), \quad (14)$$

where  $k_x = \pi/D_x d$ ,  $k_y = \pi/D_y d$ .

We are using  $D_x$  and  $D_y$  to denote the distances between the centres of twoneighbouring cells in direction  $x$  or  $y$ , respectively.

Setting (14) in (13) we get

$$R^* = \frac{(k_x^2 + k_y^2)^3}{k_x^2}. \quad (15)$$

Therefore, the cellular flow patterns are deformed holding (15). Denoting  $\xi = k_x/k_y$  and using the condition

$$\frac{dR^*}{d\xi} = 0,$$

one finds the minimum  $R^*_{\min}$  of  $R^*$ . In this way, we obtain the critical wave numbers and the critical parameter  $R^*_{\min}$ :

$$2k_{xc}^2 = k_{yc}^2, \quad 2R^*_{\min} = 27k_{xc}^2.$$

Expressing  $R^*$  through  $R^*_{\min}$  and using (12) we find

$$\bar{u}_0 \gamma = \frac{4}{27} \frac{(1 + \xi^2)^3}{\xi^2} - u_c \cdot \gamma_c$$

where  $u_c$  and  $\gamma_c$  are used to denote critical value of velocity and critical horizontal lapse rate respectively.

Now, we are able to calculate the ratio

$$\eta = \frac{\bar{u}_0 \gamma}{u_c \gamma_c}$$

corresponding to various cellular structures. Values of  $\eta$  depending on ratio  $D_y/D_x$  are given in *Table*:

$D_y/D_x$	1/4	1/3	1/2	1/2	1	2	3	4
$\eta$	2,84	1,83	1,16	1,00	1,18	4,62	16,46	45,49

The cyclones and anticyclones can be considered as examples of the large-scale cellular convection generated by the force of Coriolis. That is why their size, distribution and form are connected with parameters determining the horizontal-plane convection.

#### REFERENCES

- Belov, P. N., 1975: *Numerical methods of weather forecasting* (in Russian). Gidrometizdat, Leningrad.
- Sharov, V., 1978: On some characteristics of large scale quasistationary motions in the atmosphere (in Russian). *Bulgarian Geophys. J.* 4.
- 

*Hibaiigazgatás:* Az 1983/3. szám 155. o. alján Péczy György cikke II. táblázatának utolsó oszlopa fölé  $\Delta$  jel kerül, III. táblázatában az első kilenc sor mindegyike egy sorral feljebb való, az első oszlop közepén  $0-10^\circ$  törlendő, kétszer van kiszedve.

✱

Az 1983/4. számban a 191. oldalon, Ramana Rao et al, cikkében az 1. ábra aláírása helyesen: Rainfall, it's probability of occurrence and length of the growing season at Jodhpur

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember–október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5. Sept.–Oct. 1983. Budapest*

## An omnidirectional antenna based APT receiving system

GYÖRGY I., *Institut for Atmospheric Physics H—1675, Budapest P.O.B. 39 and*  
KAPOR J., *Mechlabor, Budapest, Keleti Posta, P.O.B. 103*

*Mindenirányú antennára alapozott vevőrendszer.* A quadrifilar antenna könnyű és kis méretű az azonos frekvencián működő más antennákhoz képest. A sugárzási tér az antenna felett széles szögben közösen polarizált és független a polárkoordinátáktól ( $\theta, \varphi$ ). A mindenirányú antenna jól alkalmazható műhold-föld összeköttetésekben. A poláris meteorológiai műholdak 137–138 MHz frekvenciatartományban sugárzott adásainak a vételére egy mindenirányú antennát fejlesztettünk ki a Központi Léggörfizikai Intézetben. Az antenna legnagyobb előnye, hogy nem igényel mozgatót. A tanulmány célja az antenna és a rá alapozott vevőrendszer ismertetése.

\*

*An omnidirectional antenna based APT receiving system.* The quadrifilar antenna is of light weight and small size compared with other types of antennas at the same frequency. The radiation field above the quadrifilar has circular polarization in a very wide angle, independent of the polar coordinates ( $\theta, \varphi$ ). This is why this antenna is very suitable for satellite earth links. Such an omnidirectional antenna has been developed at the Institute for Atmospheric Physics of the Hungarian Meteorological Service. The antenna is used for the reception of APT transmissions of polar orbiting meteorological satellites in the 137–138 MHz range. The greatest advantage of the antenna that it needs no tracking and control system.

\*

*Introduction.* Concerning data reception from polar orbiting meteorological satellites a most important question is the type of the antenna. A high-gain, directed antenna needs controlling and tracking. An omnidirectional antenna is of small gain but it is fixed. As it is well known polar orbiting meteorological satellites transmit APT transmission in the 137–138 MHz frequency range.

The most important parameters of this transmission are summarized in *Table I*. APT transmission have been received for 15 years at the Institute for Atmospheric Physics. The requirements of an antenna are determined on the one hand by the electrical parameters of the different transmissions, and by the application of the meteorological information given by the satellites on the other. The APT information is very important both for operative and research pur-

TABLE I

*The most important parameters of the Automatic Picture Transmissions*

Frequency		Transmit power	Polarization	Modulation
137.5 MHz	137.62 MHz	5W	RHC	FM

poses. The forecasting service requires image information about the whole of Europe, which means a 2500 km radius region Budapest. Taking into account the 850 km orbit height of NOAA satellites the APT receive region corresponds to an elevation of  $5^\circ$ . Because of high reliability, ease of use and low cost, in our case an omnidirectional antenna has been chosen. (Kilgus, 1974)

### 1. The quadrifilar antenna

The quadrifilar (Adams, 1974) is a special kind of helical antenna. This antenna does not operate on the principle of travelling waves, while a 6–8 thread helix. There are quadrifilar antennas of  $1/4$ ,  $1/2$ ,  $3/4$  and 1 thread, and the antenna elements are made of conductor filars  $1/4$ ,  $1/2$ ,  $3/4$  and 1 wave length long. The length of the antenna elements depends on the number of the threads or vice versa. Different radiation characteristics and antenna parameters belong to a given version of different thread-numbers and element lengths.

### 2. Calculation of the radiation field of the $(1/2, 1/2\lambda)$ quadrifilar

The  $(1/2, 1/2\lambda)$  quadrifilar has  $1/2$  wave long elements. The  $(1/2, 1/2\lambda)$  resonant quadrifilar is shaped from two orthogonal coaxial bifilar loops (Fig. 1.). (Kapor, 1982; Kilgus, 1968; Kilgus, 1970). Exciting the two bifilar loops in phase quadrature, the radiation field above the antenna is circularly polarized, and the radiation characteristics are cardioid. The antenna gain is about 2.5–3 dBI in the direction of maximal radiation. The resonant impedance of the antenna is about  $50\Omega$ .

The current distribution in the helical element can be approximated by the expression:

$$I = I_0 \cos(kR) \cos \alpha \quad (1)$$

At a particular  $P$  point in the remote field of the antenna (Fig. 2.):

$$E = -j\omega\mu A, \quad (2)$$

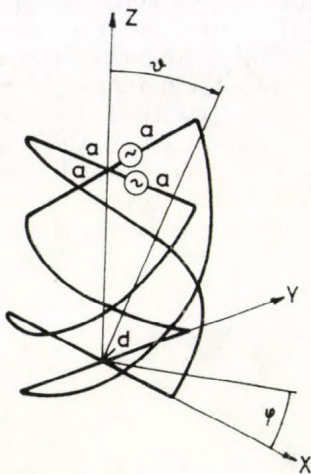


Fig. 1. The  $(1/2, 1/2\lambda)$  resonant quadrifilar as it is shaped from two orthogonal bifilar loops.

where

$E$ : field strength

$A$ : vector potential and

$$A = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{l=0}^{\lambda/2} \left[ I_0 \cos(kR) \cos \alpha e^{jkr'} \cos \psi dl \right] \quad (3)$$

From Fig. 2.:

$$dl = \frac{R dl}{\cos \beta}$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

$r'$ : radial vector between the origin and a general current element

$r$ : radial vector between the origin and a general P point

$\psi$ : angle between  $r$  and  $r'$

$R$ : radius of the hypothetical cylinder determined by two bifilar loops

$\beta$ : angle of the thread interval.

The vector potential can be determined one-by-one for the antenna elements composed of a helical and a radial component. The amplitude vector of the resultant radiation field produced by the antenna elements can be determined by the vectorial sum of the field components of the antenna elements, the current distribution of which is known. The resultant radiation field expressed in polar coordinates is:

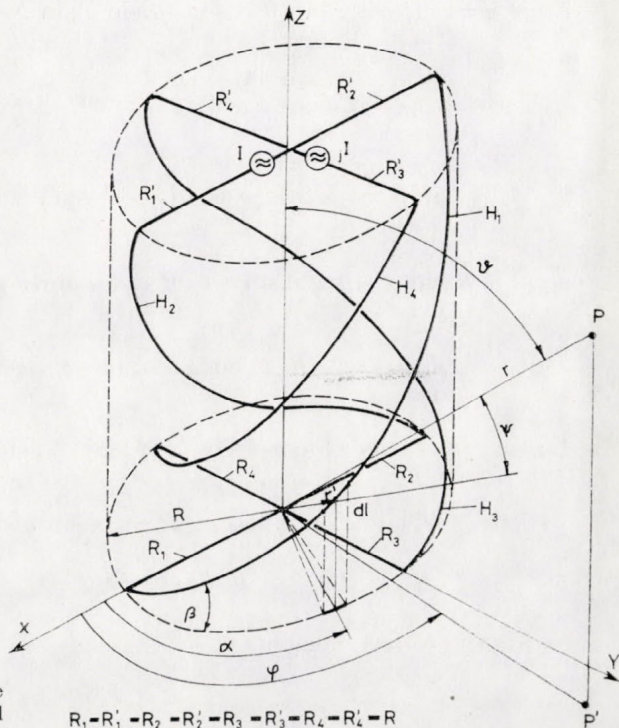


Fig. 2. Figure for calculation of the field strength and vector potential of the antenna.

$$E_{\varphi} = -j\omega\mu \sum_{n=1}^8 A_{\varphi} \quad (4)$$

$$E_{\vartheta} = -j\omega\mu \sum_{n=1}^8 A_{\vartheta}$$

The component of the vector potential (*Fig. 2.*) is:

– for the helical component:

$$A_{\varphi \text{ H1}} = K \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha \cos (\varphi - \alpha) e^{jkr' \cos \psi} d\alpha \quad (5)$$

$$A_{\vartheta \text{ H1}} = K \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha [\cos \vartheta \sin (\varphi - \alpha) - \sin \vartheta \operatorname{tg} \beta] e^{jkr' \cos \psi} d\alpha \quad (6)$$

$$r' \cos \varphi = R \cos \alpha \sin \vartheta \cos \varphi + R \sin \alpha \sin \vartheta \sin \varphi + \frac{L}{\pi} \cos \vartheta \quad (7)$$

$$A_{\varphi \text{ H2}} = K \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha \cos (\varphi - \alpha) e^{jkr' \cos \varphi} d\alpha \quad (8)$$

$$A_{\vartheta \text{ H2}} = \int_{\alpha=0}^{\pi} 0 \cos \alpha (\cos \vartheta \sin (\varphi - \alpha) - \sin \vartheta \operatorname{tg} \beta) e^{jkr' \cos \varphi} d\alpha \quad (9)$$

$$r' \cos \varphi = -R \cos \alpha \sin \vartheta \cos \varphi - R \sin \alpha \sin \vartheta \sin \varphi + \frac{L}{\pi} \alpha \cos \vartheta \quad (10)$$

$$A_{\varphi \text{ H3}} = jK \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha \sin (\varphi - \alpha) e^{jkr' \cos \alpha} d\alpha \quad (11)$$

$$A_{\vartheta \text{ H3}} = jK \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha [\cos \vartheta \cos (\varphi - \alpha) - \sin \vartheta \operatorname{tg} \beta] e^{jkr' \cos \psi} d\alpha \quad (12)$$

$$r' \cos \varphi = -R \sin \alpha \sin \vartheta \cos \varphi + R \cos \alpha \sin \vartheta \sin \varphi + \frac{L}{\pi} \alpha \cos \vartheta \quad (13)$$

$$A_{\varphi \text{ H4}} = jK \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha \sin (\varphi - \alpha) e^{jkr' \cos \psi} d\alpha \quad (14)$$

$$A_{\vartheta \text{ H4}} = jK \int_{\alpha=0}^{\pi} \cos \alpha \left[ \cos \vartheta \cos (\varphi - \alpha) - \sin \vartheta \operatorname{tg} \beta \right] e^{jkr' \cos \psi} d\alpha \quad (15)$$

$$r' \cos \psi = R \sin \alpha \sin \vartheta \cos \varphi - R \cos \alpha \sin \vartheta \sin \varphi + \frac{L}{\pi} \alpha \cos \vartheta \quad (16)$$

$$K = \frac{R I_0 \cos (kr)}{4\pi r} e^{-jkr} \quad (17)$$

– for the radial elements

$$A_{\varphi \text{ R1-2}} = -\frac{2 R I_0 e^{-jkr}}{4\pi r} \sin \varphi \quad (18)$$

$$A_{\theta R1-2} = \frac{2R I_0 e^{ikr}}{4\pi r} \cos \vartheta \cos \varphi \quad (19)$$

$$A_{\varphi R1'-2'} = j \frac{2R I_0 e^{-jkr}}{4\pi r} \sin \varphi e^{jkR \cos \vartheta} \quad (20)$$

$$A_{R1'-2'} = -j \frac{2R I_0 e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \vartheta \cos \varphi e^{jkL \cos \varphi \vartheta} \quad (21)$$

The radiation characteristics of the antenna can be determined by a simpler and more perspicuous method, with intuitive analysis (Kapor, 1981). The principle of the analysis is as follows. Since the current distribution of the two orthogonal bifilar loops is known, the quadrifilar can be simulated by a simple dipole and quad antenna of the same current distribution and radiation field (Fig. 3.). Corresponding to this model the  $E_{\varphi}$ ,  $E_{\theta}$  components in the remote field of a left hand circular bifilar loop can be expressed as:

$$E_{\theta} = -j \frac{I_0 2R}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \frac{k}{r} \sin \vartheta e^{j(\omega t - kr)} \quad (22)$$

$$E_{\varphi} = \frac{I_0 A_H}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \frac{k^2}{r} \sin \vartheta e^{j(\omega t - kr)} \quad (23)$$

where  $I_0$ : current of the bifilar loop  
 $2R$ : length of the equivalent dipole  
 $A_H$ : area of the equivalent quad

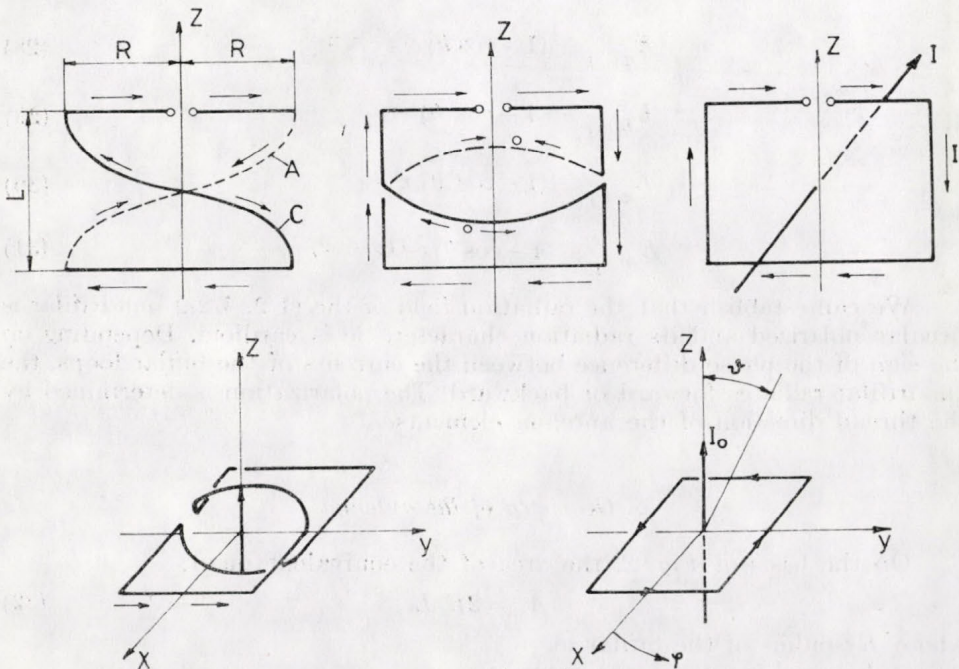


Fig. 3. The quadrifilar model: a dipole and quad antenna

$E_\delta$ : field component of the dipole  
 $E_\varphi$ : field component of the quad.

The field components ( $E_\varphi$ ,  $E_\delta$ ) are in phase quadrature for all  $\varphi$ ,  $\theta$  angles. If the equation

$$2R = k A_H$$

holds, the radiation field of the bifilar loop is circularly polarized and the radiation characteristic alternates as  $\sin \theta$ .

To determine the superposed radiation field of the two orthogonal ( $1/2$ ,  $1/2 \lambda$ ) bifilar loops, the field components of two dipoles and two quads are to be summed in the remote field. The calculations results in the following normalized field equations.

– for LHC quadrifilar

$$E_{\varphi+j} = (1 + \cos \theta) e^{-j\left(\varphi + \frac{\pi}{3}\right)} \quad (24)$$

$$E_{\theta+j} = (1 + \cos \theta) e^{-j\varphi} \quad (25)$$

$$E_{\varphi-j} = (1 - \cos \theta) e^{j\varphi} \quad (26)$$

$$E_{\theta-j} = (1 - \cos \theta) e^{j\varphi + \pi/2} \quad (27)$$

– for RHC quadrifilar

$$E_{\varphi-j} = (1 + \cos \theta) e^{j\varphi + \pi/2} \quad (28)$$

$$E_{\theta-j} = (1 + \cos \theta) e^{j\varphi} \quad (29)$$

$$E_{\varphi+j} = (1 - \cos \theta) e^{-j\varphi} \quad (30)$$

$$E_{\theta+j} = (1 - \cos \theta) e^{-j(\varphi + \pi/2)} \quad (31)$$

We can establish that the radiation field of the ( $1/2$ ,  $1/2\lambda$ ) quadrifilar is circular polarized and its radiation characteristic is cardioid. Depending on the sign of the phase difference between the currents of the bifilar loops, the quadrifilar radiates forward or backward. The polarization is determined by the thread direction of the antenna elements.

### 3. Geometry of the antenna

On the basis of *Fig. 2*, the area of the equivalent quad:

$$A_H = 2R L \quad (32)$$

where  $R$ : radius of the bifilar loop

$L$ : axial length of the antenna

The length of the helical parts of the bifilar loop:

$$I_H = \sqrt{(R\pi)^2 + L^2} \quad (33)$$

Since the circuit of the loop is  $\lambda$ , and

$$\sqrt{(R\pi)^2 + L^2} + 2R = \frac{\lambda}{2} \quad (34)$$

By equations (22) and (32)

$$KA_H = 2R = K 2RL \quad (35)$$

On the basis of the last equation:

$$KL = \frac{2\pi}{\lambda} L = 1$$

So solving equation (34)

$$R = 0.089 \quad \text{and} \quad L = 0.16$$

These geometrical parameters lead to optimal circular polarization characteristics. On the basis of computer processing of radiation characteristic calculated by vector potential, and on the basis of measurements we can determine that the coarse differences from the optical geometrical parameters cause the distortion of the directional characteristic and degeneration of the axial ratio.

#### 4. Radiation impedance and realization of phase quadrature

The radiation impedance of a  $(1/2, 1/2\lambda)$  quadrifilar equals the sum of the radiation impedances of the equivalent dipole  $R_{SD}$  and the quad  $R_{SQ}$ . By the well-known equations of dipole and quad:

$$R_{SD} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (36)$$

$$R_{SQ} = 320\pi^4 \left(\frac{A_H}{\lambda}\right)^2 \quad (37)$$

where  $l = 2R$  and  $A_H = 2RL$ . Applying earlier results of  $R$  and  $L$  to (36) and (37). the radiation impedance of the bifilar loop

$$R_{SB} = R_{SD} + R_{SQ} \approx 50 \Omega$$

The simplest way to excite the antenna in phase quadrature is to apply quadrature hybrid. A special method for the realization of the phase difference needed is the automatic setting of the phase quadrature. It means a small mistuning of the two orthogonal loops from resonance. In this case there is no need for an impedance network circuit. While tuning, the length of one of the bifilars is increased until its input impedance reaches the value

$$Z_L = R_{SB} + jR_{SB}$$

According to this, the length of the other bifilar is to be decreased to

$$Z_C = R_{SB} - jR_{SB}$$

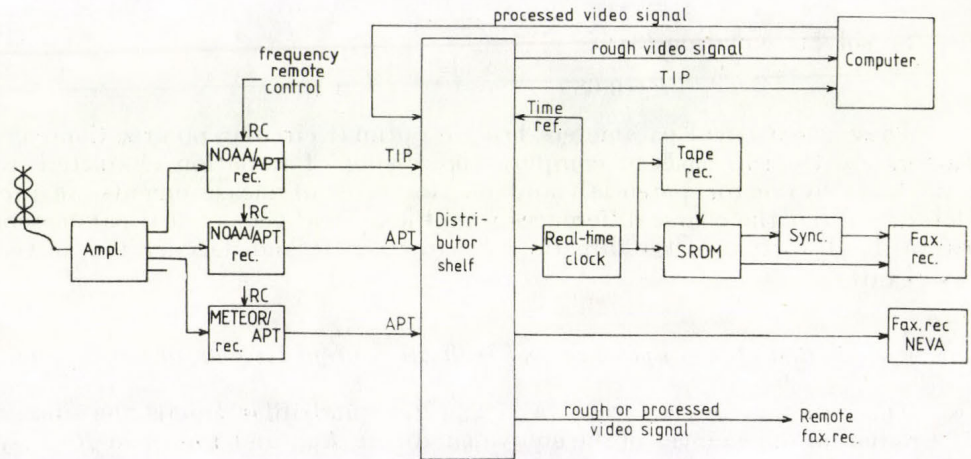
So one inductive and one capacitive loop is gained. The phase difference between their impedances is exactly  $90^\circ$ . The input impedance of the parallel bifilars is:

$$Z_A = \frac{Z_L Z_C}{Z_L + Z_C} = R_{SB} = 60 \Omega$$

(if  $d < 0.01$ , then  $Z \approx 45 \Omega$ )

### 5. The receiving system

The block diagram of the receiving system is shown in *Fig. 4*. The system consists of three parts, separable in space. Because of receiving technique



*Fig. 4.* Block diagram of the receiving system

reasons the antenna is 200 meters away from the operator room. There are receivers near the antenna. Through the antenna amplifiers a maximum of four receivers can be connected to the antenna. Because of its omnidirectional characteristic, the antenna is suitable for simultaneous reception, i.e. two satellites can be received at the same time. Two of the receivers are to receive APT transmissions of the NOAA series and one of them receives the transmissions of the Meteor series. Each receiver has two channels which are selectable from the operator room by remote control. The APT video signal and the TIP signal is input to the operator room via three pairs. A distributor shelf switches the incoming signal to different routes.

The first route is towards the Scannig Radiometer Data Manipulator (SRDM) type EMR 810. The SRDM selects infrared or visible information from the incoming video signal and connects it to the facsimile recorder. The functions of the SRDM are: simple processing of the image for earth-cloud enhancement, temperature enhancement, isotherm generation and 1:2 enlargement. The received signal is recorded on a tape recorder type Revox B77. A synchronizer circuit produces an 1200 Hz signal from the APT video signal to synchronize the facsimile recorder. The characteristics of the Meteor video signal is different from that of NOAA, so there is a special facsimile recorder for Meteor's video signal in the system.

The second route is to a CII 10010 computer placed in another building. There are three cables for data transmission between the operator room and the computer. One is for the TIP signal, an other for the APT signal from the operator room to the computer and a third for the return.

The third route is a rented line between the Institute for Atmospheric Physics and the Institute for Weather Forecasting. It is possible to interconnect the computer and this line to transmit not only raw but also processed signals. The computer transmits the processed APT image in WEFAX format, so the transmission time is about half long as that of APT.

For exact timing of the reception a stored-program controlled, programmable, real time clock is needed. By means of this clock the operator can set the start of the reception. The clock also produces a time reference for the com-

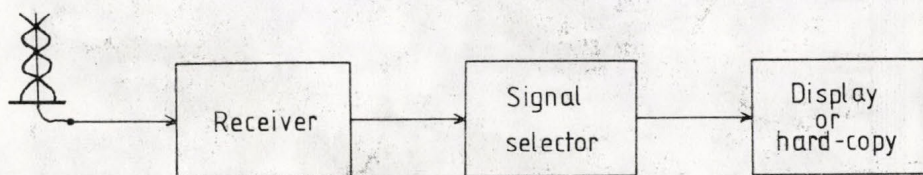


Fig. 5. Block diagram of the basic receiving system

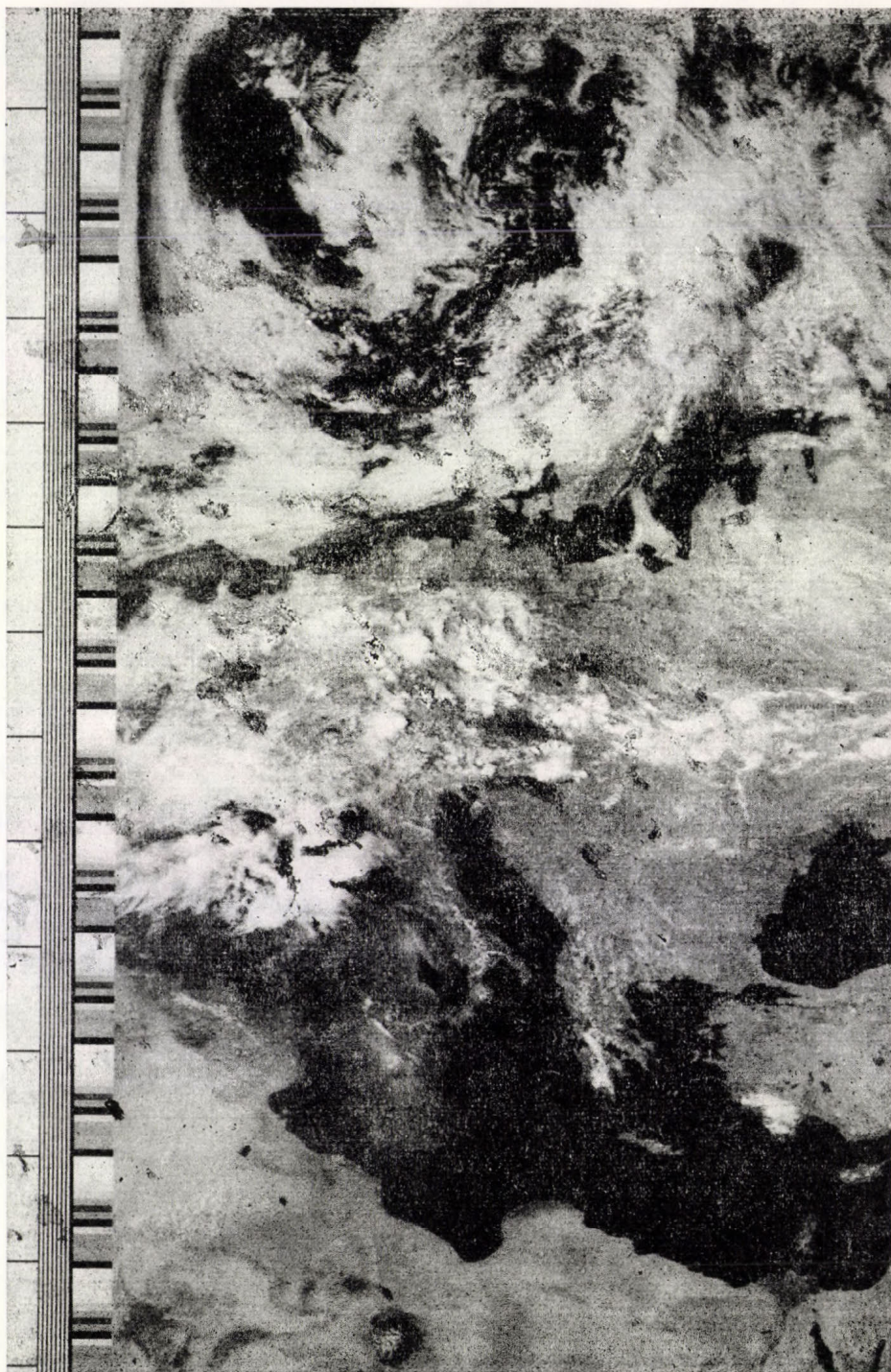
puter. The time reference essential for precise overlay of a geographical grid and the coast line of the image. The stored program control is used for timing of WEFAX reception.

The advantage of the system described is high reliability and easy usage. The reception needs no operator, one single person is able to operate the computer and receiving system. The receiving system of the Institute serves for operative and research purposes. A simple receiving system is shown in Fig. 5. This consists of an omnidirectional antenna, receiver, signal selector (microprocessor based) and display or hard copy unit. This basic system is installable on meteorological stations where satellite information is used, but it is difficult and expensive to send these data from a central receiver. The power consumption of the system is small so it can be used in mobile stations or in measuring cars as well.

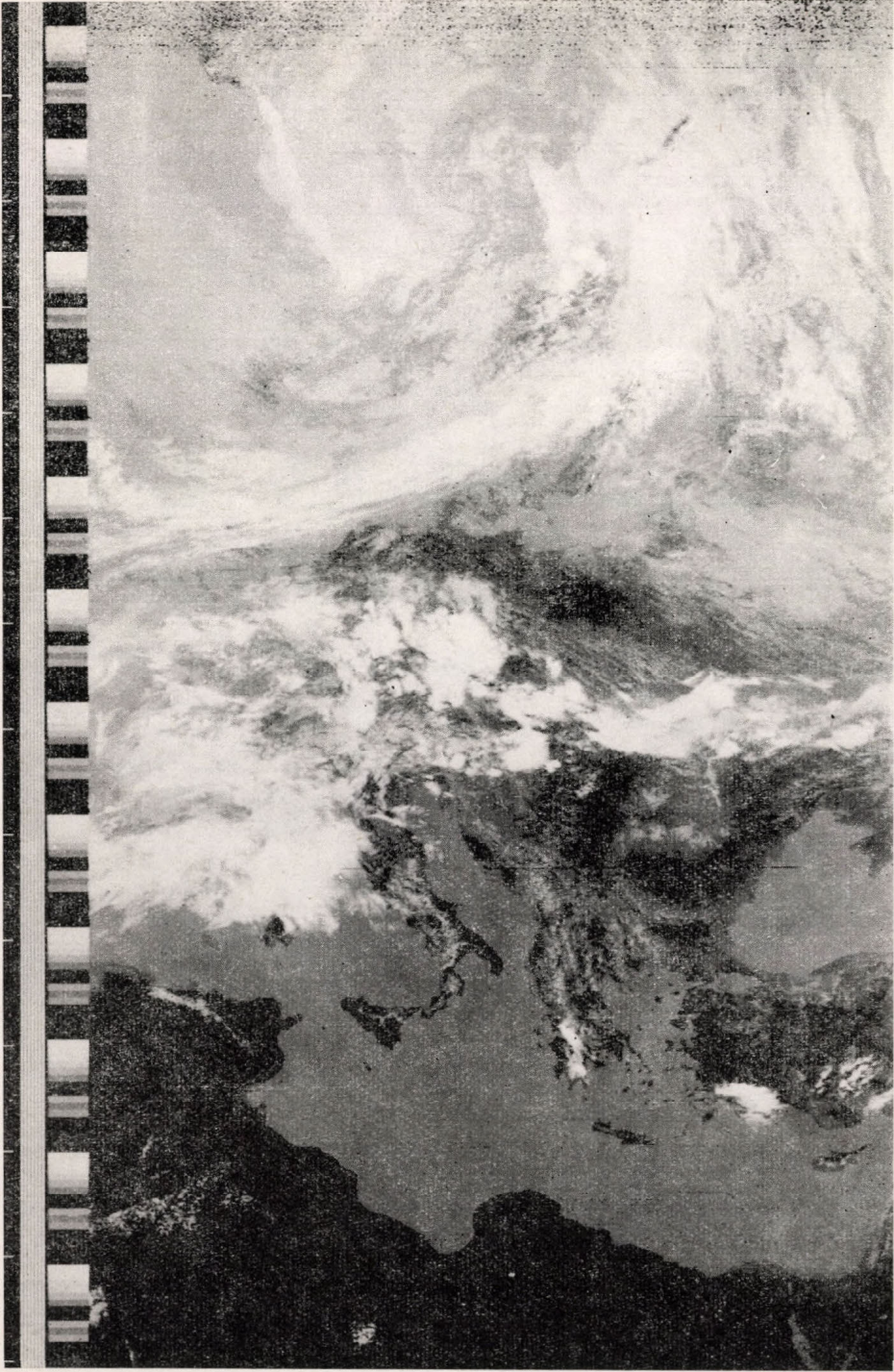
An image received by the described system is shown in Fig. 6. The quality of the image is very good in the desired region.

#### REFERENCES

- Adams, C., 1974: The Quadrifilar Helix Antenna. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* 173-178.  
Kapor, J., 1982: Rezonáns quadrifilar antenna. *Híradástechnika* 33, 63-69.  
Külgs, C., 1968: Resonant Quadrifilar Helix. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* 499.  
Külgs, C., 1970: Resonant Quadrifilar Helix Design. *Microwave Journal* 49.  
Külgs, C., 1974: Spacecraft and Ground Station Application of the Resonant Quadrifilar Helix. *Digest of the 1974. Int. IEEE/AP-S symp.* 75-77.



*Fig. 6/a-b.* NOAA-7 picture, 28. 06. 1983. p.m.



*Fig. 6/b*

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember—október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5 Sept.—Oct., 1983 Budapest*

## Aeroszolkok fizikai jellemzői különböző szennyezettségű levegőben\*

RENOUX, A. *Laboratoire de Physique des Aérosols et de Transfert des Contaminations. Université Paris Val-de-Marne (Paris XII). Faculté des Sciences, 94000 Créteil, France*

*Physical characteristics of aerosols in the atmosphere with different level of pollution.* A review is given about the results of aerosol research carried out by the team of the Laboratory on Aerosol Physics and Atmospheric Radioactivity, University of Brest, France, under the leadership of the author. First, the results on marine aerosols are summarized including the modification of the particle characteristics as a function of the pollution level. Further, the radioactive properties of the particles are discussed, especially the size distribution of the radon and its decay products. Finally, the results of observations concerning the electrical properties of the particles in marine air are presented. The electrical parameters are compared with the concentration of radon and condensation nuclei.

✱

*Aeroszolkok fizikai jellemzői különböző szennyezettségű levegőben.* A tanulmány összefoglalja a Brest-i Tudományegyetem Aeroszolfizikai és Légköri Radioaktivitási Laboratóriumának kutatói által végzett munkákat, amelyeket a szerző irányításával végeztek. Először rövid áttekintést kaphatunk a tengeri aeroszol részecskékre vonatkozó kutatásokról, beleértve a különböző szintű légszennyeződés módosító hatásait. Ezután megismerkedhetünk az aeroszol radioaktív tulajdonságaival, különös tekintettel a radon és bomlás-termékei nagyság szerinti eloszlására. A tanulmányt a tengeri levegőben lévő részecskék elektromos tulajdonságainak leírása zárja. Ebben a részben a szerző a különböző elektromos paramétereket a radon és a kondenzációs magvak koncentrációjával hasonlítja össze.

✱

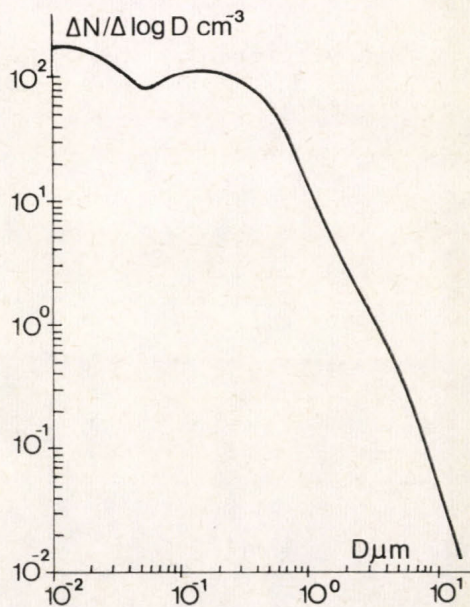
*Bevezetés.* Előadásomban rövid áttekintést kívánok adni volt munkahelyemen, a Brest-i Tudományegyetem általam vezetett Aeroszolfizikai Laboratóriumában a légköri aeroszol kutatása terén elért eredményekről. Megemlítem, hogy munkánk szoros kapcsolatban volt és van a *Commissariat à l'Énergie Atomique* Légkörfizikai Laboratóriumában Dr. G. Madelaine irányítása mellett végzett kutatásokkal.

Franciaországban az aeroszolfizikai kutatások a tudomány és a mindennapi élet egyre több területén válnak jelentőssé. Így nemcsak a meteorológiában (pl. a légkör sugárzási mérlege), hanem az iparban is mindinkább nyilvánvalóvá válik az aeroszol-kutatás fontossága (pl. szűrés, ipari szennyezés, elektronika, a párizsi metró levegőjének minősége, atomerőművek stb.). Mivel az aeroszol részecskék az általunk belélegzett levegőnek fontos összetevői, tulajdonságaik mind alaposabb ismerete az egészségügy szempontjából is elengedhetetlen. Előadásomban megkíséreltem a légköri aeroszol általunk feltárt néhány fontos tulajdonságának bemutatását.

\* A szerzőnek az MMT tiszteletbeli tagjává választása alkalmából, 1981. november 24-én elhangzott székfoglaló előadása.

### 1. A tengeri aeroszol

Az I. táblázatból láthatjuk, hogy a szennyezőforrásoktól távoli helyekre jellemző háttér aeroszol szempontjából az óceánok felszíne igen jelentős részecskeforrásként szerepel. Így a tengeri aeroszol kutatása a légkörfizika és levegőkémia fontos feladata. Erre utal pl. az Európai Gazdasági Közösség 1981-ben rendezett konferenciájának anyaga is (CO<sub>ST</sub>, 1981).



1. ábra. A légköri aeroszol részecskék átlagos nagyság szerinti eloszlása az Észak-Atlanti óceán fölött

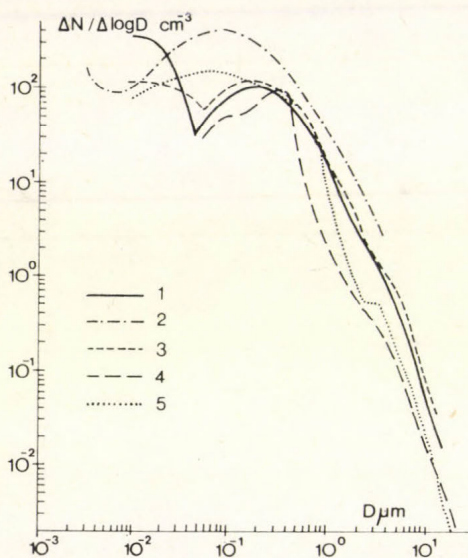
#### 1. TÁBLÁZAT

A légkörbe bocsátott vagy a légkörben keletkező 20 μm-nél kisebb sugarú aeroszol részecskék képződési sebessége. A csillaggal jelzett rovatokban levő adatok közvetett, ismeretlen mennyiségű antropogén hatásokat is tartalmaznak

<i>Természetes</i>	10 <sup>6</sup> tonna/év
Talaj és sziklák mállása *	100 – 500
Erdőtüzek *	3 – 150
Tengeri só	(300)
Vulkánkitörések	25 – 150
Nyomgázokból képződő részecskék:	
H <sub>2</sub> S-ből keletkező szulfát	130 – 200
NH <sub>3</sub> -ből keletkező ammónium	80 – 270
NO <sub>x</sub> -ből keletkező nitrát	60 – 430
Növényből származó szénhidrogének	75 – 200
Összesen	773 – 2200
<i>Antropogén</i>	
Közvetlen emisszió	10 – 90
Nyomgázokból képződő részecskék:	
SO <sub>2</sub> -ből keletkező szulfát	130 – 200
NO <sub>x</sub> -ből keletkező nitrát	30 – 35
Szénhidrogének	15 – 90
Összesen	185 – 415
Természetes + antropogén összesen	958 – 2615

1.1 A tengeri aeroszol nagyság szerinti eloszlása. A tengeri aeroszol nagyság szerinti eloszlását viszonylag egyszerű berendezés segítségével tanulmányoztuk, amely lényegében Andersen-típusú kaszkád impaktorból és Nuclepore szűrőből állt. A kapott minták kiértékelését optikai mikroszkóppal ( $D > 1 \mu\text{m}$ ) és elektron mikroszkóppal ( $D \leq 1 \mu\text{m}$ ) végeztük (Butor, 1980; Tymen, 1979).

Az 1. ábra az Észak-Atlanti óceánra vonatkozó átlagos  $dN/d\log D = f(D)$



2. ábra. Az aeroszol részecskék nagyság szerinti eloszlása különböző óceáni mérő-expedíciók eredményei alapján. *Jelmagyarázat*: 1. Romancap (1977. jún.); 2. Esnao/Jaenicke (1973. nov.); 3. Thermocline (1977. szept.); 4. Ssao (Mészáros Á. és Vissy K., 1971. nov.)

nagyság szerinti eloszlást mutatja. A méréseket részben Brestben, részben oceanográfiai kutatóhajókon végeztük a MIDLANTE 1974, ROMANCAP 1977, THERMOCLINE 1977 expedíciók során (Tymen et al., 1975; Butor et al., 1978; Butor, 1981). A 2. ábra különböző szerzők eredményeit mutatja. A görbék meglehetősen eltérők, melyért feltehetően az eltérő mérési módszerek és mérési helyek a felelősek. Az amplitúdók azonban azonosak.

A klasszikus statisztika módszereit alkalmazva kísérleti eredményeinkre kimutattuk, hogy a tengeri aeroszolt három lognormál eloszlás alkotja, melyeket a Whitby (1973) által bevezetett definícióknak megfelelően a következőképpen jelölünk: 1. nukleációs módus, 2. akkumulációs módus, 3. durva részecskék módusa (Butor, 1980; Renoux és Madelaine, 1980). A II. táblázat a különböző módusok jellemzőit mutatja be (Butor, 1981). DGN, DGS és DGV az  $N$  szám szerinti,  $S$  felületi és  $V$  térfogati eloszlás módusának geometriai közepes átmérőjét jelöli,  $\sigma_g$  a megfelelő szórás értéke.

II. TÁBLÁZAT

Nukleációs módus	Akkumulációs módus	Durva módus
DGN $10^{-2} \mu\text{m}$	DGS = $0,64 \mu\text{m}$ $\sigma_g S = 1,6$	DGV = $5,4 \mu\text{m}$ $\sigma_g V = 1,7$

A különböző expedíciók során nyert aeroszol mintákban  $0,1 \leq D \leq 2 \mu\text{m}$  nagyságtartományban morfológiai azonosítás segítségével meghatároztuk a tengeri aeroszol legfontosabb kémiai összetevőit. A különböző kémiai összetételű részecskék relatív gyakoriságát és közepes átmérőjét találjuk a *III. táblázatban*. Látható, hogy ebben a nagyságtartományban a részecskék túlnyomó többségét ammónium-szulfát alkotja.

III. TÁBLÁZAT

	$(\text{NH}_4)_2 \text{SO}_4$	NaCl	Vegyes részecskék	Szennyezők
MIDLANTE 1974	86,1% D=0,6 $\mu\text{m}$	4,1%	9,7% D=0,8 $\mu\text{m}$	0
ROMANCAP 1977	85% D=0,6 $\mu\text{m}$	1,5%	13,5% D=0,8 $\mu\text{m}$	0
THERMOCLINE	64,5% D=0,4 $\mu\text{m}$	5,5%	30% D=0,8 $\mu\text{m}$	0
BREST	60–86% D=0,6 $\mu\text{m}$	0–5%	1–16% D=0,8 $\mu\text{m}$	2–34% D=0,5 $\mu\text{m}$
ACORES	70%	20%	7%	0
Átlagos tiszta tengeri aeroszol	78,5% D=0,53 $\mu\text{m}$	3,7%	17,7% D=0,8 $\mu\text{m}$	0

Megemlítem végül, hogy a 0,2  $\mu\text{m}$ -nél nagyobb részecskék nagyság szerinti eloszlása az esetek jelentős részében jól megközelíthető a Junge-féle eloszlási függvényvel, mely szerint

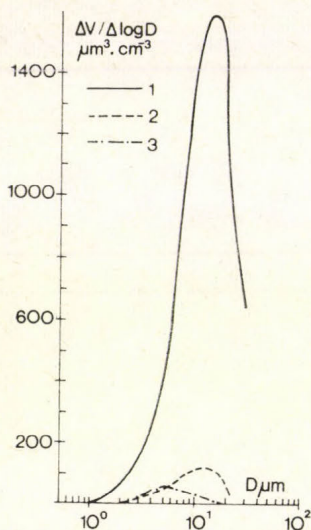
$$\frac{dN}{d \log D} = C \cdot D^{-B},$$

ahol  $C$  konstans.  $B$ -t hosszú időn át szintén konstansnak tekintették, újabb kutatások azonban kimutatták, hogy értéke a meteorológiai feltételek, valamint a részecskénagyság függvényében változik, amint az a *IV. táblázatból* is látható (Tymen, 1979; Mészáros és Renoux, 1978).

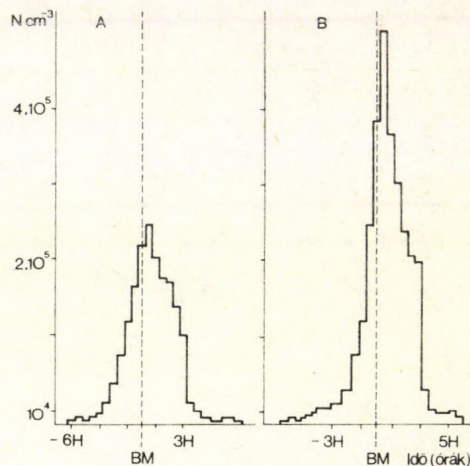
IV. TÁBLÁZAT

BREST (Tengeri hatás)	0,6 $\mu\text{m} < D < 40 \mu\text{m}$ B=2,8	D > 40 $\mu\text{m}$ B=5,2
KERDALAES	D > 1 $\mu\text{m}$ B=2,8	
MIDLANTE	D > 2 $\mu\text{m}$ B=3,1	
ROMAN CAP	0,15 $\mu\text{m} < D < 15 \mu\text{m}$ B=2,5	
THERMOCLINE	0,15 $\mu\text{m} < D < 15 \mu\text{m}$ B=2,5	

1.2. *A tengeri aeroszol módosulása erős szennyező hatás következtében.* Mint emlékeztetés, 1978. március 18-án az Amoco Cadiz tartályhajó Bretagne északi partjainál zátonyra futott, aminek következtében a több, mint 200 000 tonna kiömlő kőolaj több kilométer széles parti sávban feketére változtatta a tengert. Az eseményt követően az Egészség- és Családügyi Minisztérium anyagi



3. ábra. Az aeroszol részecskék térfogatának nagyság szerinti eloszlása a Cadiz tartályhajó zátonyra futása után (1. Porsall, 1978. április), illetve néhány hónap múlva (2. Porsall, 1978. június). Az ábrán a tiszta tengeri levegőre vonatkozó eloszlást is feltüntettük (3. Thermocline, 1977.)

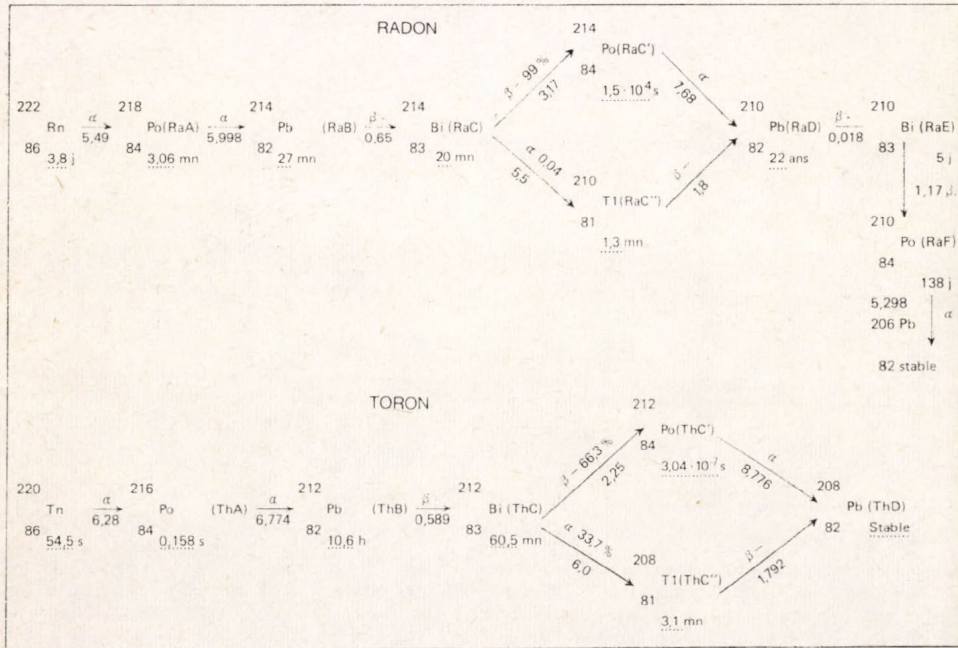


4. ábra. Az aeroszol részecskék számának időbeli változása a tengerparton két apályos időszak alatt. A „BM” betűk a maximális apály időpontját jelzik

támogatásával aeroszol mintákat gyűjtöttünk kb. 500 méterre a zátonyra futott hajótól. A kapott közepes nagyság szerinti eloszlási görbéket a 3. ábra mutatja be. A „Thermocline 1977” görbe vonatkoztatási alapul szolgál (Renoux et al. 1981a). Eredményeink szerint a tengerbe került nagymennyiségű szennyezőanyag következtében a légköri aeroszol tömege is mintegy húszszoros emelkedést mutatott, ugyanakkor a nagyságspektrum is jelentősen módosult, mivel az akkumulációs módus és a durva részecskék módusa nem volt elkülöníthető. Hosszú időn keresztül végzett méréseink azt mutatták, hogy a tenger olajszennyeződésének hatása körülbelül három hónapon keresztül megmarad a légkörben.

1.3. *Intenzív fotokémiai aeroszolképződés a tengerparton.* Egy igen szembe-tűnő részecskéképződési folyamatot – amelyet már Aitken (1923) is megfigyelt sok évvel ezelőtt – tanulmányozott Paugam (1979) Bretagne északi részén, a dűnékkel határolt tengerparti területen. A részecskékonzentráció mérésére kondenzációs-mag számlálót használt. Mérései során igen jelentős fotokémiai részecskéképződést tapasztalt a nappali apály idején. A részecskékonzentráció változását a 4. ábra mutatja be, amelyen az időtengely kezdőpontjául az apály időpontját választottuk. Látható, hogy a részecskéképződési folyamat kb. három órával az apály előtt kezdődik el és kb. hat órán keresztül tart. Az apály idején mért koncentrációk rendkívül magasak, egyes esetekben  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ -t meghaladó érték is kimutatható volt, míg átlagos körülmények között Brest

környékén a maximális koncentráció nem haladja meg a  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  értéket. Kimutattuk hogy a fenti jelenséget organikus gázok (dimetil-szulfid, terpének) gyors fotooxidációja okozza, amelyeket az apály folyamán száradó élő algák bocsátanak ki. A keletkező részecskék közepes átmérője  $25 \text{ \AA}$  nagyságrendű (Renoux et al., 1981e). Ezt az eredményt Perrin (1981) mérései is megerősítik.



5. ábra. A radioaktív radon és toron bomlási sorozata

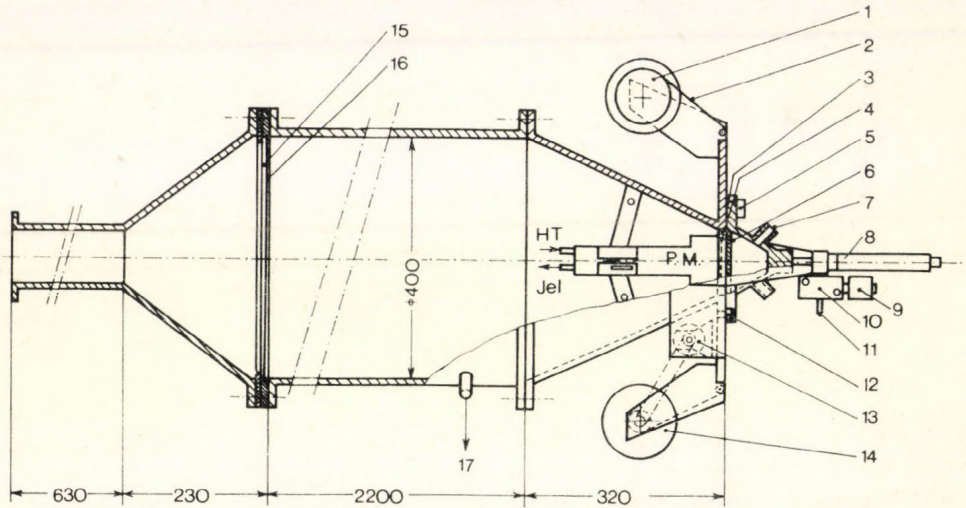
## 2. Légtörri radioaktivitás

2.1. *A légtörri radioaktivitás eredete.* Az alsó légtörben található radioaktív részecskék a radon és toron gáz származékainak az aeroszol részecskéken való megkötődése útján keletkeznek (Renoux, 1966; Renoux et al., 1981b). Az 5. ábra a radon és a toron bomlási láncát mutatja be.

2.2. *A légtör radon tartalmának közvetlen folytonos mérése.* A „kettős szűrő” módszerből kiindulva Tymen (lásd: Fontan, 1964), olyan berendezést hozott létre, amellyel lehetővé vált a légtörri radon koncentrációjának folyamatos, közvetlen mérése. A 6. ábra sematikusan mutatja be a berendezést, mely egy 270 l térfogatú bomlási kamra, aminek be- és kimeneteli nyílásánál egy-egy abszolút szűrő helyezkedik el. A levegőt 250 l/óra sebességgel áramoltatjuk a kamrán keresztül. Az első szűrő kiszűri a részecskéket a levegőből és csak a radont engedi át, amely a kamrán való áthaladás során bomlik, s a keletkező szilárd bomlástermékeket a második szűrő fogja fel. Ennek aktivitását az 5 mm távolságra elhelyezett szcintillációs fotomultiplikátor ( $\text{ZnS}$ ) méri.

A 7. ábra a napi közepes radon koncentrációt mutatja Brestben, a szélirány függvényében (N, NW, NE: kontinentális hatás; W, SW, W: tengeri

hatás, *Renoux et al.*, 1980b). Brestben a közepes radon koncentráció 0,35 pCi/liter. Ez az érték számottevően magasabb az általában megfigyelhetőnél (*Israelson*, 1973), a város környezetében lévő nagykiterjedésű gránitfelszín hatására. A koncentráció értéke 0,003 pCi/liter és 3,5 pCi/liter között változik (a legmagasabb és legalacsonyabb értékek között  $10^3$  nagyságrendes eltérés van)!



6. ábra A légköri radon automatikus mérésére szolgáló berendezés sémája. *Jelmagyarázat:* 1. Szűrőforgató henger; 2. Szűrő szalag; 3. Szcintillátor; 4. Rács; 5. Perforátor; 6. Szűrőtartó; 7. Kimenet az áramlasmérőhöz és a szivattyúhoz; 8. Pneumatikus emelő; 9. Elektro-mechanikus vezérlés; 10. Elosztó; 11. Sűrített levegő bemenet; 12. Opto-elektronikus berendezés; 13. A szűrő továbbítására szolgáló mikromotor; 14. Fogadó orsó; 15. Zsugorított bronz; 16. Bemeneti szűrő (<math><400</math>); 17. Kimenet a számlálókhöz

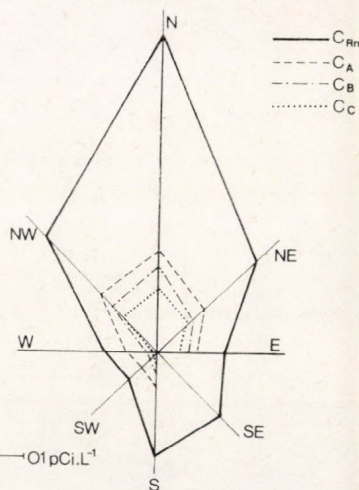
2.3. *A radon és bomlástermékei közötti radioaktív egyensúly hiányának kutatása.* Egyidejűleg mérve a radon koncentrációját, valamint egy aeroszol részecskéket tartalmazó szűrő radioaktivitásának csökkenését, a *Raabe és Wren* (1969) által kidolgozott számítási módszer felhasználásával meghatározhatjuk a radon és származékai ( $RaA$ ,  $RaB$ ,  $RaC$ ) egyidejű koncentrációját a légkörben. Az  $F_A(RaA)$ ,  $F_B(RaB)$ ,  $F_C(RaC)$  egyensúlyi frakciókat a következőképpen definiáljuk:

$$F_A = \frac{C_A}{C_{Rn}}; \quad F_B = \frac{C_B}{C_{Rn}}; \quad F_C = \frac{C_C}{C_{Rn}}$$

$C_A$ ,  $C_B$ ,  $C_C$  és  $C_{Rn}$ nel jelölve a  $RaA$ ,  $RaB$ ,  $RaC$  és  $Rn$  koncentrációját. A radioaktív egyensúlyt értelemszerűen az  $F=1$  összefüggés jelenti.

Az *V. táblázat* az  $F$  értékére Brestben kapott eredményeket tartalmazza a szélirány függvényében (*Le Gac*, 1980). Látható, hogy Brestben a radon és származékai közötti radioaktív egyensúly nem valósul meg, annak ellenére, hogy  $RaA$  esetére általában az ellenkezőt állítják. Az *V. táblázatban* bemutatott eredményeket a gránitfelszín közelsége magyarázza, amelynek következtében folyamatos a radon kibocsátása.

2.4. A radioaktív aeroszol töltése. Tymen a pozitív és negatív elektromos töltésű radioaktív ionok tanulmányozására az általam 1960-ban kidolgozott módszer (Renoux, 1966) felhasználásával Zeleny-csővet alkalmazott, amelynek segítségével meghatározta a  $N^-/N^+$  arányt ( $N^-$ -szal jelölve a negatív-, és  $N^+$ -szal a pozitív radioaktív nagyionok koncentrációját). A VI. táblázat Brest és Párizs



7. ábra. A radon ( $C_{Rn}$ ) koncentrációjának függése a széliránytól Brestben.  $C_A$ ,  $C_B$ ,  $C_C$  rendre a radon A, radon B és radon C koncentrációját jelenti

levegőjében lévő  $N^-/N^+$  arányt mutatja be a radon és toron származékokra vonatkozóan. Látható, hogy ez az arány magasabb Brestben, mint Párizsban, ami jó egyezésben van a radioaktív ionok képződési elméletével és azt mutatja,

V. TÁBLÁZAT

Szélirány	$C_{Rn}$	$C_A$	$C_B$	$C_C$	$F_A$	$F_B$	$F_C$
N	0,65	0,197	0,176	0,119	0,30	0,27	0,18
NW	0,330	0,165	0,135	0,094	0,50	0,49	0,28
W	0,11	0,066	0,029	0,021	0,58	0,26	0,19
SW	0,075	0,045	0,029	0,028	0,60	0,39	0,37
S	0,23	0,072	0,070	0,064	0,31	0,30	0,28
SE*	—	—	—	—	—	—	—
E	0,13	0,083	0,064	0,048	0,64	0,49	0,37
NE	0,26	0,134	0,102	0,083	0,52	0,39	0,32
Átlag	0,34	0,17	0,11	0,090	0,5	0,38	0,29

Közepes  
hiba

RaA: 37%

RaB: 7,2%

RaC: 14,9%

\* SE irányban nagyon kevés mérés volt.

VI. TÁBLÁZAT

	BREST	PÁRIZS
$N^-/N^+$ (Radon)	0,45	0,28
$N^-/N^+$ (Toron)	0,65	0,55

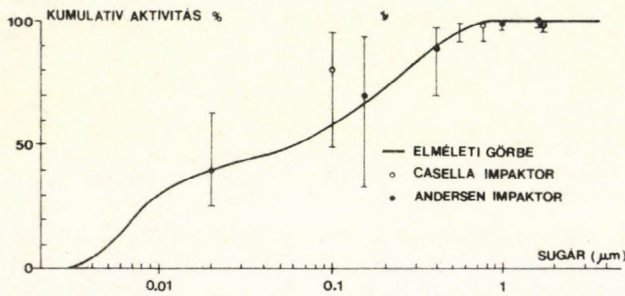
hogy a  $N^-/N^+$  arány a  $Q/N^2$  arány függvénye (Bricard et al. 1965). (Az ionizáció  $Q$  intenzitása nagyobb Brestben, mint Párizsban, míg az  $N$  részecskekoncentráció Párizs levegőjében magasabb).

A VII. táblázat a szélirány függvényében mutatja be az  $N^-/N^+$  értékeket Brestben.

VII. TÁBLÁZAT

Szélirány	N	NW	W	SW	S	SE	NE
$N^-/N^+$	0,69	0,63	0,68	0,60	0,17	0,37	0,38

2.5. A légköri radioaktivitás nagyság szerinti eloszlása (radon származékok). Bricard (1977) elméletéből kiindulva és felhasználva Butor (1981) eredményeit Tymen (1978) kiszámította a légköri  $\alpha$  radioaktivitás elméleti nagyság spek-



8. ábra. A radioaktív aeroszol részecskék elméleti és mért nagyság szerinti eloszlása

trumát. Ezt az elméleti görbét összevetette mérési eredményekkel, amelyeket abszolút szűrők, ionsövek, diffúziós csövek és kaszkád impaktor felhasználásával nyert. Mint a 8. ábra mutatja, az elmélet és a mérés közötti egyezés jó (a függőleges egyenesek az egyes mérési pontokat és hibájukat mutatják). Látható, hogy a természetes radioaktivitás 40%-a a  $2 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$ -nél kisebb sugarú részecskéken van. Hasonló eredményt kaptam magam is Párizsban (Renoux, 1966), Madelaine (1968) mesterségesen dúsított levegőben, valamint Dupont (1976) és Barzic (1975) uránbányákban.

Megjegyzem, hogy irányításom mellett Butor és Barzic igen fontos kutatásokat végzett a bányák levegőjének radioaktivitására vonatkozóan. Ezekről itt nem szólok részletesebben. (Az érdeklődő Renoux et al. (1978) munkájában találhat részletes áttekintést. A fenti kutatások mellett részt veszünk szilárd nyomdetektorokkal felszerelt  $\alpha$  doziméter kifejlesztésében, amelyet a STEP-CEA használ fel uránbányákban. A kísérleteket Mouden vezeti Brestben (Renoux et al., 1980a; Mouden et al., 1980).

### 3. A tengeri aeroszol elektromos tulajdonságai

3.1. Az elektromos paraméterek változása különböző időjárási feltételek mellett. Brestben, Kerdales-ben, valamint Guisseny-ben működő félautomatikus laboratóriumaink adataiból Paugam (1979) számos értékes információt szűrt le a légkör elektromosságára vonatkozóan (lásd még: Renoux et al., 1974). A következő paramétereket mérte: elektromos tér, föld-levegő áram, unipoláris vezetőképesség, pozitív és negatív kisionok koncentrációja, tértöltés.

A VIII. táblázatban összefoglaltam a tengerparton nyári időszakban nyert eredményeket. A „minden idő”-vel jelzett oszlop magába foglalja az egész regisztrált időszak adatait, kivéve az eső és vihar idejét, de beleértve a ködös időt is. A „szép idő” az általánosan értelmezett szép időben nyert adatokra vonatkozik, azaz amikor csapadék vagy köd nem volt, a szélesebbég nem haladja meg a 6 m/s-ot, a borultság pedig kisebb volt, mint 3/8.

VIII. TÁBLÁZAT

Para- méter	Minden idő		Szép idő		Borult idő	
	Szélirány					
	Tengeri	Szárazföldi	Tengeri	Szárazföldi	Tengeri	Szárazföldi
E	490	171	506	166	395	98
$\rho$	533	192	595	280	509	237
$\lambda_1$	0,71	1,00	0,65	0,94	0,93	1,42
$n_1$	389	548	356	515	590	778
$\lambda_2$	0,51	0,87	0,47	0,74	0,63	1,32
$n_2$	255	435	235	270	313	659
$\Lambda = \lambda_1 + \lambda_2$	1,22	1,87	1,12	1,66	1,55	2,74
i	3,35	1,89	3,33	1,67	3,47	2,21

Jelmagyarázat, dimenziók: E: elektromos tér ( $V \cdot m^{-1}$ ),  $\rho$ : tértöltés ( $e \cdot cm^{-3}$ ),  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ : unipoláris vezetőképesség ( $\times 10^{14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ ),  $n_1$  a pozitív,  $n_2$  a negatív kisionok koncentrációja ( $cm^{-3}$ )  
i: föld-levegő áram ( $\times 10^{12} A \cdot m^{-2}$ )

A tengeri szelek esetén magas pozitív elektromos teret és tértöltést találunk és mérsékelt vezetőképesség értékeket. E jelenség a tenger fölött uralkodó nagy vertikális amplitúdójú elektród hatását mutatja (Paugam et Renoux, 1977). Ez a hatás télen sokkal kevésbé kifejezett.

IX. TÁBLÁZAT

Paraméter	Minden idő	Szép idő	Borult idő
E	91	93	88
$\rho$	85	104	128
$\lambda_1$	0,97	1,03	0,97
$n_1$	532	565	532
$\lambda_2$	0,99	1,03	1,02
$n_2$	495	515	510
$\Lambda = \lambda_1 + \lambda_2$	1,96	2,06	1,98

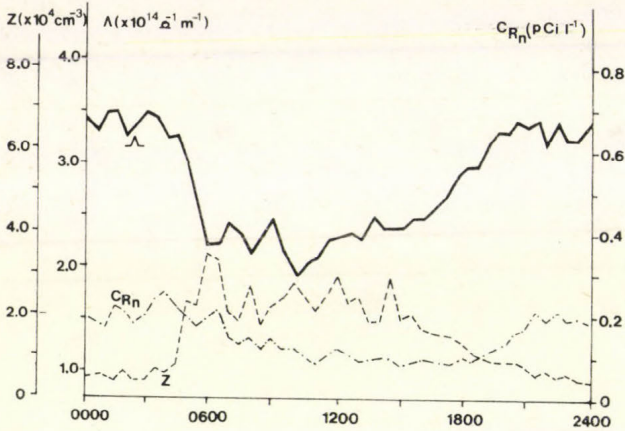
Jelmagyarázat, dimenziók ugyanaz, mint a VIII. táblázatban

A tengerből távolabb fekvő Guipavas-ban hasonló módszerrel nyert adatokat tartalmaz a IX. táblázat, Paugam feldolgozása alapján. Az adatok szennyezetlen levegőjű szárazföldi területekre jellemző értékeket mutatnak, azaz alacsony elektromos teret és tértöltést magas vezetőképesség értékekkel, amelyek aránya egyhez közeli érték minden időjárási helyzetben.

Megemlítem még, hogy a pozitív ( $n^+$ ) és negatív ( $n^-$ ) kisionok koncentrációjának aránya a tengerparton magasabb, mint máshol ( $n^+/n^- = 1,5$ a szárazföldön szokásos 1,2-vel szemben).

3.2. A levegő radioaktivitása, a kondenzációs magvak koncentrációja és egyes légelektromossági paraméterek közötti kapcsolat. Le Gac (1980) Brestben végzett kísérletei kimutatták, hogy a légköri radon csak jelentéktelen mértékben be-

folyásolja a levegő vezetőképességét. Másrészt, tengeri levegőben igen szoros kapcsolat található a vezetőképesség és a kondenzációs magvak koncentrációja között. A fentieket a 9. ábra szemlélteti, ott látható, hogy a radon koncentráció a nap folyamán csaknem konstans, míg a vezetőképesség értéke és a kondenzációs mag koncentráció jelentős, ellentétes előjelű napi menetet mutat.



9. ábra. A levegő elektromos vezetőképességének ( $\Lambda$ ), radon koncentrációjának ( $C_{Rn}$ ) és a kondenzációs mag koncentrációjának ( $Z$ ) tipikus napimenete

#### 4. Következtetések

**4.1. Nukleáris aeroszol.** Előadásomban megpróbáltam összefoglalni a légköri aeroszol fizikai tulajdonságaival kapcsolatos kutatásaink eddigi eredményeit. Jelenlegi munkahelyemen, a Paris XII. Egyetemen, dr. Madelaine-nel együttműködve még nagyobb intenzitással kívánjuk kutatásainkat folytatni, különös figyelmet szentelve néhány kielezett légszennyeződési problémára (Paris, Fos sur Mer). A tengeri aeroszol kutatásával továbbra is a bresti egyetem munkatársai foglalkoznak, G. Tymen irányításával.

A fentiekén kívül irányításommal jelenleg kutatások folynak annak tanulmányozására, hogyan viselkedik az aeroszol egy feltételezett nukleáris erőmű katasztrófája esetén (nukleáris aeroszol). E kutatás első lépéseként Fermandjan (1979 és 1981) összehasonlította a francia CASSANDRE (Cadarache 1974), EMIS (Cadarache 1979) és német FAUNA 2 (Karlsruhe 1978) tapasztalatokat az USA-ban kidolgozott HAARM 3 log-normál hipotézisen alapuló számítási programmal, valamint a német PARDISEKO 3B diszkrétizált programmal.

#### IRODALOM

- Aitken, J., 1923: *Collected scientific papers*. Cambridge University Press, 495–511.  
 Barzic, J-Y., 1975: *Etude de l'aérosol d'une mine d'uranium*. Rapport CEA R 4743.  
 Bricard, J., 1977: *Physique des Aérosols*. Rapport CEA R 4832.  
 Bricard, J., Girod, P. et Pradel, J., 1965: Etat de charge des aérosols ultrafins en milieu faiblement ionisé. Application aux gros ions atmosphériques. *J. Phys. Appl.* 26, 141–147.  
 Butor, S-F., 1980: *Contribution à l'étude de l'aérosol atmosphérique en zones urbaine, maritime et océanique*. Thèse, Brest, série B, B-4561.  
 Butor, J-F., 1981: Contribution to the study of the atmospheric aerosol in urban, maritime and oceanic areas. *Időjárás* 85, 117–125.  
 Butor, J-F., Le Gac, J., Renoux, A. and Madelaine, G., 1978: Size distribution of marine aerosols (Romancap and Thermocline expeditions). *Chemosphere* 8, 687–690.  
 COST, 1981: *Second European Symposium: Physico-Chemical Behavior of Atmospheric Pollutants*. Varese.

- Duport, P., 1976: *L'aération et les caractéristiques de l'atmosphère d'une mine d'uranium laboratoire. Application à la répartition des particules radioactives dans les voies respiratoires.* Thèse, Brest.
- Fernandjan, J., 1979: *Comportement des aérosols sodés dans une enceinte confinée. Comparaison entre la théorie et l'expérience.* Rapport CEA R 5001.
- Fernandjan, J., 1981: *Etude de la modélisation du comportement des aérosols sodés dans une enceinte.* Thèse, Paris XII.
- Fontan, J., 1964: *Le dosage des radioéléments gazeux donnant des produits de filiation. Son application à la mesure de la radioactivité naturelle de l'atmosphère.* Thèse n° 218, Toulouse.
- Israelson, S., Knudsen, E. and Ugnethüm, E., 1973: Simultaneous measurements of radon and thoron in the atmospheric surface layer. *Tellus* 25, 281.
- Le Gac, J., 1980: *Etude spécifique et corrélative de la radioactivité naturelle de l'air, des noyaux de condensation et de certains paramètres électriques sur un site à influence maritime ou urbaine.* Rapport CEA R 5029.
- Madelaine, G., 1968: *Formation et évolution des aérosols dans l'air filtré et dans l'air naturel. Action de la radioactivité.* Thèse, Paris.
- Mészáros, E. et Renoux, A., 1978: Un constituant fondamental de la pollution de fond: l'aérosol marin. *Pollution Atmosphérique* 79, 177-181.
- Mouden, A., Renoux, A. and Madelaine, G., 1980: Behavior of personal dosimeter for the detection of  $^{220}\text{Rn}$  and  $^{222}\text{Rn}$  daughters alpha emitters in various atmospheres. *Időjárás* 84, 249-254.
- Paugam, J-Y., 1979: *Etude des principaux paramètres électriques de l'air dur un site côtier, en atmosphère peu polluée.* Rapport CEA 4969.
- Paugam, J-Y. et Renoux, A., 1977: Caractéristiques des paramètres électriques de l'atmosphère en bord de mer, en période estivale. *J. Environ. Sci. Health. A* 12(6), 277-290.
- Perrin, M-L., Madelaine, G. and Renoux, A., 1981: Evolution of fine particles naturally generated in a marine atmosphere. *Proceedings GAF*, Schmallingenberg, 204-210.
- Raabe, O. G. and Wren, M. E., 1969: Analysis of the activity of Radon daughters samples by weighted least squares. *Health Physics* 17, 131.
- Renoux, A., 1966: *Etude des ions radioactifs de l'air.* Rapport CEA R 2771.
- Renoux, A. et Madelaine, G., 1980: L'aérosol marin. Son altération par des influences anthropogènes. *Colloque Météorologie et Environnement.* Publication MECV, EERM, SMF, 1-12.
- Renoux, A., Butor, J-F. and Jouan, M., 1981 a: Effect of hydrocarbon pollution on the particle size distribution of a marine aerosol. *J. Environm. Sci. and Health* 16, 397-404.
- Renoux, A., Mouden, A. et Madelaine, G., 1980 a: Etude expérimentale du comportement d'un dosimètre  $\alpha$  vis-à-vis de certains types d'aérosols. In *Solid State Nuclear Track Detectors*, 633-637. Pergamon Press.
- Renoux, A., Paugam, J-Y. et Madelaine, G., 1979: Principe de la mesure des paramètres de l'électricité atmosphérique. Résultats expérimentaux en atmosphère maritime peu polluée. *Pollution Atmosphérique* 84.
- Renoux, A., Tymen, G. and Madelaine, G., 1981 b: Granulometric distribution of natural radioactive aerosol in slightly polluted seaside atmosphere. *Proceeding of the Atmospheric Aerosols and Nuclei*. Galway, 427-431.
- Renoux, A., Barzic, J-Y., Madelaine, G. et Zetwoog, P., 1978: Quelques caractéristiques de l'air d'une mine d'uranium. *Nuclear Technology*, 1040-1055.
- Renoux, A., Paugam, J-Y., Madelaine, G. and Fongang, S., 1981 c: On the production of very high condensation nuclei concentrations at a tidal seashore. *Proceeding of the Atmospheric Aerosol and Nuclei*. Galway, 513-517.
- Renoux, A., Tymen, G., Le Gac, J. and Madelaine, G., 1980 b: Study of the  $^{222}\text{Ra}$  short lived daughter disequilibrium in a mixed maritime and continental atmosphere near granitic soils. *Health Physics* 39, 291-298.
- Tymen, G., 1979: *Répartition granulométrique de l'aérosol naturel et des particules radioactives issues du radon en atmosphère maritime et urbaine peu polluée.* Rapport CEA R 4965.
- Tymen, G., Butor, J-F., Renoux, A. et Madelaine, G., 1975: Quelques caractéristiques de l'aérosol situé au-dessus de l'Atlantique (Champagne MIDLANTE 1974). *Chemosphere* 4, 357-360.
- Whitby, K. T., 1973: On the multimodal nature of atmospheric aerosol size distribution. *VIII. Int. Conf. on Nucleation*, Leningrad, 1973.

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember–október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5. Sept.–Oct. 1983. Budapest*

## Az időjárás 30-napos előrejelzése analógia-kereső eljárással

KOPPÁNY GYÖRGY, Központi Előrejelző Intézet, H—1675 Budapest, Pf. 32.

*30-day weather-forecast by means of selecting analogues.* The author presents a simple procedure for selection of analogues for the purpose of monthly weather-forecasts. He makes use of the hemispheric distributions of ridges at the 500 mbar surface as characteristics of mid-tropospheric circulation patterns. It seems reasonable to determine the frequency of ridges for longer periods (30 days) dividing the hemisphere into 15 longitudinal sectors (*Fig. 1.*). Thus a 15 dimension vector can be defined characterising the frequency distribution of ridges among 15 sectors. The author selected analogues comparing the actual vectors of 35 months from years 1980–82 with archive ones (1963–79) calculating the Euclidean-distance ( $D$ ) between two vectors. The analogues, characterised with three smallest Euclidean-distances out of the whole archive materials, are extrapolated for the daily minimum and maximum temperature in Budapest. It was found that in general more reliable temperature-forecasts are obtained in the cases, when the selected analogues would continue in mid-tropospheric circulation during the next month (*Table I.*). The relative frequencies of continuation of the analogues are greater than theoretical probabilities up to the seventh successive month, but the differences are not significant (*Table II.*).

✕

*Az időjárás 30-napos előrejelzése analógia-kereső eljárással.* A szerző egyszerű eljárást mutat be analógiák kiválasztására havi időjárás-előrejelzés céljából. Felhasználja az 500 mbaros felszínen található magasnyomású gerincek hemiszférikus eloszlását, mint a közép-troposzféra cirkulációjának jellemzőjét. Célszerűnek látszik a gerincek gyakoriságát a hemiszféra 15 szektorra bontásával (1. ábra) hosszabb időszakra (30 nap) meghatározni. Így 15 dimenziós vektor definiálható, amely a gerincek eloszlását jellemzi a 15 szektorban. A szerző az 1980–82 évek 35 hónapjának vektorait archív hónapokéval (1963–79) összehasonlítva analógiákat választott ki a vektorok euklideszi távolságának ( $D$ ) kiszámításával. A három legkisebb  $D$ -vel jellemzett analógiát extrapolálta és így a budapesti napi minimum ill. maximum hőmérsékletekre havi előrejelzéseket készített. Azt találta, hogy az előrejelzések megbízhatóbbak, ha a kiválasztott analógiák folytatódnak a következő hónap közép-troposzférikus cirkulációjában (I. tábl.). Az analógiák folytatódásának relatív gyakoriságai a 7-ik egymást követő hónapig nagyobbak, mint az elméleti valószínűségek, de a különbségek nem szignifikánsak (II. tábl.).

✕

*Bevezetés.* A széles körben elterjedt különböző analógia-kereső eljárások a klasszikus távprognosztikai módszerek sorába tartoznak és mind a hazai, mind a külföldi előrejelző szolgálatok megújuló erőfeszítéseket tesznek ezek továbbfejlesztésére (*Kaba M., Faragó T. és Gulyás O., 1975; Gulyás O., Légrádi G. és Szlachányiné B. J., 1977; N. Nicholls, 1980; J. Namias, 1981*). A módszer azon az egyszerű föltételezésen alapszik, hogy a Föld-légkör rendszer hasonló kezdeti állapotai után az időjárási események is hasonló módon alakulnak.

A szakemberek egy része kétségbe vonja az analógiák extrapolációjának prognosztikai értékét. Az egymással szembenálló vélemények magyarázatát abban kell keresnünk, hogy a kezdeti állapotok hasonlóságának mérésére nagyon különböző eljárásokat alkalmaznak. A Föld-légkör rendszer fizikai állapotában talált *formális hasonlóságok nem mindegyikének van hosszabb távon prognosztikai jelentősége*. Éppen ezért az analógia-kereső módszerek kidolgozásakor rendkívül körültekintő fizikai megfontolásokra, továbbá számos empirikus kísérletezésre van szükség. Különös gondot kell fordítani a nagyfrekvenciás légköri folyamatok kiszűrésére, mivel ezeknek hosszabb távon nincs prognosztikai értékük.

Jelen dolgozatunkban olyan analógia-kereső eljárást mutatunk be, amelynek elméleti alapjait az 1970-es évek végén dolgozták ki a hazai előrejelző szolgálatban. A módszer továbbfejlesztésére azóta számos újabb, több irányban folytatott vizsgálat is történt.

### 1. Módszer

A középtroposzféra cirkulációjában föllépő háborgások, planetáris hullámok viselkedésének vizsgálatára a barotróp örvényesség-átvitel segítségével *Titkos E.* dolgozott ki módszert (*Titkos E.*, 1981; *Titkos E.*, *Maller A.* és *Máté A.*, 1981). A planetáris hullámok tanulmányozására az 500 mbar-os AT napi hemiszférikus térképei alapján elkészült az 1963–1979-ig terjedő feldolgozás, amely a közben eltelt évek adataival bővült. Ebben a feldolgozásban a középtroposzféra stacionárius *légnymóási gerinceinek* naponkénti elhelyezkedése szerepel. A magasnyomású gerincek földrajzi elhelyezkedésének meghatározására az északi félgömböt 15 szektorra osztottuk (*1. ábra*). A feldolgozás eredménye mátrix, amelynek 15 oszlopa adott földrajzi hosszúságokkal határolt szektor, minden sora pedig egy-egy napnak felel meg. A mátrix elemei: *I* illetve *0* aszerint, hogy adott napon adott szektorban *van* stacionárius gerinc vagy *nincs*.

A feldolgozás egyik eredménye volt az a tapasztalat, hogy a magasnyomású gerincek individuális élettartama 5 és 100–120 nap között ingadozik, átlagos élettartamuk kb. 20–21 nap. A középtroposzférikus gerincek aránylag hosszú élettartama, stabilitása, jó támpontnak ígérkezett a hemiszféra nagytehetlenségű cirkulációs folyamatainak jellemzésére, valamint az időjárás hosszabbtávú, 30 napos előrejelzésére.

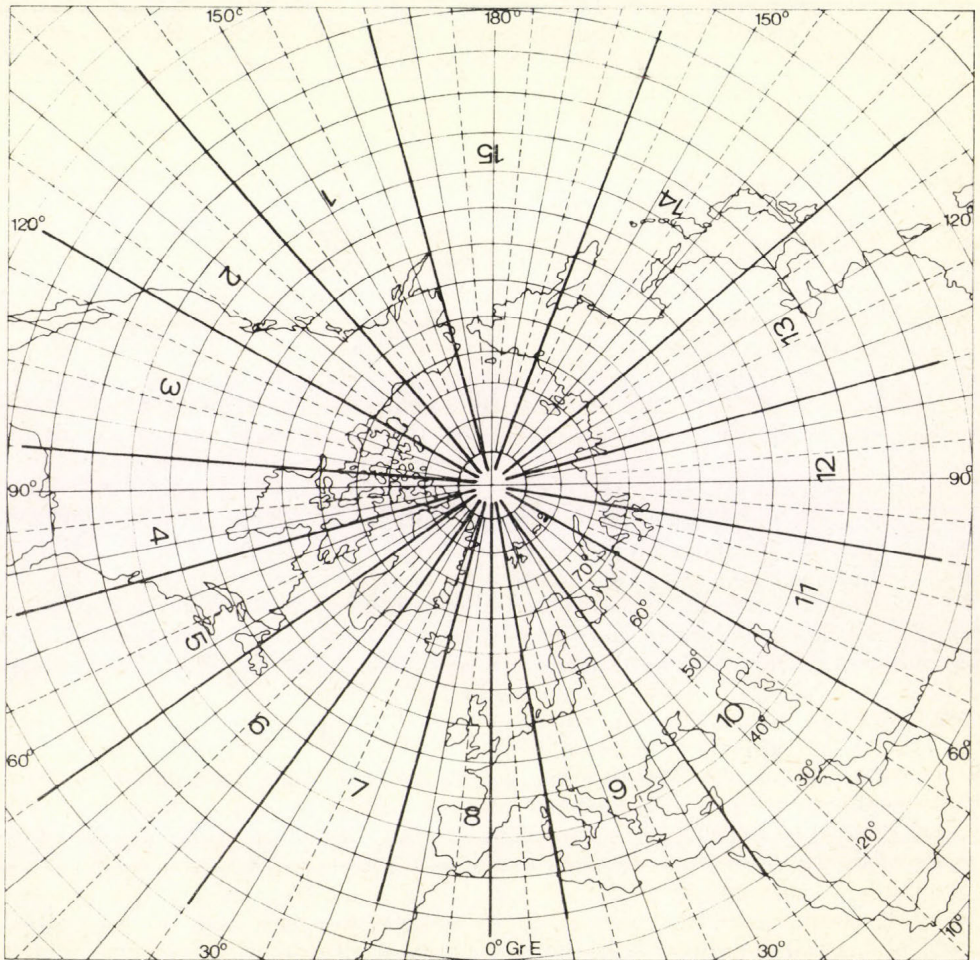
Föltételeztük, hogy a középtroposzférikus gerincek elrendeződése a hemiszférában kifejezi az általános légkörzés néhány fontos jellemvonását. Megfigyelhető, hogy a gerincek hosszabb időn át (20–30 nap) egyes szektorokban halmozódnak, más szektorokban egyáltalán nem vagy alig fordulnak elő. Az előfordulási maximumok és minimumok természetesen időről-időre más-más szektorokban találhatók. A gerincek halmozódási maximumaitól nyugatra délre, keletre északias levegőátvitel uralkodik.

Az általános légkörzés szempontjából fontos értelmezést adhatunk azon szektoroknak, ahol egyáltalán nem vagy csak elvétve fordul elő gerinc. Ismeretes, hogy a középső és felső troposzférában mindig megtalálható a poláris ciklon, amely vagy éppen a sarki medence fölött tartózkodik, vagy eltolódik valamelyik szektor felé. Az utóbbi esetben a poláris ciklon jelenléte miatt a kérdéses szektorban, ill. a vele szomszédos szektorokban gerincek nem fordulnak elő. A poláris ciklon középpontja egyúttal általában a cirkuláció centruma, s ez azt jelenti, hogy az időjárás gyors változásait okozó nyomás-hullámok e körül a centrum körül vándorolnak, és néhány hét alatt félig vagy egészen

megkerülik azt. Itt jegyezzük meg, hogy a légnyomásváltozásoknak Fourier-analízissel végrehajtott vizsgálata során foglalkoztak azzal a kérdéssel, hogy kiemelkedően nagy amplitudójú hullámok miként viselkednek térben és időben. Azt találták, hogy a nyomás-hullámok izofázisvonalai egy-egy pontban futnak össze. Ezeket a pontokat csomópontoknak nevezték. A csomópontokban a hullám amplitudójának minimuma van, továbbá a hullám ezeket a pontokat körüljárja (A. Hofmann, 1963). Ilyen csomópontokat találtak például a kanadai és a szibériai hidegpólus közelében is.

Vannak olyan időszakok, amikor a poláris ciklon permanens tartózkodási helye a sarki medence. Ilyenkor a gerincek aránylag egyenletesen oszlanak el a szektorokban. Ezen időszakokra a zonális áramlás a jellemző.

Föltételeztük, hogy ha találunk két olyan cirkulációs típust, amely 30 napos időtartam során viszonylag hasonló volt, akkor a hasonlóság megközelítően további 30 napig többé-kevésbé megmarad. A következő föltevésünk az, hogy hasonló típusú cirkulációhoz hasonló időjárás rendelhető hozzá Magyar-



1. ábra. Az 500 mbar-os felszínen található stacionárius magasnyomású gerincek földrajzi elrendeződésének megállapításához használt 15 szektor az északi hemiszférában

ország területén. Az első feladat tehát analóg cirkulációs helyzet kiválasztása, majd a talált analógia extrapolálása.

Az analógia mérésére alkalmazott eljárás a következő lépésekből áll. Az év minden egyes hónapjára elkészítjük a gerincek szektoronkénti előfordulásának gyakoriságát, ilymódon 15 dimenziós vektorokat képezünk. Ugyanígy elkészítjük a prognózis kiadás hónapjának gyakorisági vektorát; ezután a folyó hónap vektorát összehasonlítjuk az elmúlt évek azonos nevű (sorszámú) hónapjaival. A hasonlóság mérésére a 15 dimenziós vektorok euklideszi távolságát használjuk, amit a következő formulával számítunk ki:

$$D = \sqrt{1/15 \sum (x_i - y_i)^2} \quad (1)$$

Itt  $D$  a két eloszlási vektor euklideszi távolsága,  $x_i$ , ill.  $y_i$  az  $i$ -ik szektorban előfordult gerincek száma a két összehasonlított hónapban.

A  $D$  értékeket nagyságuk szerint rangsoroljuk: 1. a *három legkisebb* euklideszi távolság alapján kiválasztjuk azokat az analóg éveket, amelyek adatsorának *extrapolációja alkotja a 30 napos előrejelzést*; 2. az archív évekre és adott hónapra kiszámított  $D$  értékek *mediánjánál kisebb* euklideszi távolságokat az *extrapoláció megbízhatóságának vizsgálatához* használjuk fel.

A 30 napos előrejelzések a budapesti napi hőmérsékleti szélsőértékek adatsora alapján készültek. Az archív évekből kiválasztott 3 legjobb analógia hőmérsékleti adatsorának extrapolálásakor a lehülések ill. fölmelegedések fázisegyeztetésére törekedtünk, hogy a három extrapolált adatsor távolságát minimumra csökkentjük. (Az analógiák extrapolációja természetesen kiterjeszhető bármely fontosabb időjárási elemre, pl. a felhőzet, csapadék, szél idősoraira is. Az előrejelzések verifikálása azonban legegyszerűbben a hőmérsékletre oldható meg, ezért vizsgálatainkat erre az egy időjárási elemre korlátoztuk.)

A havonta készített előrejelzéseket a Budapesten mért napi hőmérsékleti minimumokkal ill. maximumokkal hasonlítottuk össze. A prognózisok verifikációjához képeztük a mért napi adatok 3 napos, csúsztatott átlagait a véletlenszerű, nagyfrekvenciás ingadozások kiszűrése céljából. A verifikáció a prognózisok közepes abszolút illetve relatív hibájának meghatározásával történt (Koppány Gy., 1975). A közepes abszolút hiba:

$$KAH = 1/n \sum_{i=1}^n |T_p - T_v|_i, \quad (2)$$

ahol  $T_p$  a prognosztizált,  $T_v$  a valóságban mért hőmérséklet,  $n$  a napok száma. A relatív hiba:

$$RH = \frac{KAH}{ka}, \quad (3)$$

ahol  $ka$  a napi adatok közepes anomáliája.

Különleges figyelmet fordítottunk a prognózisok verifikációjakor arra, hogy a kiválasztott három analógia közül hány folytatódott a következő hónapban. Ennek eldöntéséhez a mediánál kisebb  $D$  értékeket használtuk fel. Ha a három legkisebb euklideszi távolságú év valamelyike a következő hónapban a mediánál kisebb  $D$  értékkel szerepelt (ennek véletlen valószínűsége 50%), akkor erre az analógiára „*folytatódott*”, ellenkező esetben „*nem*” folytatódott” megjelölést használtuk. Ezzel a vizsgálattal arra a kérdésre kerestünk választ, hogy amennyiben a három legjobb analógia közül 2 vagy 3 „folytató-

dott” a következő hónapban, ez mennyire befolyásolta a Budapestre készített hőmérsékleti előrejelzések megbízhatóságát. Megvizsgáltuk továbbá, hogy a három legjobb analógia a véletlennél nagyobb valószínűséggel fordul-e elő az egymást követő hónapokban a mediánnál kisebb *D* értékkel.

## 2. Eredmények

A fent leírt eljárással 1980. febr. – 1982. dec. közötti 35 hónapra készítettünk előrejelzéseket. Az analógiák kiválasztásához 1963 és 1981 között összesen 631 archív hónapot használtunk fel. (Megjegyezzük, hogy időközben 1953-ig visszamenően megtörtént a magasnyomású gerincek hemiszférikus eloszlásának feldolgozása. Munkánk megkezdésekor azonban ez a feldolgozás csak 1963-ig állott rendelkezésre, ezért a vizsgálat homogenitása érdekében az 1963 előtti éveket nem vettük figyelembe.)

### I TÁBLÁZAT

*A maximum és minimum hőmérsékletek havi előrejelzésének közepes abszolút (KAH) és relatív hibái (RH)*

1980	Három analógiából folytatódás		Maximum		Minimum	
	igen	nem	KAH °C	RH	KAH °C	RH
jan. – febr.	1	2	2,7	0,62	3,4	0,72
febr. – márc.	2	1	3,1	0,7	2,2	0,66
márc. – ápr.	1	2	4,3	1,07	2,6	0,88
ápr. – máj.	3	–	2,4	0,66	2,0	0,76
máj. – jún.	2	1	3,0	0,91	2,1	0,91
jún. – júl.	1	2	3,9	1,17	2,5	1,14
júl. – aug.	3	–	1,7	0,51	1,8	0,84
aug. – szept.	1	2	3,8	10,6	2,1	0,76
szept. – okt.	2	1	2,8	0,75	2,6	0,8
okt. – nov.	1	2	4,9	1,4	4,1	1,3
nov. – dec.	2	1	3,1	0,81	3,3	0,82

Már az 1980-as, első kísérleti év prognózisainak verifikációjakor feltűnt, hogy a KAH és RH általában azokban az esetekben kicsiny, amikor a kiválasztott három analógia közül legalább 2 a „folytatódott” kategóriába esett (I. táblázat). Különösen figyelemre méltó az I. táblázatban az 1980. júliusról augusztusra készült prognózis közepes abszolút hibája: 1,7 ill. 1,8 °C. *Miskolciné* (1979) vizsgálatai szerint ugyanis a nyári hónapokban a hőmérséklet rövidtávú előrejelzéseinek közepes abszolút hibája a maximumok esetében 1,8 °C, a minimumok esetében 1,2 °C, évi összesítésben 1,85 °C ill. 1,44 °C. Az I. táblázatban szereplő előrejelzések közül a legsikerültebb tehát megközelíti a rövidtávú prognózisok pontosságát. Az előrejelzések hibája viszont gyakran megnövekszik, ha a három analógia közül legalább kettő a „nem folytatódott” kategóriához tartozik, mint pl. az I. táblázatban 1980. márc. ápr., jún. – júl. és okt. – nov. hónapokra készült prognózisok esetében.

Megbízhatóbb statisztikai elemzés céljából ezt a vizsgálatot kiterjesztettük az 1980–82. évekre. Az így vizsgálat alá vont 35 hőmérsékleti maximum illetve minimum prognózis között összesen 13 olyant találtunk, amelyekre

KAH  $\leq 2$  °C adódott. Ezek közül 6–6 esetben 3 ill. 2 analógia folytatódott, egy esetben csupán egy analógia. Az eredmények együttes értékeléséhez egyszerűség kedvéért csupán a relatív hibák átlagait számítottuk ki:

	Átlagos RH	
	Max.	Min.
3 analógia „folytatódott” (5 eset)	0,66	0,69
2 analógia „folytatódott” (16 eset)	0,80	0,78
2–3 analógia „nem” folytatódott (14 eset)	0,94	0,89

A 35 esetre kapott közepes RH 0,84 illetve 0,81 volt.

Az eredmények világosan mutatják, hogy a relatív hibák átlagai legkisebbek azokban az esetekben, amikor mindhárom analógia folytatódott, legnagyobb akkor, ha a három analógia közül 2–3 *nem* folytatódott.

Teljesen sikertelennek minősül egy prognózis, ha az RH  $> 1$ , ez ui. azt jelenti, hogy a metodikai előrejelzés hibája nagyobb, mint a klimatológiai, prognózis várható hibája. A maximum hőmérsékletek előrejelzései közül 9-szer, a minimum prognózisok közül 6-szor fordult elő RH  $> 1$  a vizsgált 35 esetből. Ezek megoszlását az alábbi adatok mutatják:

	RH $> 1$ esetek száma	
	Max.	Min.
3 analógia <i>nem</i> folytatódott:	1	–
2 analógia <i>nem</i> folytatódott:	5	4
1 analógia <i>nem</i> folytatódott:	3	2
Mindhárom analógia folytatódott:	–	–
ÖSSZESEN:	9	6

Látható, hogy a maximum hőmérsékletek 9 sikertelen prognózisa közül 6, a minimum hőmérsékletek 6 sikertelen prognózisa közül 4 azokban az esetekben fordult elő, amikor a 3 legjobb analógia közül legalább 2 *nem* folytatódott a következő hónapban.

Az eddig bemutatott eredmények alapján jogos az a következtetésünk, hogy az analógiák folytatódásának a következő hónapok hemiszférikus cirkulációjában fontos szerepe van a havi előrejelzések sikerességében. Fölmerül a kérdés: az általunk használt analógia-kereső eljárás véletlenszerű hasonlóságokat szolgáltat-e, vagyis olyanokat, amelyek csak múló formai hasonlóságok, vagy olyanokat, amelyek tartósan megmaradnak és így prognosztikai értékük van?

A kérdés eldöntésére a következő eljárást használtuk. Meghatároztuk annak relatív gyakoriságát, hogy a 3 legjobb analógia hányszor folytatódott

## II. TÁBLÁZAT

A három legjobb analógia-index (D) medián alatt maradásának elméleti valószínűségei ( $p^i$ ) ill. relatívgyakoriságai ( $q^i$ ) az  $i$ -ik egymást követő hónapban

$i$	$p^i$	$q_i$	$q_i/p^i$	5%-os konfidencia intervallum határai	
1	0,5	0,5714	1,1429	0,477	0,666
2	0,25	0,3137	1,2549	0,224	0,404
3	0,125	0,1818	1,4545	0,106	0,258
4	0,0625	0,1042	1,6667	0,045	0,165
5	0,0312	0,0642	2,0678	0,014	0,114
6	0,0156	0,0222	1,4245	0,0	0,053
7	0,0078	0,0115	1,4736	0,0	0,034

a fent alkalmazott értelmezés szerint a következő hónapok sorozatában, majd a relatív gyakoriságokat a függetlenség esetén várható valószínűségekkel hasonlítottuk össze. Annak véletlen valószínűsége, hogy egy tetszőlegesen kiválasztott archív hónapra számított  $D$  érték a mediánál kisebb legyen:  $p = 0,5$  hogy két egymást követő hónapban a medián alatt legyen:  $p^2 = 0,25$  stb. A 35 havi előrejelzéshez felhasznált 105 analógia közül 60-nak volt a következő hónapban a mediánál kisebb az aktuális év megfelelő hónapjától mért euklideszi távolsága ( $q_1 = 0,5714$ ). Több egymást követő hónapban a függetlenség esetén várható valószínűségek illetve a tapasztalt relatív gyakoriságok alakulását a II. táblázat szemlélteti. Meghatároztuk a  $p^i$  alapvalószínűségekhez, a  $q_{1i}$  relatív gyakoriságok alapján az 5%-os valószínűségi szinthez tartozó konfidencia határokat (Péczely Gy. 1979). Mint látható, a relatív gyakoriságok valamennyi  $i$ -re nagyobbak a függetlenség esetén várható valószínűségeknel, de nincs szignifikáns eltérés közöttük.

### 3. Következtetések

Dolgozatunkban leírt és 1980 óta alkalmazott analógia-kereső eljárás használható eszköz a hőmérsékleti szélsőértékek havi előrejelzésére, a prognózisok relatív hibája a 35 kísérleti előrejelzésben átlagosan 0,84 ill. 0,81 volt. A maximum hőmérsékletek előrejelzése 35 esetből 26-ban (74,3%), a minimum hőmérsékletek 35 esetből 29-ben (82,8%) egynél kisebb relatív hibát szolgáltatott.

A relatív hibák lényegesen kisebbek, ha a kiválasztott analógiák a következő hónapban folytatódnak, és nagyobbak, ha az analógiák nem folytatódnak. Az analógiák folytatódásának relatív gyakoriságai hét egymást követő hónapig nagyobbak, mint a függetlenség esetén várható valószínűségek, a különbségek azonban nem térnek el szignifikánsan a véletlentől. Ez a negatív eredmény arra figyelmeztet, hogy az analógia-kereső eljárás csak első közelítésnek tekinthető, ezért további vizsgálatok szükségesek továbbfejlesztéséhez és kiegészítéséhez.

### IRODALOM

- Gulyás O., Légrádi G. és Sztachányiné B. J., 1977: Az analógia fogalma és felhasználása típusok képzésére. *Időjárás*, 81, 346–351. o.
- Hofmann, A., 1963: Die internationale Stand des Problems der Langfrist-Vorhersage. *Ann. Meteor. Neue Folge* Nr. 2.
- Kaba M., Faragó T. és Gulyás O., 1975: Az analógia elvén alapuló prognosztikai módszerek matematikai modellje. *Időjárás* 79, 166–176. o.
- Koppány Gy., 1975: A meteorológiai előrejelzések verifikációjának módszerei. *Meteor. Tanulmányok*, 5. sz. OMSZ.
- Miskolciné Sz. A., 1979: Rövidtávú előrejelzések verifikációja. *Időjárás* 83, 213–222. o.
- Namias, J., 1981: Predicting prevailing weather from a season to several years ahead. *Proceedings of the symposium on current problems of weatherprediction* Vienna, June 23–26, 1981.
- Nicholls, N., 1980: Long-range weather forecasting: Value, status, and prospects. *Rev. Geoph. and Space Phys.* Vol. 18, No. 4, pp. 771–788.
- Péczely Gy., 1979: Éghajlattan. Tankönyvkiadó, Budapest. 318–19. o.
- Tütös E., 1981: A method of long-range forecasting based on simulation of large-scale atmospheric processes. *Proceedings of the symposium on current problems of weatherprediction*. Vienna, June 23–26, 1981.
- Tütös E., Maller A. és Máté A., 1981: Makroszinoptika és távelőjelzés. *OMSZ Kisebb kiadványai*. 49. sz.

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember – október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5. Sept – Okt. 1983. Budapest*

## Az oxigén körforgalma a természetben

MÉSZÁROS ERNŐ, Központi Légekfizikai Intézet, H-1675 Budapest, Pf. 39.

*The cycle of oxygen in nature.* The aim of this paper is to discuss the oxygen cycle in nature from the point of view of the stability of present atmospheric oxygen level. It is stressed that according to Walker (1977) the burial of organic carbon in sediments plays an important role in the control of oxygen concentration. The deforestation in tropical areas as well as the combustion of fossil fuels are considered to be negligible factors concerning the oxygen quantity in our atmosphere.

✱

*Az oxigén körforgalma a természetben.* A tanulmány célja az oxigén globális körforgalmának és a jelenlegi légköri oxigénszint állandóságának taglalása. Szerző – Walker (1977) alapján – kimutatja, hogy a szerves szén üledékes kőzetekbe kerülése fontos szerepet játszik az oxigénkoncentráció szabályozásában. A trópusi erdők irtása, valamint a fosszilis tüzelőanyagok felhasználása elhanyagolható tényezők az oxigén légköri mennyisége szempontjából.

✱

*Bevezetés.* A Föld légköre jelentős mértékben oxigénből áll (~ 21 tf. %). Ez az oxigén mennyiség a földi bioszférának köszönhető és kialakulása meghatározott fejlődés eredménye. A jelenlegi egyensúlynak megfelelően az oxigén tömege a levegőben változatlan. Korunkban, amikor az emberi tevékenység különböző hatásainak vizsgálata egyre inkább előtérbe kerül, felmerülhet annak lehetősége is, hogy a légköri O<sub>2</sub> koncentrációt károsan befolyásoljuk. Különösen az a nézet terjed egyre inkább, hogy a trópusi őserdők irtása, a fotoszintézis módosítása következtében észrevehetően csökkenti (vagy csökkenteni fogja) az élet számára oly fontos oxigént. Jelen tanulmányban az a célunk, hogy röviden megvizsgáljuk a légköri O<sub>2</sub> egyensúlyának kérdését. Ezt azonban csak úgy tehetjük meg, ha áttekintjük az oxigén természetes körforgalmát, számszerűen megbecsüljük a források és nyelők erősségét és kiemeljük azokat a folyamatokat, amelyek intenzitása a légköri oxigén koncentrációjának függvénye. Az O<sub>2</sub> körforgalom bemutatásakor elsősorban Walker (1977) gondolatmenetére támaszkodunk.

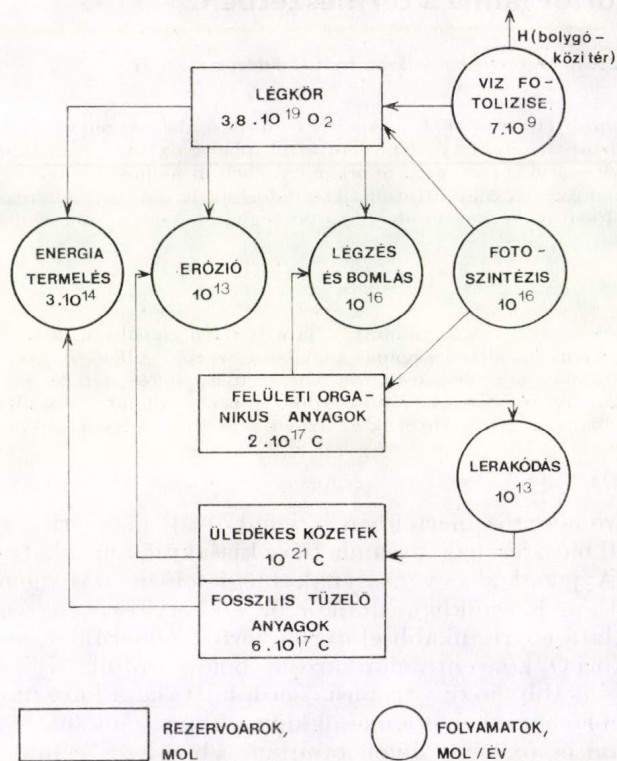
### 1. Az oxigén-ciklus

Az 1. ábra Walker (1977) alapján az oxigén globális ciklusát mutatja be. Az ábrán a körök folyamatokat, míg a négyszögek rezervoárokat jelölnek. A számok mol/év, illetve mol egységekben vannak kifejezve. A légköri rezervoár az oxigén, a többi a szén (ennek jelentőségét lásd később) mennyiségét adja meg. Mint látható, a legtöbb oxigént a növények fotoszintézise hozza létre, egyúttal növelve az organikus anyagok szénben kifejezett mennyiségét. Ezt a forrást a légzés és az organikus anyagok bomlása egyensúlyozza ki. A fotoszinté-

zisénel jóval jelentéktelenebb, lényegében elhanyagolható forrást jelent a víz fotolízise a légkör magasabb rétegeiben.

Az ábrából az is kitűnik, hogy a fosszilis tüzelőanyagok felhasználása miatti oxigénfogyasztás évente igen jelentős. A fosszilis tüzelőanyagok mennyisége azonban a légkör oxigén készletéhez képest jelentéktelen. Így az összes tüzelőanyag elégetése az oxigén tömegét kevesebb mint 2%-kal csökkentené.

Hangsúlyoznunk kell, hogy az organikus anyagok nem bomlanak teljes egészében el. A szén egy része lerakódással az üledékes kőzetekbe kerül és be-



1. ábra: Az oxigén körforgalma a természetben Walker (1977) szerint

temetődik, így az az oxigénmennyiség, amely ennek bomlása miatt elhasználna, a levegőben marad. Általában azt mondhatjuk, hogy a légköri szabad oxigént azok a folyamatok biztosítják, amelyek az  $O_2$ -t vegyületeiből felszabadítják és a keletkezett redukáló anyagot (esetünkben ez a szén) az oxigéntől elkülönítik. Az üledékes kőzetek nem maradnak a végtelenségig az óceánok fenekén. A tektonikus mozgások, valamint a tengerfenék elmozdulásai miatt (esetleg vulkánikus tevékenység következtében) a felszínre kerülnek, ahol elmallnak és erodálódnak. E folyamatok következtében az üledékben levő redukált anyagok oxidálódnak. Ez a nyelő kiegyenlíti az üledékképződés (lerakódás) hatását.

## 2. A körforgalmat szabályozó folyamatok

A fotoszintézis, amelyet légzés és bomlás követ, két rezervoárt köt össze. Ezek egyike a légkör, amely jelentős mennyiségű oxigént tartalmaz. A másik a talaj és az óceánok felszínközeli rétege, amelynek széntartalma igen kevés a

levegő oxigéntartalmához viszonyítva. Ennek megfelelően a fotoszintézis változásaira a felszíni szén-rezervoár sokkal érzékenyebb, mint a légköri oxigén (Junge, 1972). Így, ha például a fotoszintézis teljesen meg is szűnne, az oxigénszint csak addig csökkenne, amíg a teljes szén-rezervoár elhasználná (kb. 20 év). Ez alatt az idő alatt koncentrációja csak kb. 1%-kal csökkenne. A katasztrófát tehát nem az oxigén-, hanem az élelmiszerhiány okozná.

Az is kimutatható, hogy a szárazföldi fotoszintézis, illetve légzés és bomlás lényegében zárt ciklust alkot. Így a szárazföldi fotoszintézis kevésbé érdekes a légköri oxigén mennyisége szempontjából, mint az óceáni bioszféra fotoszintézise (annak ellenére, hogy a kontinentális fotoszintézis intenzitása meghaladja az óceánokra vonatkozó értéket). Ez azzal magyarázható, hogy az oxigénfelhalmozódás az organikus szén lerakódásának megfelelő intenzitású. Ezt a szénmennyiséget viszont az óceáni és nem a kontinentális növények termelik, mivel a szén üledékbe kerülése az óceánokban, elsősorban a partközeli vizekben megy végbe. Tekintve, hogy az erózió intenzitása független a légköri oxigén mennyiségétől (lásd Walker, 1977) nagyon valószínű, hogy a légköri oxigén szabályozásában a szerves szén lerakódása (és betemetődése) alapvető szerepet játszik. Ez a folyamat az óceánokban az organikus anyagtermeléstől és az oxigénutánpótlástól függ (a betemetődés anaerob, azaz oxigénmentes feltételek mellett megy végbe). Ha tehát a légköri oxigén mennyisége valamilyen ok miatt csökkenne, akkor növekedne az óceánokban az anaerob zóna kiterjedése, ami a betemetődés intenzívvé válását eredményezné. Ez a negatív visszacsatolás ismét beállítaná az eredeti  $O_2$  szintet. A folyamatot az is erősítené, hogy az anaerob zóna növekedése miatt a levegőbe több metán kerülne. A  $CH_4$  molekulák olyan „ballonoknak” tekinthetők, amelyek a felsőbb légrétegekbe hidrogént szállítanak, amelynek egy része, a metán felbomlása után, elhagyja a Föld-légkörrendszert, növelve így a levegő oxidációs szintjét (Lovelock és Lodge, 1972). Walker (1977) röviden vázolt elképzelésének megfelelően az utolsó 100 millió évben a levegő oxigénkoncentrációja némileg azért módosulhatott, mivel változott a kontinensek elhelyezkedése (azaz a parti sávok és öblök jellegétől és kiterjedésétől függő üledékképződés) és ennek megfelelően a Föld klímája. Egyéb folyamatok a légköri  $O_2$  mennyiségét feltehetően nem befolyásolták.

### 3. Következtetések

A fentiek alapján az alábbi következtetéseket vonhatjuk le:

a) A légköri oxigén koncentrációját nem a szárazföldi növények fotoszintézise szabályozza. A trópusi erdők irtása, amely természetesen számos káros környezeti következménnyel jár, nem vezet a légköri oxigénszint csökkenéséhez.

b) A rendelkezésre álló fosszilis tüzelőanyag-készletek felhasználása, amely a légköri szén-dioxid szint növekedése miatt komoly veszélyt jelent az éghajlat stabilitása szempontjából, nem változtatja meg észrevehetően az oxigén mennyiségét.

c) A természet képes arra, hogy a szerves szén tengeri üledékekbe kerülésének szabályozásával a légköri oxigén tömegét állandó szinten tartsa.

d) Az emberi tevékenység a légköri oxigén mennyiségét nem csökkentette és a jövőben ilyen következményektől nem is kell tartanunk.

### IRODALOM

- Junge, C., 1972: The cycle of atmospheric gases — natural and man made. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.* 98, 711–729.
- Lovelock, J. E. and Lodge, J. P., 1972: Oxygen in the contemporary atmosphere. *Atmospheric Environment* 6, 575–578.
- Walker, J. C. G., 1977: *Evolution of the atmosphere*. Macmillan Publishing Co., Inc., New York and London

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám. 1983. szeptember – október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No 5. Sept. – Oct. 1983. Budapest*

## Véges differencia módszerek összehasonlítása egyszerű hidrodinamikai modell alkalmazásával

DÉVÉNYI DEZSŐ és MERSICH IVÁN, Országos Meteorológiai Szolgálat  
H—1525, Budapest. Pf. 38.

*A comparative study of the finite-difference methods by using a simple hydrodynamic model.* Numerical models describing the flow over mountain can be solved by using various finite-difference schemes. For the determination of the characteristics of the different schemes numerical experiments have been carried out by applying the one-dimensional shallow-water equations. In this paper the results of calculations are presented and compared to other results found in the literature as well as to flow fields gained in liquids by means of laboratory experiments.

✱

*Véges differencia módszerek összehasonlítása egyszerű hidrodinamikai modell alkalmazásával.* A szerzők összehasonlító vizsgálatukat a domborzat áramlást módosító hatásának numerikus modellezéséhez legjobban alkalmazható véges különbség módszer kiválasztása céljából végezték. Számításaik során az egydimenziós „shallow – water” egyenleteket alkalmazták, s ez lehetővé tette a különböző véges differencia eljárások egyedi tulajdonságainak meghatározását.

✱

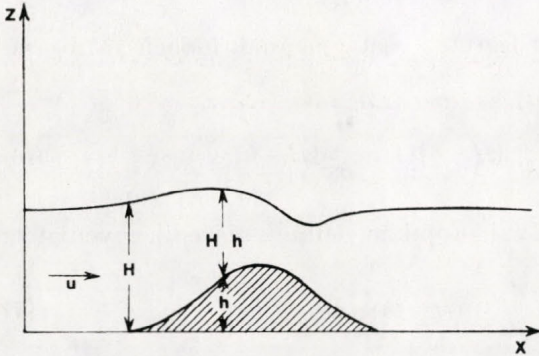
*Bevezetés.* A hidrodinamikai alapú légköri modellek matematikai szempontból a bennük szereplő állapotváltozó függvényekre vonatkozó, bonyolult parciális differenciál egyenletrendszer alkotnak. A prognosztikai feladat az erre a rendszerre vonatkozó Cauchy- vagy vegyes- feladatot jelenti. Ennek a feladatnak a megoldása a gyakorlatilag fontos esetekben jelenleg csak közelítő, numerikus módszerek segítségével lehetséges.

A numerikus módszer alkalmazása során a feladat matematikai modelljét olyan *másik* matematikai modellé transzformáljuk, amely egyrészt számítógép alkalmazásával viszonylag könnyen realizálható, másrészt ez a modell bizonyos értelemben „közel” van a kiindulási modellhez, azaz jól meghatározott konvergencia, approximációs és stabilitási feltételeknek tesz eleget (Potter, 1973). Ezen általános követelmények teljesítése mellett az egyes numerikus eljárások azonban egyedi módon is hatnak a számítások eredményeire, ezért kiválasztásuk és az alkalmazásuk révén kapott eredmények értékelése gondos előkészítő munkát kíván és numerikus kísérletek sokaságának elvégzését igényli.

A domborzat áramlasmódosító hatása numerikus modellezéséhez előreláthatóan alkalmazható *véges differencia* módszerek összehasonlítását – a hidrodinamikai feladat legfőbb jellegzetességeivel bíró – egydimenziós ún. *shallow-water egyenletek* felhasználásával végeztük el.

1. A kísérleti számítások alapját képező fizikai modell

A különböző numerikus sémák összehasonlító vizsgálatát olyan hidrodinamikai modell segítségével végeztük, amely áramló folyadék szabad felszínének ingadozásait írja le akadályon történő átáramlás esetén. A feladat kitűzésére az  $(x, z)$ -síkbán került sor az 1. ábrán bemutatott módon.



1. ábra. Az egydimenziós áramlási modell geometriai viszonyai.  $H$  – a szabad felszínnek az  $x$ -tengelytől mért magassága;  $h$  – az akadály magassága

A modell alapegyenleteit a következő egyszerűsítő feltételek alkalmazásával származtattuk:

- a légkör összenyomhatatlan és homogén;
- a légkör a hidrosztatikai egyensúly állapotában van;
- az áramlás sűrűdésmentes;
- a horizontális karakterisztikus méretek lényegesen meghaladják a vertikális karakterisztikus méreteket;
- a Coriolis-erő elhanyagolható.

Ezen feltételek mellett az Euler-féle mozgásegyenletek első komponense, a kontinuitási egyenlet és a sztatika alapegyenlete az alábbi formában alkotja modellünk kiindulási egyenletrendszerét a szokásos jelölésrendszer alkalmazásával:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ \partial p &= - g \rho \partial z \end{aligned} \tag{1}$$

Az (1) egyenletrendszert *Arakawa* (1968) nyomán vezettük le.

Mint a modell geometriai feltételeit szemléltető 1. ábrán látható, a modell-légkört felülről szabad felszín határolja, amely vertikális irányú mozgásokat végezhet. A szabad felszín tetszőleges pontjában a nyomás a következő:

$$p = - \int_{H(x)}^z g \rho dz. \tag{2}$$

Az első feltétel alkalmazásával a nyomás horizontális gradiense a

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g \rho \frac{\partial h}{\partial x} \tag{3}$$

alakban írható fel, amellyel a mozgásegyenlet

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4)$$

alakú lesz. Ugyanezen feltétel alkalmazása mellett a kontinuitási egyenletet integrálva a vertikális sebesség kifejezését kapjuk:

$$w = (H-h) \frac{\partial u}{\partial x} \quad (5)$$

A vertikális sebesség megadható a légréteg vastagságának időbeli változása-ként is:

$$w = \frac{d(H-h)}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} (H-h) + u \frac{\partial}{\partial x} (H-h) \quad (6)$$

Az (5) és (6) egyenletek összevonásával kapjuk modellünk második egyenletét:

$$\frac{\partial}{\partial t} (H-h) + \frac{\partial}{\partial x} [u(H-h)] = 0. \quad (7)$$

Célszerűnek látszik ezt az egyenletrendszert divergens alakba átírni, ami lényegesen megkönnyíti a későbbi vizsgálatokat. Így egyenletrendszerünk

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} = C \quad (8)$$

alakú lesz, ahol

$$A = \begin{Bmatrix} m \\ h^* \end{Bmatrix}; \quad B = \begin{Bmatrix} \frac{m^2}{h^*} + g \frac{h^{*2}}{2} \\ m \end{Bmatrix}; \quad C = \begin{Bmatrix} -gh^* \frac{\partial h}{\partial x} \\ 0 \end{Bmatrix}.$$

$$m = u(H-h); \quad h^* = H-h.$$

A (8) egyenletrendszerre vonatkozó Cauchy-feladat matematikai vizsgálatában, valamint a megoldás egzisztenciája és unicitásának kérdésében elért eredményeket *Volcinger* és *Pjaskovskij* (1977) foglalta össze; a karakterisztikák módszerének alkalmazásával kapcsolatos kérdéseket *Arakawa* és *Oobayashi* (1968), valamint *Oobayashi* (1970) tárgyalja.

## 2. Az alkalmazott numerikus sémák

A numerikus kísérletsorozatban alkalmazott véges különbséges sémák rövid leírását *Young* (1968), valamint *Mesinger* és *Arakawa* (1976) alapján adjuk meg.

Az idő szerinti differencia sémákat a

$$\frac{dU}{dt} = f(U, t); \quad U = U(t); \quad U(t_0) = U_0 \quad (9)$$

feladat segítségével tárgyaljuk. A feladatban szereplő  $t$  független változót az dőként interpretáljuk. Az időtengelyt egyenlő hosszúságú  $t$  szakaszokra bontjuk. Feltesszük az  $U^{(n)}$ ,  $U^{(n-1)}$ , ... szükséges számú közelítő érték ismeretét és ezek segítségével határozzuk meg a sorozat  $U^{(n+1)}$  elemét.

A kétszintű, nem iteratív sémák általános alakja

$$U^{(n+1)} = U^{(n)} + \Delta t (\alpha f^{(n)} + \beta f^{(n+1)*});$$

$$f^{(n)} = f(U^{(n)}, n\Delta t). \quad (10)$$

Vizsgálatainkban az ún. *forward eljárást* alkalmaztuk, amely az  $\alpha=1$ ,  $\beta=0$  esetnek felel meg. A séma elsőrendben pontos és időben nem centrális.

Az általánosan

$$U^{(n+1)} = U^{(n)} + \Delta t (\alpha f^{(n)} + \beta f^{(n+1)*}),$$

$$f^{(n+1)*} = f(U^{(n+1)*}, n\Delta t), \quad (11)$$

$$U^{(n+1)*} = U^{(n)} + \Delta t \cdot f^{(n)}$$

alakú kétszintű iteratív sémák közül az ún. *Matsuno* (vagy *Euler-backward*) módszert választottuk, amelyet az  $\alpha=0$ ,  $\beta=1$  választással kaptunk. Ez a séma az előzőkhöz hasonlóan elsőrendben pontos.

A háromszintű sémák közül az

$$U^{(n+1)} = U^{(n-1)} + 2\Delta t f^{(n)} \quad (12)$$

összefüggéssel definiált, másodrendben pontos *leapfrog sémával* végeztünk kísérleteket. Hasonló pontosságú, de számítástechnikai szempontból egyszerűbb eljárás az ún. *Adams-Bashforth módszer*:

$$U^{(n+1)} = U^{(n)} + \Delta t \left( -\frac{3}{2} f^{(n)} - \frac{1}{2} f^{(n-1)} \right), \quad (13)$$

amelyet szintén kipróbáltunk.

A hely szerinti deriváltak közelítésére vagy centrális sémát, vagy pedig a

$$\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_j \sim \frac{1}{8\Delta x} (3U_{j+1} + 2U_j - 5U_{j-1}) \quad (14)$$

összefüggéssel definiált *másodrendű upstream* sémát alkalmaztuk. Itt  $\Delta x$  jelöli az  $x$ -tengely felosztási egységét;  $U_j$  a  $j$  ponthoz tartozó  $U$  érték.

Mind az idő, mind pedig a hely szerinti differencia közelítés együttes megkötését jelenti a *Lax-Wendroff* séma (*Richtmyer és Morton, 1967*). Alakját a

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

lineáris advekción egyenleten szemléltetjük. A módszer alkalmazásának egyetlen lépése egy segédlépés és egy alaplépés végrehajtását igényli.

A segédlépésben a fél-rácstávolságokban segédértékeket határozzunk meg. Az idő szerinti segédértékek meghatározásánál a szomszédos értékek átlagát alkalmazzuk, azaz pl. az  $(n+1/2, j-1/2)$  pontban

$$\frac{U_{j-1/2}^{(n+1/2)} - 1/2 (U_j^{(n)} + U_{j-1}^{(n)})}{1/2 \Delta t} = -c \frac{U_j^{(n)} - U_{j-1}^{(n)}}{\Delta x} \quad (16)$$

A második lépésben – felhasználva a fél-rácstávolságokra meghatározott értékeket – az időben forward, a hely szerint pedig centrális közelítést alkalmazunk, azaz

$$\frac{U_j^{(n+1)} - U_j^{(n)}}{\Delta t} = -c \frac{U_{j+1/2}^{(n+1/2)} - U_{j-1/2}^{(n+1/2)}}{\Delta x} \quad (17)$$

A fenti két lépés alkalmazásával térben és időben másodrendű pontosságú sémát kapunk.

Az eddig ismerttetett numerikus módszereken kívül a megoldás hatékonyságának növelése érdekében vizsgáltuk a *mesterséges viszkozitás* hatását. Ennek érdekében az Euler-féle egyenletben szokásos diffúziós taghoz hasonló  $K \nabla^2 U$ , ill.  $\nabla K \cdot \nabla^2 U$  alakú tagokat vezetünk be. Segítségükkel a sémák instabilitását lehet csökkenteni, kiszűrve a különböző számítási módszerek hatására fellépő zavarok egy részét. A peremen fellépő visszatükrözés és a különböző zavarok hatásának csökkentése érdekében az oldalsó és felső határ közelében a diffúziós együtthatót többszörösére növeltük. Egyes szerzők ilyen esetekre a határhoz közeledve fokozottabb növelést ajánlanak.

A számítási mező oldalsó határához közeledve a rácstávolság fokozatos növelésével kíséreltük meg a káros zajok csökkentését, s ennyiben ez az eljárás hasonlít az előbb ismerttetett módszerhez.

Az egyes numerikus sémák alkalmazása esetén bizonyos hullámhosszúságú rezgések nagyon felerősödnek. Az így keletkező zajok elnyomására 3, 5 vagy 7 környezeti rácspont-adatra támaszkodó, általában lineáris *szűrési* eljárást alkalmazunk. Mi az alábbi kifejezés szűrő hatását vizsgáltuk:

$$U_j = \frac{1}{4} \left[ 2U_j (U_{j+1} + U_{j-1}) \right] \quad (18)$$

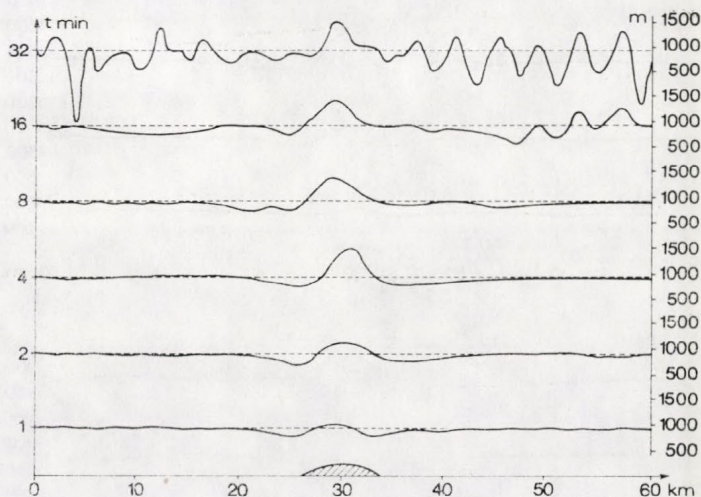
Általános tapasztalat, hogy ha a modellben szereplő akadályt az első időlépcsőbeli számításoknál teljes magasságában vesszük figyelembe, akkor – ha a rács finomítását nem végezzük el – az idő szerinti változás mértéke rendkívül nagy lesz. Az előidézett instabilitás finomabb rács alkalmazásával természetesen elkerülhető, de ez jelentős mennyiségű többlet-számítás elvégzését igényli. Ezért gazdaságosabb a számítási periódus keretén a hegy fokozatos felnövelése („felfújása”) a tényleges méretre, ami úgy érhető el, hogy a (7) egyenletben szereplő  $h = h(x)$  függvényt egy  $h' = h'(x, t)$  függvénnyel közelítjük a számítás kezdeti  $[0, T]$  intervallumán a  $h'(x, t) < h(x)$ ,  $t \in [0, T]$  és  $\lim_{t \rightarrow T} h'(x, t) = h(x)$  feltételek mellett.

### 3. Számítási eredmények és következtetések

Számításainkat a SZÜV IBM 370/145, ill. a KSH IBM 370/155 típusú számítógépein hajtottuk végre. Egy teszt-futás hozzávetőleg 6, ill. 3 perc gép-időt igényelt. A modell-egyenleteket három peremfeltétel változatra integráltuk. Ezek rendre a következők voltak:

- a peremen a kezdeti értéket rögzítettük (húrszerű feltétel);
- a peremen a változók első deriváltjait zérusnak választottuk (Neumann-feltétel);
- a második deriváltakat tekintettük nullának.

2. ábra. A szabad felszín magasságának változása az alapesetben

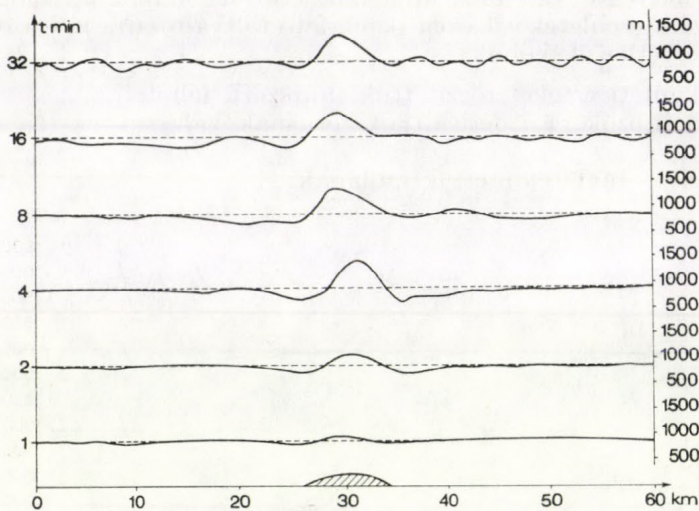


Numerikus vizsgálatainkban a Lax – Wendroff módszer alkalmazását tekintjük alapesetnek. Ezen próbáltuk ki a különböző határfeltételeket és a fent részletezett egyéb numerikus eljárásokat. A modellel kapott számítási eredmények értékelésére *Arakawa* és *Oobayashi* (1968) eredményei, valamint *Long* (1953, 1954, 1955) folyadék kísérletei szolgáltak.

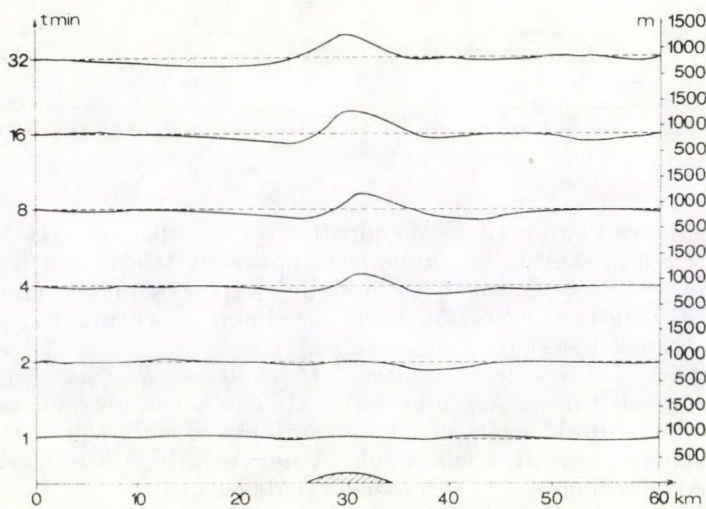
Kiindulási adataink a következők voltak:  $H=900$  m,  $h_{\max}=200$  m,  $\Delta x=1000$  m,  $\Delta t=2$  s,  $g'=0,3$  m/s<sup>2</sup>. A  $g'$  ezen redukált értékének alkalmazása tette lehetővé, hogy modellünk segítségével két különböző sűrűségű közeg határfelületének időbeli változásait is leírassuk. A hegyprofil – a tesztszámítások gyakorlatának megfelelően – szinuszosra választottuk.

Az alapesetre vonatkozó számításaink eredményét a 2. ábra mutatja. A 16. perc után az instabilitás első jelei mutatkoznak, amely végül a számítási algoritmus „felrobbanásához” vezetett. Amennyiben ezen állapothoz képest az időlépcsőt a tízszeresére növeltük, mégpedig a Courant – Friedrichs – Lewy kritérium által megengedett maximális értékre, akkor az integrálás 16. percében az eltérés az alapesethez képest még nem számottevő, mégis a 20. percen a futás „felrobban”. Ezzel bizonyítottunk látszik, hogy a lineáris stabilitás vizsgálat eredményeül kapott kritikus időlépcsőnél csak lényegesen kisebb idővel történő számítások vezethetnek eredményre. Ha viszont kétszeresére növeljük a rácsávolságot, akkor időben egyre erősödő, kb.  $4 \cdot \Delta x$  hullámhosszúságú zavarok jelentek meg.

A megelőző számítási kísérleteket egységesen a peremeken fellépő zavarok jellemezték. Kiküszöbölésük céljából a határokhoz közeledve növeltük a rács-távolságot: a szélső öt rácspontban rendre a megelőző rács-távolság másfél-



3. ábra. A szabad felszín magasságának változása a peremeken történő rács-távolság - növelés esetén



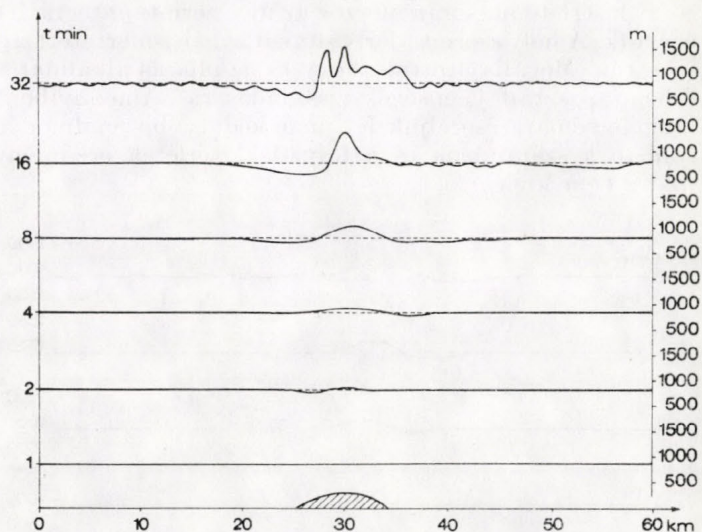
4. ábra. A numerikus szűrés hatása a szabad felszín magasságának változására

szeresét vettük. A 3. ábrán látható az a kedvező változás, amely a peremeken fellépő zavarok csillapodásában nyilvánul meg.

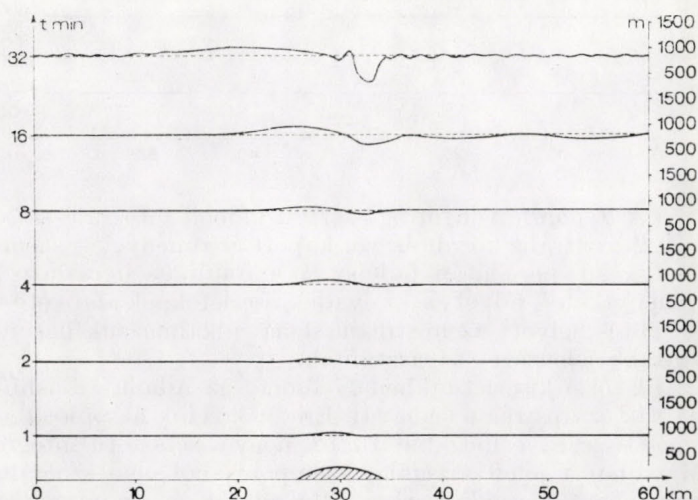
Az előző számítás 30. percében  $2 \cdot \Delta x$  hullámhosszúságú zavarok léptek fel. Amplitúdójuk az időben előre haladva növekszik. Csillapításukra bevezettük a  $K \nabla^2 V$  típusú mesterséges viszkozitási tagot. A viszkozitási együttható értékét  $K = 10$ -nek választva a szabad felszín hullámzása egyetlen, a hegyet követő kiemelkedéssé szelidült. Ugyancsak próba-számításokat hajtottunk végre a numerikus szűrésnek az alapesetbe történő bevezetésével is. Eredményeink nagyon hasonlítanak a mesterséges viszkozitás mindent elmosó hatásához. Egyetlen nagy amplitúdójú félhullám maradt csak meg (4. ábra).

A kezdeti értékek rögzítése a peremen fizikai szempontból nehezen magyarázható peremfeltétel, különösen a kiáramlás oldalán. Ezért kísérleti számításokat végeztünk azzal a feltételezéssel, hogy a peremen a változók első,

5. ábra. A kedvező hatású numerikus eljárások együttes hatása a szabad felszín magasságának változására



6. ábra. A leapfrog séma alkalmazásának hatása a szabad felszín magasságának változására

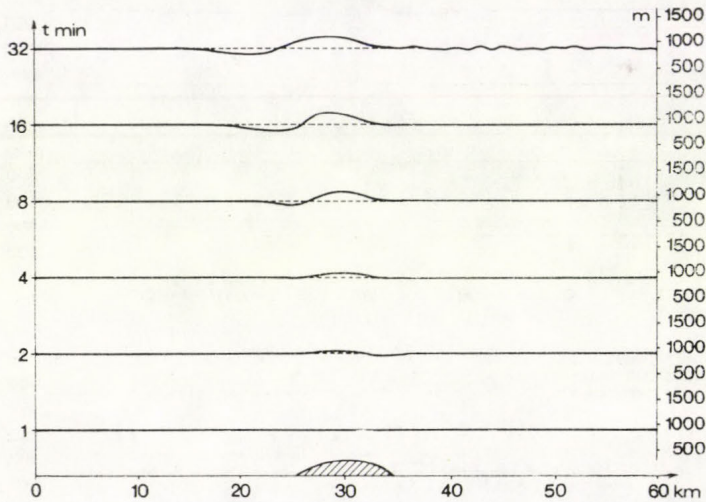


ill. második deriváltja zérus. A legkedvezőbb eredményt végül a beáramlási oldalon rögzített kezdeti érték, a kiáramlási oldalon pedig az első derivált nullának választása szolgáltatta.

Az eddigi kedvező hatású eljárások (mesterséges viszkozitás alkalmazása, a peremen a rácstávolság és a viszkozitási együttható növelése, a hegy fokozatos felnövelése, adekvát peremfeltételek használata) összevonásával végeztünk olyan számítást, amelynek eredményeit az 5. ábrán mutatjuk be. Összehasonlítva a 2. ábrán bemutatott szituációval és a közben tárgyalt esetekkel, vitathatatlan a különböző numerikus eljárások stabilizáló hatása. A folyadék-kísérletekkel történő egybevetés alapján az eredmények elfogadhatók, bár a

30. perc után erősebb zavarok lépnek fel. Ezek okát az integrálásnál használt véges közelítésben véltük felfedezni, ezért további módszerekkel hajtottunk végre számításokat.

E kísérleteink során először az idő szerinti integrálást a forward eljárással végeztük. A hely szerinti deriváltakat a már ismertetett upstream sémával közelítettük. Megállapítottuk, hogy ez az eljárás alkalmatlan a folyadék-kísérletekben tapasztalt jelenségek visszaadására. Amennyiben a forward eljárást a Matsuno sémára cseréljük fel, már kedvezőbb eredmények birtokába jutunk, azonban a számítások és a folyadékkísérletek eredményeinek egyezése még mindig nem kielégítő.



7. ábra. Az Adams-Bashforth módszer és az upstream séma együttes alkalmazásának hatása a szabad felszín magasságának változására

A 6. ábrán a leapfrog szerinti időbeli integrálással és a helyszerinti deriváltak centrális közelítésével kapott eredményeket szemléltetjük. A hegy mögött a 20. perc után fellépő, a hidraulikus ugráshoz hasonló jelenség már reménykeltő, mivel ez a folyadékkísérleteknek alapvető vonása. Ha a centrális közelítés helyett az upstream sémát alkalmazzuk hasonló, de sokkal csillapítottabb jelenséget tapasztalunk.

Utolsó kísérletünkben (7. ábra) az Adams-Bashforth módszert kombináltuk az upstream sémával. Eredményeink hasonlóak a 6. ábrán látottakhoz.

Összegezve megállapítható, hogy a kétszintű integrálási sémák (forward, Matsuno) a jelen vizsgálat szempontjából nem szolgáltatnak kielégítő eredményeket. A rendelkezésre álló adatok és számítási eredmények alapján a Lax-Wendroff séma alkalmazása gondosan körülhatárolt feltételek esetén lehetséges. A későbbi számítások szempontjából perspektivikusnak tekinthetők a háromszintű sémák. Ezek között előnyös számítástechnikai realizálhatóságával kitűnik az Adams-Bashforth módszer.

#### IRODALOM

- Arakawa, S., 1968: A proposed mechanism of fall winds and Dashikaze. *Papers in Meteorology and Geophysics* 19, 69-99.
- Arakawa, S. and Oobayashi, T., 1968: On the numerical experiments by the method of characteristics of one-dimensional unsteady airflow over the mountain ridge. *Papers in Meteorology and Geophysics* 19, 341-361.

- Long, R. R., 1953: Some aspect of the flow of stratified fluids. I. A. theoretical investigation. *Tellus* 5, 42–58.
- Long, R. R., 1954: Some aspect of the flow of stratified fluids. II. Experiments with a two-fluid system. *Tellus* 6, 97–115.
- Long, R. R., 1955: Some aspect of the flow stratified fluids. III. Continous density gradients. *Tellus* 7, 341–357.
- Mesinger, F. and Arakawa, A., 1976: Numerical methods used in atmospheric models. *GARP Public. Ser.* 17.
- Oobayashi T., 1970: A numerical study of airflow over an isolated obstacel in a fluid system of two layers. *Papers in Meteorology and Geophysics* 21, 401–420.
- Potter, D., 1973: *Computational physics*. John Wiley and Sons, London.
- Richtmyer, R. D. and Morton, K. W., 1967: *Difference methods for initial value problems*. Interscience, New York – London.
- Volcinger, N. E. and Pjaskovskij, R. V., 1977: *Teorija melkoj vodi*. Gidrometeoizdat, Leningrad.
- Young, J. A., 1968: Comparative properties of some time differencing schemes for linear and non-linear oscillations. *Mon. Weath. Rev.* 96, 357–364.
-

# IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 87. évf. 5. szám 1983. szeptember—október  
*Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 87. No. 5. Sept.—Oct. 1983. Budapest*

## A turbulens diffúzió parametrizálási lehetőségei

TÓTH GYÖRGY, Központi Meteorológiai Intézet, H-1525 Budapest, Pf. 38.

*The parametrization of turbulent diffusion.* The transport of pollutants is mainly determined by the vertical distribution of the wind and the atmospheric stability. In most of the cases the wind speed is calculated by an atmospheric boundary-layer model. The difficulty of the solution of these equations is caused by the parametrization of the turbulent diffusion. In order to solve the boundary-layer equations the momentum fluxes in the equations of motion, horizontal and vertical turbulent fluxes of pollutant in the diffusion equation have to be determined by using some simplifying conditions. There exists many types of parametrization of the turbulent fluxes. In the this paper the model equations are described, then the turbulence closure problem and some possibilities for the parametrization discussed.

✱

*A turbulens diffúzió parametrizálási lehetőségei.* A szennyezőanyagok terjedésére és koncentrációjának kialakulására a légkörben a hőmérsékleti rétegződés és a szél hat legnagyobb mértékben. A szélsébség értékeit a legtöbb esetben a feltételeknek elegettevő PHR-modell alapján számítják ki. A meghatározás során nehézséget az áramlás turbulens volta miatt fellépő turbulens transzport-tényezők jelentik. Ilyen a mozgás egyenletknél jelentkező impulzus-áram, illetve a diffúziós egyenlet esetében a szennyezőanyag turbulens árama horizontális és vertikális irányban. Ezek kezelése bizonyos egyszerűsített feltételek alapján lehetséges: ezeket valamilyen módon parametrizáljuk. A parametrizálásnak több típusa lehetséges. A továbbiakban a modellezéshez szükséges egyenleteket, illetve az irodalomban található lezárási módokat és parametrizálási lehetőségeket ismertetjük.

✱

### A hatérréteget leíró egyenletek

A planetáris hatérréteg (PHR) absztrakció, a légköri hatérréteg speciális esete. Elméleti megközelítése olyan feltételek mellett lehetséges, amelyek gyakorlatilag sohasem teljesülnek egyidejűleg. *Wipperman* (1973) a következő kritériumokat adta:

a) az áramlás legyen turbulens,  
b) az átlagáramlás stacionárius és horizontálisan homogén,

c) az impulzus, a hő és a nedvesség molekuláris átvitele elhanyagolható a megfelelő turbulens átvitelek mellett.

A stacionaritást és horizontális homogenitást mások gyakran elhagyják.

A planetáris hatérréteg egyes típusairól és fizikai folyamatairól jó összefoglalást ad *Rákóczi* (1983) tanulmánya.

Az összenyomhatatlan folyadék pillanatnyiértékeinek alapvető dinamikai egyenletei a Navier – Stokes egyenletek:

$$\frac{d u_i}{dt} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \Delta u_i,$$

ahol  $d/dt = \partial/\partial t + u_i(\partial/\partial x_i)$ ;  $u_i$  sebesség komponensek,  $\Delta$  Laplace operátor,  $\nu$  kinetikai viszkozitás,  $F_i$  külső erők,  $p$  nyomás,  $\rho$  sűrűség.

A folyadékok áramlása jellemezhető a dinamikai változók átlagértékeivel (melyek egyenletesen és lassan változnak), valamint az ezekre ráépülő fluktuációkkal, amelyeknek nagy a tér és időbeli változékonysága. Elméletben ezek az inhomogenitások tetrazölleges kicsi skálával és periódussal rendelkezhetnek a molekulák átlagos szabad úthosszához és a két ütközés közt eltelt időhöz képest. A kísérletek viszont azt bizonyítják, hogy a turbulens inhomogenitások sohasem olyan kicsiny tér- és időméretek mint a molekulák mozgása. Ennek

oka az, hogy ilyen kis időméretek esetén igen nagy sebességgradiensek lépnének föl, s a viszkozitás legyőzéséhez olyan nagy energiabefektetés lenne szükséges, amely nem engedi meg az ilyen mozgások létrejöttét. Valójában az inhomogenitások tér-és időméretei nagyságrendekkel nagyobbak a molekuláris értékeknél. A legkisebb inhomogenitások extrém esetben  $10^{-1}$  mm nagyságrendűek, ugyanakkor a molekuláris értékek  $10^{-8}$  mm nagyságrendűek.

Ennek alapján a hidrodinamikai mezők jellemezhetők a tényleges sebességkomponensek átlag értékeivel, s az attól való eltéréssel

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i.$$

A Navier – Stokes egyenleteket azonban direkt módon itt nem alkalmazhatjuk, mivel a hidrodinamikai mezők mindig változókéonyak és a megoldás igen erősen függ a kezdeti feltételektől, amelyeket kellő pontossággal sohasem ismerünk. Ezek pontos ismerete esetén is fennáll annak a veszélye, hogy a kezdeti adatok kis megváltozása fizikailag kezelhetetlen megoldást eredményez. Mivel bennünket az átlagértékekre vonatkozó megoldás érdekel, egyenleteinket ún. Reynolds egyenletekké alakítjuk. Ezt úgy végezzük el, hogy a Navier – Stokes és a kontinuitási egyenlet  $u_i$ -vel szorozott alakját kombináljuk és átlagolunk. Az átlagolásnál figyelembe vesszük, hogy

$$\overline{f+g} = \bar{f} + \bar{g}, \quad \overline{f'} = 0, \quad \overline{f'g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f'g'}.$$

A sűrűség időbeli változásától eltekintve a Reynolds egyenlet formája a következő (Monin, Jaglom 1965):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_a \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_a} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \\ + \frac{\partial}{\partial x_a} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_a} - \overline{u'_i u'_a} \right) \end{aligned}$$

Az egyenlet folytonosan változó, átlagolt mennyiségeket tartalmaz. A nehézséget az  $\overline{u'_i u'_a}$  mennyiségek megjelenése okozza, amely az egyenletek nem linearitásának következménye és a  $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$  - t Reynolds feszültségeknek nevezzük. A lineáris egyenletek átlagolásakor (pl. kontinuitási egyenlet) ilyen jellegű tagok nem lépnek fel. Az új tag megjelenése azt a fizikai tényt fejezi ki, hogy a folyadékrezecskék közti momentumváltozás egyrészt a molekuláris viszkózus erők következtében jön létre (melyet a viszkózus tenzor ír le), másrészt a folyadék egyik térfogateleméből a másikba transzportálódó momentum következménye (melyet a Reynolds feszültség ten-

zor ír le), melyet a sebességfluktuációk következtében létrejött keveredés indukál. Tehát a turbulens keveredés a viszkozitás növekedésével azonos jellegű. Mint már említettük, a molekuláris hatás több nagyságrenddel kisebb a turbulens hatásnál s ezért elhanyagolható. Hasonló egysúlyi egyenletet kapunk tetszőleges konzervatív mennyiségre, mely a folyadékkal áthelyeződik (pl. hő, vízpára, szennyezőanyag):

$$\frac{d\bar{\theta}}{dt} = \frac{\partial}{\partial x_a} \left( \chi \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_a} - \overline{u'_a \theta'} \right),$$

ahol  $\bar{\theta} = \bar{\theta} + \theta'$  a megfelelő mennyiség,  $\chi$  a molekuláris vezetőképesség.

Itt is érvényes, hogy a molekuláris tag elhanyagolható a turbulens mellett.

Ezek a differenciál egyenletek csak akkor oldhatók meg analitikusan vagy numerikusan, ha a Reynolds feszültségekre újabb egyenleteket írunk fel, vagy valami módon közelítjük. E problémát a feladat lezárásának szokás nevezni.

Az egyenletek zárttá tétele első természetesen módon a másodrendű korrelációkra felírt újabb egyenletek alapján lenne lehetséges. Ekkor újabb ismeretlenként a harmadrendű korrelációk jelennének meg. Ezt az eljárást folytatva az n-rendű korrelációra felírt egyenletben a nem linearitás miatt az n + 1 rendű tagok is mindig előfordulnak, tehát valamelyik lépésben adott hipotézissel lezárjuk. Ezt az egyenletek magasabb rendű lezárásának nevezzük. A legbonyolultabb esetekben is a harmadrendű lezárást alkalmazzák. Ilyenkor a harmadrendű korrelációkat a másodrendű korrelációk deriváltjainak összegeként állítják elő. Píen lezárási módszert alkalmazott pl. Wyngaard (1975), Wyngaard és Côté (1974).

A továbbiakban a leggyakrabban alkalmazott másodrendű lezárási lehetőségek közül ismertetünk néhányat.

Egyenleteink a stacionaritásnak és a horizontális homogenitásnak megfelelően, a nyomási gradiens és a geosztrófikus szél közti összefüggést felhasználva, valamint külső erőként a Föld forgásából származó Coriolis-erőt figyelembevéve a következő alakot öltik:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau_x}{\rho} \right) &= -f(v - v_g), \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\tau_y}{\rho} \right) &= f(u - u_g), \\ \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{w' \theta'} \right) &= 0. \end{aligned}$$

A harmadik mozgásegyenlet, a sztatika alapegyenlete, a továbbiakban a parametrizálás tekintetében közömbös.

A turbulens áramok parametrizálása során az alap gondolat az, hogy ezek (a molekuláris mozgással azonos módon) a meteorológiai elemek gradienseivel lineáris kapcsolatban állnak. Vagyis

$$\tau_x = K_M \frac{\partial u}{\partial z}, \tau_y = K_M \frac{\partial v}{\partial z}, -w' \Theta' = K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z},$$

ahol  $K_M$  a turbulens diffúziós (turbulens kicserélődési) együttható a momentumra,  $K_H$  pedig a hőre vonatkozóan. A továbbiakban a feladat lezárása a  $K_M$  értékek megadását foglalja magában.

A modellezés során a réteget kezelhetjük egységesen vagy eltérő tulajdonságú rétegekre bontva.

a) Egységes kezelés:

A légköri határrétegben Akerblom (1908) határozta meg elsőként a szél magasság szerinti eloszlását. Számítása során a turbulens kicserélődési együttható értékét állandónak tekintette ( $K_M = \text{áll.}$ ). Alsó határfeltételként a következőket írta elő:

$$z=0\text{-ra } K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_0}{\rho_0} \quad \text{és} \quad K_M \frac{\partial v}{\partial z} = 0.$$

Ez azt jelenti, hogy az  $x$  irányú átvitel rögzített érték, az  $y$  irányú pedig nulla. Felső határfeltételként pedig azt követelte meg, hogy az átlagszél a geosztrófikus szél értékéhez tartson, nevezetesen:

$$z \rightarrow \infty \text{-re} \quad u \rightarrow u_g \quad v \rightarrow v_g.$$

Számítása szerint a szél a magassággal jobbra fordul és növekedik. Taylor (1915) szintén a  $K_M = \text{állandó}$  feltételt választotta és felső határon a szél ismét a geosztrófikus értékhez tart, azaz:

$$z \rightarrow \infty \text{-re, } u \rightarrow u_g, \quad v \rightarrow v_g.$$

Az alsó határfeltételt úgy módosította, hogy a földfelszínen a szélvektor és a Reynolds féle feszültség vektor párhuzamos legyen, nevezetesen

$$z \rightarrow 0\text{-ra } \frac{u}{v} \rightarrow \frac{\partial u / \partial z}{\partial v / \partial z}.$$

Ez utóbbi feltétel helyettesíthető a talajszél és a geosztrófikus szél közti szög ismeretében, s ekkor ismét analitikus megoldás adható.

A későbbi mérések alapján feltételezték, hogy  $K_M$  a magasság függvénye. Blinov és Kibel (1937) a  $K_M = k_1 z$  feltételt tekintet-

ték, ahol  $k_1$ -t abból határozták meg, hogy a talaj közelében

$$|v| \approx \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0},$$

ahol

$$u_*^2 = \lim_{z \rightarrow z_0} K_M \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|.$$

Innen  $k_1 = \kappa u_*^*$  adódott.

A továbbiakban sokan alkalmazták a  $K_M \sim z^n$  alakú közelítést. Takev (1964) adott analitikus megoldást  $n=2$  esetén, valamint ha  $n$  alakja a következő volt:

$$n=2 \quad \frac{2j+2}{2j+3}, \quad j=0, 1, 2, \dots$$

A megoldás során a következő feltételeket írta elő:

$$z=z_0 \quad u=v=0 \\ z \rightarrow \infty \quad u \rightarrow u_g \quad v \rightarrow v_g$$

$K_M = k_1 z^n$ , ahol  $k_1$  a keveredési érték a  $z=l$  métereken.

b) Különböző tulajdonságú rétegre bontás:

A légköri határréteg vizsgálatok kimutatták, hogy a határréteg két jól elkülöníthető rétegre bontható: felszínközeli és Ekman (v. átmeneti) rétegre. A felszínhez közel definiálható egy keskeny réteg, melyben a meteorológiai mennyiségek (impulzus, hő, nedvesség) turbulens áramai a magassággal kevésbé változnak. E rétegben a felszínnel való kölcsönhatás igen erős, a felszíni feltételekhez való kiegyenlítőds viszonylag gyorsan megy végbe.

A réteg vastagságának megállapítására becsléseket végeztek. Ezek alapja, hogy meghatározzuk azt a réteget, melyben a kívánt áram függőleges szerinti változása bizonyos %-ot nem halad meg. Zilitinkevich (1970) a momentum és hő esetében 20%-ot vett alapul és az egyéb változók szélsőséges értékeit véve az állandó momentumfluxusú réteg vastagsága 5–50 m, az állandó hőfluxusú réteg 10–100 m értékekre adódott. Haugen et. al. (1971) is hasonló nagyságrendű értékeket kapott. Dyer és Hicks (1970) 4 m-en és 14 m-en elhelyezett műszerekkel végeztek összehasonlító méréseket. A fluxusok változása a fenti magasságok és a horizontális 150 m között nem haladta meg a 10%-ot. Ebben a rétegben teljesül, hogy a turbulens kinetikus energia időbeli változása is elhanyagolható, mivel értéke 1%-nál kisebb.

Mivel ebben a rétegben a meteorológiai elemek áramai a magassággal állandónak vehetők, ezek segítségével sebesség- és hőmérséklet-dimenziójú mennyiségek definiálhatók

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}, \quad T_* = -\frac{H}{\kappa c_p \rho u_*}$$

ahol  $\kappa$  a Karman konstans. Neutrális rétegződést feltételezve a következő teljesül:

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2$$

A mérések azt mutatják, hogy  $K_M$  értéke a magassággal egyenes arányban nő. Ezt feltételezve a jól ismert logaritmus törvényt kapjuk:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$$

ahol  $z_0$  az érdességi paraméter.

Nem neutrális helyzetben a szélsősebesség és a hőmérsékleti profil a gyakran alkalmazott *Monin-Obuhov* hasonlósági elmélet segítségével adható meg. Ennek értelmében a turbulencia mindegyik területén, a disszipációs tartománytól eltérően, a turbulencia jellemzői függetlenek a molekuláris konstansoktól és a felszíni érdességet jóval meghaladó magasságokban a talaj érdessége nem befolyásolja a hidrodinamikai mezők jellemzőit. Ebből következik, hogy a sebességet és a hőmérsékletet  $u_*$ ,  $T_*$ ,  $g/T = \beta$  értékek határozzák meg. Ezekből egyetlen hosszúság dimenziójú mennyiség állítható elő, az ún. *Monin-Obuhov* hossz.

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa^2 \beta T_*} = \frac{c_p \rho}{\kappa \beta H} \left( \frac{\tau}{\rho} \right)^{2/3}$$

E hossz csak konstansokat és állandó fluxusokat tartalmaz, ezért állandó a felszín közelében és jellemző ennek struktúrájára

Bevezetve a  $\zeta = z/L$  dimenziómentes számot, a hasonlósági elmélet értelmében az

átlagos szélsősebesség vertikális gradiense és az átlagos hőmérséklet vertikális gradiense a következő formába írható:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \varphi_M(\zeta),$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{T_*}{z} \varphi_H(\zeta),$$

ahol  $\varphi_M$  és  $\varphi_H$  univerzális függvények.

A kiválóan alkalmas a lokális hidrosztatikai stabilitás jellemzésére. Ugyanis, ha figyelembe vesszük a turbulens kinetikus energiára vonatkozó egyenletet, a már említett stacionaritást, valamint ha az állandó momentum-fluxust is feltételezzük, az egyenlet *Monin-Jaglom* (1965) alapján az alábbi módon írható fel:

$$u_*^2 \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\beta H}{c_p \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial Q}{\partial z} - E = 0,$$

ahol  $Q$  a közepes energiaáram,  $E$  pedig a viszkozitás miatt disszipálódott energia.

Ennek alapján látható, ha  $\zeta < 0$ , a hidrodinamikai erők a sebességfluktuációk létrejöttéhez vezetnek, ha  $\zeta > 0$ , akadályozzák ezek létrejöttét,  $\zeta = 0$ , pedig a neutrális helyzet.

A már említett Kármán-konstans meghatározására méréseket végeztek (*Businger et al.* 1971). A  $\left( \frac{z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \right)^{-1} = \frac{\kappa}{\varphi_M}$  mennyiséget mérték a Richardson szám ( $R_i$ ) függvényében és a  $\varphi_M(0) = 1$  illesztési feltételt használták. Ekkor  $\kappa$  értéke 0,35–0,40 között adódott.

A  $\varphi_M$  és  $\varphi_H$  univerzális függvények meghatározása mérések alapján lehetséges. A legtöbb légköri adat jól reprezentálható a következő formulákkal:

$$\varphi_M \begin{cases} 1 + \beta_M \zeta & \text{ha } \zeta \geq 0, \\ (1 - \gamma_M \zeta)^{-1/4} & \text{ha } \zeta \leq 0, \end{cases}$$

$$\varphi_H \begin{cases} 1 + \beta_H \zeta & \text{ha } \zeta \geq 0, \\ (1 - \gamma_H \zeta)^{-1/2} & \text{ha } \zeta \leq 0, \end{cases}$$

ahol  $\beta_M$ ,  $\beta_H$ ,  $\gamma_M$ ,  $\gamma_H$  mérések alapján meghatározott értékek. Az *I. táblázat* néhány,

## I. TÁBLÁZAT

Az univerzális függvényeknél ( $\varphi_M$ ,  $\varphi_H$ ) alkalmazott állandók

	$\gamma_M$	$\beta_M$	$\gamma_H$	$\beta_H$
Businger et al. (1971)	15	4.7	9	6.4
Paulson (1970)	16	7	16	7
Dyer and Hicks (1970)	16	—	16	—

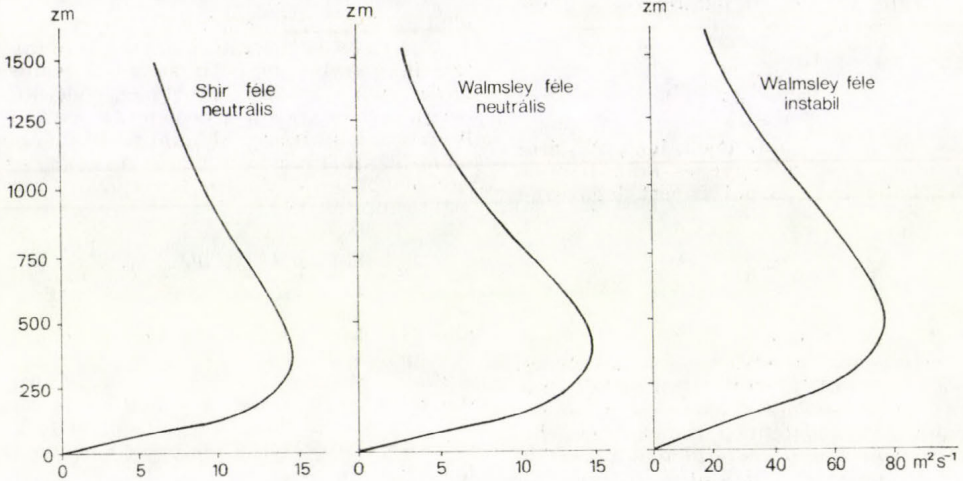
modelleknél már használt értéket mutat be. Ezek alapján a szél és hőmérsékleti profil integrálás után a következő módon kapható meg:

$$u = \frac{u_*}{\alpha} [\ln z/z_0 - \psi_M],$$

$$\Theta - \Theta_0 = T_* [\ln z/z_0 - \psi_H],$$

A stacionárius és horizontálisan homogén Reynolds egyenletek a  $K_M$  ismeretében megoldhatók. Az egyenletek ilyen módon történő lezárását fél-empirikus lezárásnak hívjuk. A mérések alapján  $K_M$  értékét a magasságtól és stabilitástól függő analitikus függvényekkel többben is megadták. A továbbiakban néhány ilyen megoldást mutatunk be.

Shir (1973) neutrális esetben a



1. ábra. A kicserélődési együttható ( $K_M$ ) magasság szerinti változása neutrális és instabil helyzetben

ahol

$$\psi_M = \int_0^{\zeta} \frac{1 - \varphi_M(\zeta')}{\zeta'} d\zeta',$$

$$\psi_H = \int_0^{\zeta} \frac{1 - \varphi_H(\zeta')}{\zeta'} d\zeta'.$$

$\psi_M$  és  $\psi_H$  konkrét formulája stabil esetben könnyen megadható. Instabil helyzetben Paulson (1970) végzett el egy lehetséges integrálást a  $K_H/K_M = 1$  viszony feltételezésével.

Ez utóbbi feltételezés vitatott, általában feltételezik, hogy  $K_H > K_M$  és neutrális esetben  $K_H = 1,35K_M$ .

Az alsó 20–100 m-es réteg fölött helyezkedik el az Ekman- vagy átmeneti réteg. Ezen belül a meteorológiai elemek fluxusa csökken a magassággal s a súrlódási erő miatt a szél is fordul. A turbulens kicserélődésre jellemző, hogy elérve a maximumát, a réteg felső határáig csökken. A meteorológiai elemek gradiense már nem olyan nagy érték. A réteg vastagsága napszaktól függően 400–2000 m között változhat.

$$K_M = \alpha u_* z \cdot \frac{1}{2} \left[ e^{-4z/H} + \frac{1}{1 + a(z/h)^b} \right]$$

formuláját ajánlja az  $a = 16$ ,  $b = 1,6$ ,  $h = 0,455 u_* / f$  paraméterekkel.

Ennek maximuma  $\sim h/4$ -nél van, s utána gyorsan csökken.

Walmsley (1973) a következő kifejezést használta:

$$K_M = \frac{\alpha u_* z}{\varphi_M} e^{-4z/h}$$

Yamamoto és Shimanuki (1968) pedig a

$$K_M = \begin{cases} \alpha^2 z^2 \left( S + \sqrt{\frac{g}{\Theta}} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right| \right), & \text{ha } \frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0 \\ \alpha^2 z^2 \left( S - \left| \frac{L}{z} \right|^{1/6} \cdot \sqrt{\frac{\sigma g}{\Theta}} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right| \right), & \text{ha } \frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0 \end{cases}$$

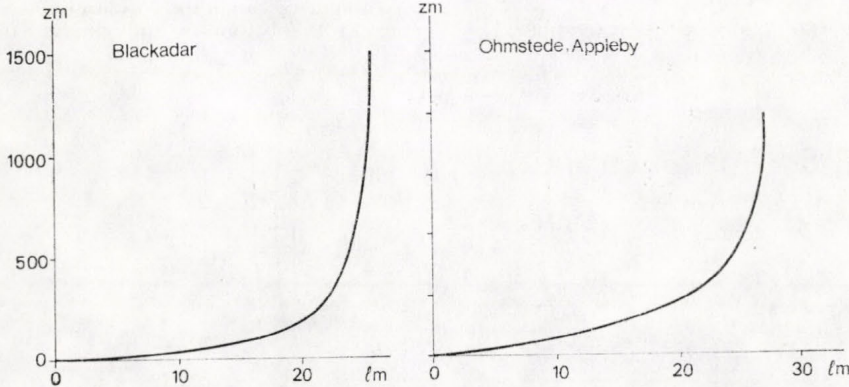
feltételezéssel él, ahol  $\sigma = 15$ ;  $S^2 = (\partial u / \partial z)^2 + (\partial v / \partial z)^2$ . Néhány  $K_M$  profilt az 1. ábrán mutatunk be.

Más lehetőség nyílik a Prandtl-féle keveredési úthossz alkalmazásával, amely szerint

$$K_M = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|,$$

ahol  $l$  a keveredési úthossz, s a továbbiakban a feladat lezárása az  $l$  értékének megadását jelenti.

Egyik leggyakrabban használt keveredési úthossz hipotézis a *Blackadar* (1962)-féle feltételezés:



2. ábra. A keveredési úthossz ( $l$ ) magasság szerinti változása neutrális helyzetben

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda},$$

ahol a magasság növekedtével  $l$  egy aszimptotikus értékhez,  $\lambda = (2,7 \cdot 10^{-4} \cdot v_g) / f$ -hez tart, míg a felszín közelében  $l \sim \kappa z$  (2. ábra). *Ohmstede és Appleby* (1964) a következő analitikus kifejezést használták:

$$l = l_0 [1 - \exp(-\kappa z / l_0)],$$

ahol  $l_0 \approx 0,004 (u_* / f) - 0,006 (u_* / f)$  (2. ábra).

Nagyon sok más, a fentiektől lényegében nem nagyon különböző analitikus kifejezés használatos  $l$  meghatározására, melyeknek két közös tulajdonsága van: a felszín közelében  $l \sim \kappa z$ , valamint olyan szabad paraméter(ek) szerepelnek megadásában, mely(ly)el a kapott kifejezés a megfigyelési értékeket jól közelíti. Problémát jelent az aszimptotikus  $l$  érték megadása is. Általában használt a  $\lambda = \cos \theta$ ,  $u_* / f$  alak, ahol  $u_*$  - a talajközeli rétegre jellemző érték, s valószínűleg igaz, hogy egyrészt a keveredési úthossz aszimptotikus értékét nem befolyásolhatja.

Fizikai szempontból érthetőbb, hogy a keveredési úthossz kifejezésében a lokális turbulencia elemei játszanak fontos szere-

pet. *Karman* a felszín közelében feltételezte, hogy

$$l = -\kappa \frac{du/dz}{d^2u/dz^2},$$

melyből a logaritmusos szélprofil adódik.

*Rossby* a fenti közelítést az *Ekman* rétegben változtatott módon alkalmazta. Szerinte:

$$l = -\kappa \frac{(du/dz) + (dv/dz)}{(d^2u/dz^2) + (d^2v/dz^2)}$$

E kifejezés aszimptotikusan tartalmazza a *Kármán-féle* hipotézist. Ennek alapján, főleg szovjet szerzők, pl. *Zilitinkevich* (1970) sokkal általánosabb kifejezést használtak:

$$l = -\kappa \frac{\psi}{d\psi/dz}$$

ahol  $\psi$  a turbulens áramlás lokális termikus struktúrájától függ. Egyik legáltalánosabb kifejezést  $\psi$  értékre *Bolileva, Laikhtman, Zilitinkevich* (1969) adták, mely analitikus függvénye az energia utánpótlásnak, stabilitásnak, turbulens energia diffúziójának, energia veszteségnek, keletkezésnek. A formula alkalmazásánál neutrális esetben és kis távolságoknál a logaritmusos profil származtatható.

A fenti formula jól használható, ennek ellenére két dologra érdemes a figyelmet felhívni, amely az alkalmazhatóságot gátolja. Nagy magasságoknál mind a számláló, mind a nevező nullához közeli érték. A másik az, hogy matematikai struktúrája miatt néhány, reálisan létező esetet nem írhatunk le vele: pl. ha a meteorológiai elem lineárisan vagy parabolikusan növekedik. Ilyen esetben  $l$  értéke végtelen illet-

ve negatív, mely fizikai szempontból irreális.

A Blackadar formula hőmérsékleti rétegződéstől függő változatát Fiedler (1971) készítette. Ő a következő kifejezést javasolja:

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z / \lambda \exp(-\alpha \mu)},$$

ahol  $\lambda = 50 (u_* / f)$ ,  $\mu = h / L$ ,  $h = \kappa (u_* / f)$ .

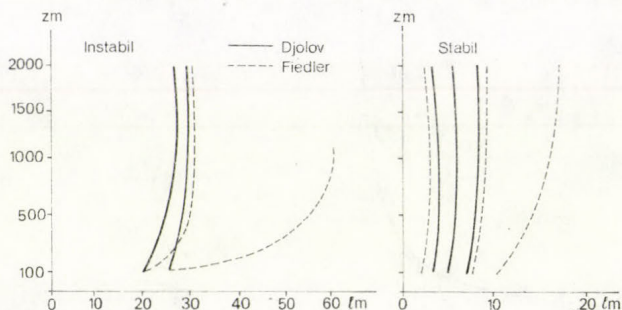
Itt a stabilitást a kitevő tartalmazza.

ke. Ilyen számításoknál feltételezik, hogy

$$K_b = K_h, \quad \varepsilon_t = c l^{-1} b^{3/2}$$

$c$  értéke laboratóriumi mérések alapján 0,046-nak adódott.

Közvetlenül nehezebb a turbulens diffúziós együttható magasság szerinti eloszlására kifejezést találni, mint a keveredési úthossz változását leírni, hiszen  $K_M$  értéke egy maximumig növekedik, majd onnan csökken, ugyanakkor  $l$  valamilyen kicsiny értéktől folytonosan növekedve tart az



3. ábra. A keveredési úthossz ( $l$ ) magasság szerinti változása különböző stabilitások esetén

Az eddig ismertetett  $l$  értékek csupán neutrális helyzetben adtak egyező eredményt a felszínközeli profillal. A Djolov (1974) által kidolgozott kifejezés

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{2,7 \cdot 10^{-4} v_g / f} + \frac{\varphi_M(\zeta)}{\kappa z}$$

már diabotikus esetben is egyezik és neutrális esetben a Blackadar formulával azonos.

Különböző stabilitási helyzetek esetén  $l$  profilok a 3. ábrán találhatók.

Másik lehetőség  $K_M$  parametrizálására, amikor a keveredési úthosszal és az egysegnyi tömeg turbulens kinetikus energiájával hozzuk kapcsolatba és a

$$K_M = l \cdot b^{1/2}$$

feltételezést tesszük, ahol  $b = \sum_{i=1}^3 (\overline{ou_i^2} / 2\varrho)$ .

Ilyen esetben  $l$ -re és  $b$ -re kell hipotézist adni. Valamilyen, a már említett közelítést alkalmazunk  $l$ -re,  $b$ -t pedig a turbulens kinetikus energiára vonatkozó egyenletből számítjuk:

$$K_M \left[ \frac{\partial v^2}{\partial z} - K_H \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( K_b \frac{\partial b}{\partial z} \right) - \varepsilon_t = 0,$$

ahol  $K_M$  a turbulens energia kieserélődési együtthatója,  $\varepsilon_t$  pedig a disszipáció mérté-

ke. Ilyen számításoknál feltételezik, hogy aszimptotikus értékhez. Viszont a közvetlen  $K_M$  megadás sok esetben analitikus megoldást szolgáltat, míg a keveredési úthossz alkalmazása bonyolítja egyenleteinket és megoldás csak numerikus eljárás során nyerhető számítógép segítségével. Ez az oka annak, hogy ilyen megoldások csak a 60-as évek után kerültek előtérbe.

Az említett lezárási lehetőségek a molekuláris és a turbulens átvitel közti analógiát használják fel. Különböző megfigyelések azonban azt mutatják, hogy a turbulens átvitel nem mindig gradiens irányú, szélsőséges esetben pillanatnyilag ellentétes irányú is lehet. Ilyenkor a  $K$ -elmélet természetesen összeomlik. Szerencsére az említett helyzet a modellezendő helyzetek kis hányada.

Figyelembe kell venni azt is, hogy ezek a formulák többnyire a felszínközeli réteg elméletén és az Ekman-rétegbeli hiányos méréseken alapulnak. Minden vertikális áram parametrizálása a stacionaritás és horizontális homogenitás feltételén alapul, melyet ha a PHR-ben két különböző tartomány nem stacionárius átmenetére használunk, érvényét veszti.

Meg kell jegyezni azt is, hogy  $K_M$  csak egy arányossági tényező, mely kapcsolatot teremt a mennyiségek átvitele és gradienseik között. Ennek meghatározása tehát csak közvetett úton lehetséges.

Eddigiekben a momentum és a hő vertikális áramának közelítéséről szövegtünk.

Ha a szennyezőanyagok terjedését leíró turbulensdiffúziós egyenletet átalakítjuk a mozgásegyenleteknél bemutatott módon, akkor a nem-linearitás miatt ismét fellépnek a másodrendű korrelációk a szélsősebességfluktuációk és a szennyezőanyag koncentráció fluktuációja között. Itt is feltételezhető, hogy ennek értéke az átlagos koncentráció gradiensevel arányos. Ennek egy lehetséges közelítését Busch (1976)

adta meg:

$$\overline{w^2 c^2} = - \left( \frac{\varphi_M}{\varphi_H} \right)^2 \cdot \lambda^2 \overline{\left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| \frac{\partial c}{\partial z}}$$

Összefoglalva a lezárási lehetőségeket elmondható, hogy a használatos közelítések a gyakorlatban jól alkalmazhatók, bár a turbulencia mélyebb megértéséhez nem járulnak hozzá.

## IRODALOM

- Bolileva – Laikhtman – Zilitinkevich, 1965: Turbulentnuij rezsim b termiceszkij sztratificirovanom planetarnom szloje atmosferu. Moszkva.
- Busch, N. E., 1976: A multi-level model of the planetary boundary layer scitable for use with mesoscale dynamic models. *J. of Appl. Met.* 9.
- Businger, J. A., Wyngaard, J. C. Irumi Y. and Bradley, E. F., 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atm. Sci.* 28.
- Djolo, G. D., 1974: Modeling of interdependent diurnal variation of meteorological elements in the boundary layer. *Hydrology and Meteorology* No. 6.
- Dyer, A. J., Hicks, G. H., 1970: Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 96.
- Fiedler, F., 1971: The effect of baroclinicity on the resistance law in a diabatic boundary layer. *Beiträge zur Physik der Atm.* 45.
- Haugen, D. A., Kaimal, J. C., Bradley, E. F., 1971: An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 97.
- Monin, A. Sz., Jaglom, A. M., 1965: Sztatiszticeszkaja gidromehanika I. Moszkva.
- Ohmstedt, W. D., Appleby, J. F., 1964: Numerical solution of the distribution of wind and turbulence in the planetary boundary layer. *Met. Res. Note.* 8.
- Paulson, C. A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. of Appl. Met.* 9.
- Rákóczi F., 1982: A planetáris határ réteg kutatásának problémái és eredményei. *Időjárás* 5.
- Shir, C. C., 1973: A preliminary numerical study of atm. turb. flows in the idealized planetary boundary layer. *J. Atm. S.* 30.
- Takev, K., 1964: Profil na bjatpa pri sztepenu model na zakona za izmenyenyie na kinematics-nija koefficient na turbulentnija viszkozitet sz viszkocinat. *Hydrologija u meteorologija* 3.
- Yamamoto, G. N., Yasuda, A., Shimanuki, 1968: Effect of thermal stratification on the Ekman layer. *J. Meteor. Soc. Jap.* 46.
- Walmsley, J. L., 1973: Numerical experiments with an air-water boundary layer model. *J. Meteor. Soc. Jap.* 51.
- Wippermann, F., 1973: The planetary boundary layer of the atmosphere. Deutscher Wetterdienst. Offenbach.
- Wyngaard, J. C., 1975: Modeling the P.B.L.-extension to the stable case. *Bound. Lay. Meteor.* 9.
- Wyngaard, J. C. and Cote, C. R., 1974: The evolution of a convective P.B.L.-higher order closure model. *Bound. Lay. Meteor.* 7.
- Zilitinkevich, Sz. Sz., 1870: Dinamika progranyiesnovo szloja atmosferu. Leningrad.

BARRETT, E. C.—MARTIN, D. W.: *The Use of Satellite Data in Rainfall Monitoring (Műholdadatok felhasználása csapadékmegfigyelésre.)* Academic Press INC. LTD, London, 1981. 340 oldal, számos ábra és táblázat.

A csapadék mérése még napjainkban sem teljesen megoldott, pedig a csapadék a mindennapi élet és a népgazdaság szempontjából az egyik legfontosabb meteorológiai elem. Mivel a csapadék megfigyelése és mérése térben és időben korlátozott, s várhatóan a jövőben is az marad, több kutató foglalkozik olyan módszerek kidolgozásával, amelyek ezeket a korlátokat legalább részben áttörik. Ezzel kapcsolatban egyre nagyobb figyelem irányul a radar és a meteorológiai műholdak adatainak ilyen célra történő felhasználására. A radart a csapadékot adó felhők földérítésére ma már az operatív munkában is kiválóan alkalmazzák, s a műholdak csapadékmérésre használása is egyre inkább az érdeklődés középpontjába kerül.

Barrett (Department of Geography University of Bristol, U. K.) és Martin (Space Science and Engineering Centre, University of Madison, Wisconsin, USA.) a műholdas csapadékmérés kutatásában igen jelentős munkát végeztek mind az e témában eddig megjelent irodalom összegyűjtésével és feldolgozásával, mind saját kutatásaik összegzésével. Könyvükben a röviden ismertetett problémafelvetés után a különböző csapadékmegfigyelő és -mérő módszereket tárgyalják.

Az ismertetett eljárásokban a csapadék tanulmányozására a kutatók öt hullámhossz tartományt használnak: a  $\lambda = 0,5 - 0,7 \mu\text{m}$ -es látható, a  $\lambda = 3,5 - 4,2$  illetve a  $\lambda = 10,5 - 12,5 \mu\text{m}$ -es infravörös sugárzási tartományokat és a  $\lambda = 0,81$  és  $1,55 \text{ cm}$ -es hullámhosszú mikrohullámokat. Egy-egy sugárzási tartomány adatainak alkalmazása csapadékmérésre többféleképpen is lehetséges. A különböző módszereket a szerzők részletesen tárgyalják.

Az eljárások egy részét hazai körülmények között is meglehetősen jó eredménnyel föl lehetne használni. Megtaláljuk azoknak a módszereknek a leírását is, amelyek ma még a magyarországi vevő és feldolgozó rendszer hiányosságai miatt nem alkalmazhatók, de ígéretesek a jövőre nézve. Igen hasznosak a módszerekhez fűzött fizikai, meteorológiai magyarázatok, valamint az eljárások értékelései. Különös figyelmet érdemelnek kutatóink részéről az infra- és a látható tartományban sugárzó tartományok alkalmazása a csapadék megfigyelésére és tanulmányozására, így pl. a bispektrális és felhő-modell módszerek, amelyek az infravörös és a látható tartományt együtt dolgozzák fel a matematikai statisztika segítségével. Ez az eljárás hazánkban is alkalmazható.

A módszerek alapja a különböző, csapadékot adó felhők felismerése és vizsgálata, a belőlük hulló csapadék intenzitásának becslése a műholdképek alapján. Az ismertetett eljárások döntő többsége számítógépes feldolgozást is lehetővé tesz vagy feltételez.

Áttekintést kaphatunk arról is, milyen területeken használhatók fel a műholdas csapadékmérési módszerek. A szerzők szerint különösen alkalmasak makroskálájú csapadékszlelésre az óceánok felett és a azon hálózatú szárazföldi területeken a csapadék észlelési adatainak a kiegészítésére. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy az ismertetett módszerek a meteorológiai és klimatológiai viszonyok miatt elsősorban a trópusi területeken adnak igen jó eredményt, mivel ott szinte kizárólagosan a csapadékot adó konvektív felhők felderítésére kell figyelmet fordítani.

Egy-egy fejezet foglalkozik a műholdas csapadékmérés hidrológiai és agrometeorológiai alkalmazhatóságával.

Ahogy a Föld népessége növekszik, egyre több élelemre, energiára és ásványi anyagra van szükség. Ezért napjainkban igen sürgető feladattá vált az ilyen életfontosságú készletek eloszlásának és mennyiségének ismerete, hogy felhasználásukat és megőrzésüket illetve pótlásukat megtervezhesük. Így a Föld vízkészletének és eloszlásának ismerete alapvető jelentőségű. Egyre több olyan területet ismerünk, amely tartós vízhiányban szenved. A műholdas csapadék mérések segítségével a vízkészlet becslhető, s ezt a szerzők részletesen ismertetik.

Szintén fontos kérdés ma a Föld népességének élelmiszerellátása. A különböző területekre vonatkozó agroklimatológiai és agrometeorológiai tényezők ismerete szorosan kapcsolódik e fel-

adat eredményes megoldásához. A szerzők bemutatják a műholdas esőmérések felhasználhatóságát az agroklimatológiában, különös tekintettel a termésmennyiség előrejelzésének kérdésére.

Külön tárgyalják a környezeti kockázati tényezőket, így az időjárás-érzékeny járványok (pl. nagy mennyiségű csapadék következtében elterjedő malária stb.) Előrejelzésének lehetőségét, valamint az árvizek, aszályok várható nagyságának becslését, a csapadék műholdas tanulmányozása segítségével.

A szerzők befejezésül körvonalazzák azokat a lehetőségeket, melyek még kiaknázatlanok a téren. Igen érdekes és régóta tervezés alatt áll. pl. a radar elhelyezése a meteorológiai műhold fedezetén, a közeljövőben valószínűleg megvalósul. Az ilyen „műholdas meteorológiai radar” segítségével végezhető csapadékmérés minden eddigi módszernél jobbnak ígérkezik.

A könyv a műholdas csapadékmegfigyeléssel, -becsléssel és -méréssel foglalkozó első, átfogó mű. A szerzőpáros gondolatmenete, magyarázata világos, követhető, a könyv terjedelmét figyelembe véve igyekeztek az ismertetésre került módszereket fizikai és meteorológiai háttérükkel együtt felvázolni. A lényeg megértését számos ábra és táblázat segíti.

Ajánljuk minden szakembernek, aki a csapadék észlelésének és vizsgálatának új útjai iránt érdeklődik.

*Rajki Ilona*

RODHE, H., SMITH, F. B., ISAKSEN, I., WHELPDALE, D. M. and ELIASSEN, A.: *Tropospheric chemistry and air pollution (Troposzférikus kémia és légszennyeződés)*. WMO – NO 583, Technical Note No 176, 1982. 141 oldal.

A környezetvédelem egyre inkább a meteorológia központi témájává válik. Ennek megfelelően a Meteorológiai Világszervezet igyekszik tájékoztatni a tagországokat a problémakörben elért legfontosabb eredményekről. Jelen kötet is a célkitűzés jegyében készült. A szerzők (munkájukat H. Rodhe koordinálta) összefoglalják a légkörbe került szennyezőanyagok terjedésére (2. fejezet), kémiai átalakulására (3. fejezet), kihullására (4. fejezet), modellezésére (5. fejezet) és körforgalmára (6. fejezet) vonatkozó ismereteinket. A kötet bevezetése és 6. fejezete H. Rodhe munkája, míg a 2–5 fejezeteket a cím előtt megadott sorrendben készítették a szerzők. Minden fejezet számos ábrát és táblázatot tartalmaz. A fejezetek végén elég részletes, korszerű irodalomjegyzék található.

A szerzők nehéz feladatot oldottak meg, hiszen a terjedelem és az érthetőség igénye korlátozta őket. A problémát úgy igyekeznek áthidalni, hogy csak az ún. reaktív gázokat (pl.  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NO}_x$ ) és aeroszol részecskéket tárgyalják, amelyek tartózkodási ideje napos, esetleg hetes nagyságrendű. Ezek a szennyezőanyagok a forrásoktól több száz, maximálisan több ezer kilométerre távolodhatnak el. Az átlagos transzport-távolságnak megfelelően a terjedéssel és modellezéssel foglalkozó részek jelentős mértékben a nagytávolságú terjedéssel foglalkoznak. Másrészt a szerzők művüket úgy igyekeznek megírni, hogy az egyes fejezeteket a meteorológia és a kémia alapjaiban járatos minden olvasó megérthesse.

A kérdés ezek után csak az, hogy hány olyan olvasó veszi kezébe a kiadványt, aki mind a meteorológiában, mind a kémiában járatos. Véleményünk szerint a 3., „Kémiai átalakulások a légkörben”, c. fejezet meteorológusoknak elég nehéz olvasmány, míg a „Transzport folyamatok és meteorológiai tényezők” c. 2. fejezet nem kimondottan csemege vegyészek számára. A hiba természetesen nem a szerzőkben keresendő. Olyan oktatási rendszerre van szükség, amely a környezetvédelmi meteorológia problémáinak megoldására alkalmas szakembereket képez. Ez az a terület, amelyen mind a Meteorológiai Világszervezetnek, mind a tagországoknak előre kell lépniük.

A fejezeteket író szerzők szakmájuk élvonalába tartoznak. Így az egyes részek jól tükrözik az illető téma jelenlegi állását. A szöveg mindenütt tömör, egyszerű és világos. A meteorológia és kémia alapjait ismerő olvasó a kötetet valóban nagyszerű kézikönyvként használhatja. Bár minden fejezet elkészítése mintaszerű, külön kiemeljük az 5. és 6. fejezeteket, amelyek – az előző részekben leírtakat szintetizálva – a terjedés modellezésével, illetve az egyes szennyezőanyagok körforgalmával foglalkoznak. Ezek tanulmányozása különösen hasznos lehet hazai szakembereinknek is.

*Mészáros Ernő*

## A METEOROLÓGIAI VILÁGSZERVEZET IX. KONGRESSZUSA

Előző számunkban már röviden megemlékeztünk arról, hogy a Meteorológiai Világszervezet IX. kongresszusát 1983. május 2 és 27 között rendezték meg Genfben. Ezuttal a kongresszusnak a Világszervezet fontosabb pénzügyi, jogi és technikai kérdéseivel, nemkülönben az ún. tudományos világprogramjaival kapcsolatos állásfoglalásait, illetve határozatait ismertetjük olvasóinkkal.

Az ülészakon, amelyen 138 ország képviselőjében 459 delegátus, 28 nemzetközi szervezet képviselőjében pedig 40 küldött és 19 meghívott szakértő vett részt, a munka a plenáris ülésen kívül két bizottságban folyt; az egyikben a pénzügyi, jogi és technikai jellegű kérdéseket, a másikban a szakmai programokat tárgyalták meg.

### *A Világszervezet pénzügyi kérdései*

Az 1984–1987. évi pénzügyi periódusra a WMO főtitkára 79,5 millió US-dolláros költségvetést terjesztett a kongresszus elé. Ez az összeg az előző pénzügyi periódus tényleges kiadásaihoz képest 10,9 millió emelkedést, évenként 0,4%-os költségnövekedést jelentett. Tájékoztatóul szolt a főtitkár arról is, hogy az ENSZ adminisztratív kérdésekkel foglalkozó konzultatív bizottságának (CCAQ) statisztikai kimutatása szerint az 1975-től 1983-ig terjedő periódusban a WMO tagállamainak hozzájárulása az ENSZ család többi szervezetéhez képest átlagosan a legalacsonyabb emelkedésű.

Hosszú pénzügyi vita után a kongresszus pénzügyi albizottságot küldött ki azzal a feladattal, hogy tételesen vizsgálja meg az 1984–1987-es évekre szóló tudományos és technikai programot, és a két szakbizottságban folyó vitához igazodva próbáljon költségcsökkentést végrehajtani.

Végül is a kongresszus a költségcsökkentést úgy hajtotta végre, hogy az Időjárás Világszolgálatra, az Éghajlati Világprogramra, valamint az Oktatási és Továbbképzési Programra előírányzott összeg ne csökkenjen, s ez-

zel 77,5 millió dolláros összeget hagyott jóvá az elkövetkező négyévi pénzügyi periódusra. Ez az összeg az előző periódus tényleges költségeinél 9 millióval magasabb ugyan, de a WMO szakmai tevékenységében nem jelent fejlődést; a költségvetés növekedése ugyanis az infláció számlájára írandó.

Megtárgyalva a főtitkár arra vonatkozó javaslatát, hogy az egyéves költségvetési időszakról kétévesre, elszámolási pénzegységként pedig az US-dollárról a svájci frankra térjen át a Világszervezet, a kongresszus az eddig gyakorlat fenntartása mellett döntött; hozzájárult viszont ahhoz, hogy az elmaradt tagdíjak rendezése történhet részletfizetéssel, de ennek időtartama nem haladhatja meg a 10 évet. Erre vonatkozóan az érintett tagállamok szerződést kötnek a Világszervezettel.

A főtitkár előterjesztésében a tagdíjak ki számítására két változat szerepelt. Az egyik változat szerint a hozzájárulás egy WMO és egy ENSZ elemből tevődne össze, 50–50%-os arányban. A másik változat az ENSZ-tagdíj jobb megközelítését célozza és annyiban tért el az előzőtől, hogy az „ENSZ-elem”-ben az abszolút ENSZ-tagdíjat vette figyelembe, s a két elem összegét egy 100/150 tényezővel szorozta meg. Ez utóbbi tagdíjkules lett volna a kedvezőbb Magyarország számára. A kongresszus egyetértett abban, hogy a WMO-tagdíjnak közelednie kell az ENSZ-skálához, és a könnyebb összehasonlítást kedvéért célszerű áttérni a százalékban kifejezett tagdíj-rendszerre. Hosszú vita után a kongresszus a tagdíjak kiszámítására a következő formulát fogadta el:  $(WMO\text{-tagdíj } 50\% - a + ENSZ\text{-tagdíj } 50\% - a) / 2$ . Minthogy az ENSZ-skálára történő áttérés a tagállamok egy részénél tagdíj-növekedést jelent, a kongresszus az új skála fokozatos bevezetése mellett döntött. Magyarország tagdíja, a jelenlegi 0,53%-os tagdíjból kiindulva, az elkövetkező évek során a következő módon csökken: 1984-ben, 0,50, 1985-ben 0,46, 1986-ban 0,42 és 1987-ben 0,38%.

A kongresszus a Végrehajtó Bizottság választható tagjainak számát 19-ről 26-ra emelte. Ennek megfelelően az egy régióból választható VB-tagok minimális számát kettőről háromra, maximális számát pedig hétről kilencre emelte, s ezzel a VB tagjainak tényleges száma 29-ről 36-ra növekedett: a WMO elnöke és három elnökhelyettese ugyanis, valamint a 6 regionális elnök hivatalból tagja a Végrehajtó Bizottságnak, melynek nevét most a kongresszus *Végrehajtó Tanácsra* változtatta.

Néhány tagállam azon javaslatát, hogy a főtitkár szolgálati idejét korlátozzák, a kongresszus nem fogadta el, azzal az indoklással, hogy a négyévenkénti választás elég demokratikus, és lehetőséget ad új főtitkár megválasztására, ha a tagállamok úgy kívánják. A főtitkárhelyettesest továbbra is a főtitkár fogja kinevezni, — nem a kongresszus választja, ahogyan javasolták —, de a főtitkár köteles előzetesen kikérni a Végrehajtó Tanács hozzájárulását.

A kongresszus — elfogadva a Végrehajtó Bizottságnak a WMO technikai bizottságaira vonatkozó javaslatát — egyetértett abban, hogy a technikai bizottságok jelenlegi rendszerét, azaz a nyolc bizottságot számszerint meg kell tartani, de hatáskörüket módosítani kell. Figyelemre méltó, hogy a kongresszus az Alkalmazott Meteorológiai és Klimatológiai Bizottság (CCAM) nevét újra *Klimatológiai Bizottságra* változtatta.

Jelentős programontja volt az ülésszaknak a Világszervezet vezetőségének újjáválasztása. A főtitkári állásra két jelölt is volt: *G. O. P. Obasi* (Nigéria) és *A. C. Wiin-Nielsen* (Dánia). A titkos szavazás első fordulójában az előbbi 72, az utóbbi 47 szavazatot kapott. Minthogy a jelöltek nem érték el a megválasztáshoz szükséges kétharmados többséget, a titkos szavazást megismételték. Ennek eredménye 79/36 volt Obasi javára, 10 tartózkodással, tehát ő nyerte el a főtitkári tisztséget.

Sokkal egyszerűbb volt az elnök és az elnökhelyettesek megválasztása. Minthogy mindegyik tisztségre csak egy-egy jelölt volt, a fennálló szabályzat értelmében, szavazás nélkül, egyhangúlag megválasztott elnök lett *R. L. Kintanar* (Fülöp-Szigetek), az első elnökhelyettes *Ju. A. Izrael* (Szovjetunió), a második *Zou Jingmeng* (Kína), a harmadik pedig *J. P. Bruce* (Kanada).

A WMO Végrehajtó Tanácsába — titkos szavazással — az I. régióból Egyiptom, Elefántcsontpart, Kenya, Kongó, Marokkó, Szenegál, Togo és Zambia, a II.-ből India, Japán, Nepál, Szaudi-Arábia, a III.-ból Argentína, Brazília és Peru, a IV.-ből a Brit-Karib-Területek, Kuba és az USA, az V.-ből Ausztrália, végül a VI. régióból Csehszlovákia, Franciaország, Finnország, az NSZK, Olaszország és Spanyolország meteorológiai szolgálatának vezetőit választották be.

A következő négyéves periódusban a technikai és tudományos programok tekintetében mindössze annyi változás történik, hogy a Meteorológiai Alkalmazások és Környezetvédelmi Program, mint különálló, megszűnik, mégpedig úgy, hogy a környezetszennyeződési része a *Kutatási és Fejlesztési Programhoz*, a repülésmeteorológia, a műszerek és mérési módszerek az *Időjárási Világszolgálat (WWW) Programhoz* kerül, a többi pedig, nevezetesen, az agrometeorológia, az energia és a speciális alkalmazások, az *Éghajlati Világprogramba* olvadnak.

Változatlanul megmarad a Világszervezet tudományos programjával a már most említett háromon kívül a *Hidrológiai és Vízkészlet Program*, az *Oktatási és Továbbképzési*, a *Regionális* és végül a *Technikai Együttműködési Program*. Úgy véljük, az Időjárás olvasóival részletesebben a WMO első két tudományos programját érdemes ismertetnünk.

#### *Az Időjárási Világszolgálat (WWW) Program*

Az Időjárási Világszolgálat a WMO alapprogramja, amelyre a többi tudományos program és a WMO valamennyi tagállamának meteorológiai szolgálata épül. A kongresszus megerősítette azt az alapelvet, hogy a WWW rendszeren belül az adatok és a feldolgozott információk (analízisek, előrejelzési térképek) cseréje szabadon és költségmentesen történik a tagállamok között. Megállapította, hogy az Időjárási Világszolgálat az ENSZ alapokmányának és a WMO hagyományainak szellemében a tagállamok biztonságát és nemzeti szuverénitását tiszteletben tartva működik és csak békés célra használható fel.

Az Időjárási Világszolgálat alapját a nemzeti meteorológiai szolgálatok megfigyelő, adatfeldolgozó és távközlési rendszere alkotja. Az új műszerek, bonyolult berendezések és technológiák megjelenése azonban nehéz, gyakran megoldhatatlan feladat elé állítja a tagállamokat, különösen a fejlődő országokat. A kongresszus ezért felkérte a tagállamokat, hogy nagyobb mértékben vegyenek részt a WMO önkéntes együttműködési programjában, amelynek célja a fejlődő országok segítése; egyben megállapította, hogy ugyanazon ország lehet segélyezett és egyben donor ország is. Ahol a költséges berendezéseket egy ország nem tudja megvásárolni és fenntartani, ott célszerű a WMO koordinálásában két- vagy többoldalú együttműködési megállapodás keretében közösen vállalni a költségeket.

A kongresszus nagyra értékelte azon tagállamok hozzájárulását a WWW jobb működéséhez, amelyek *úszó és rögzített bójakat* tartanak fenn. A nemzeti bója-programokat a WMO és az IOC (Kormányközi Tengerkuta-

tási Bizottság) koordinálja. Az adatok minden tagállam részére hozzáférhetőek. Külön köszönetét fejezte ki a kongresszus azoknak a tagállamoknak, akik bejelentették, hogy az 1984–1987-es periódusban is folytatják *meteorológiai műhold*-programjukat. A tervek szerint közel-polaris pályán két-két műholdat a Szovjetunió és az Egyesült Államok, 6 geostacionárius műhold közül Japán, India, Szovjetunió, az Európai Űrkutatási Szervezet (ESA) egyet-egyet, az Egyesült Államok pedig kettőt fog működtetni. A kongresszus megállapította, hogy a jelenlegi műhold-programot legalább 10 évig azonos feltételek mellett kell folytatni, ezért megbízta a Végrehajtó Bizottságot, hogy a műholdak működtetésére vonatkozóan „határozott elkötelezettséget” próbáljon elérni az érintett tagállamoknál. (Azon országok egyébként, amelyek az ESA égisze alatt geostacionárius műholdat fognak működtetni Európa felett, a kongresszus ideje alatt írták alá az erre vonatkozó egyezményt.)

Önkéntes csoportosulás formájában a WMO nyolc tagállama vesz részt a *repülőgépek által gyűjtött magasléghőmérséklet megfigyelések műholdas továbbító rendszerének* (ASDAR – Aircraft to Satellite Data Relay) kifejlesztésében. A kongresszus felkérte a tagállamokat, hogy vegyenek részt az operatív ASDAR program bevezetésében, azaz vásároljanak ASDAR egységeket és a légitársaságokat kérjék fel ezek szállítására.

Három tagállam vesz részt az *automatizált hajófedélzeti aerológiai programban* (ASAP – Automated Shipboard Aerological Programme) Ezt a rendszert az Első GARP Globális Kísérlet alatt fejlesztették ki. Nagy előnye, hogy kezelése egyszerű, ezért rövid kiképzés után hajóistisztek is mérhetnek vele. Ez összehasonlíthatatlanul olcsóbb, mint a kizárólagosan ezzel a feladattal megbízott hajók – pl. NAOS rendszer – fenntartása. Az ASDAR és ASAP jelentésekből kapott magasléghőmérséklet adatok különösen az óceánok fölött felbecsülhetetlen értékűek.

Megállapította a Kongresszus, hogy az elmúlt évek során sok tagállam automatizálta adatfeldolgozását. Számítógépeket használnak az időjárás numerikus előrejelzésére és GRID kódok térképes formájú előállítására, adatok tárolására. A fejlődő országok azonban komoly gondokkal küzdenek adatfeldolgozó központjaik automatizálásá során. Az ilyen országok lehetőleg a real-time és a non-real-time adatok feldolgozására, valamint a felhasználók kiszolgálására egy integrált adatfeldolgozó rendszert hozzanak létre – ajánlotta a Kongresszus. A WWW megfigyelési rendszerénél már jobban kialakult csoportos együttműködést kívánatos az adatfeldolgozó rendszernél is bevezetni; azaz célszerű szub-regionális csoportokat létrehozni egy-egy kulesfontosságú berendezés megvásárlása, fenntartása és működtetése céljából.

A kongresszus megállapítása szerint szükséges, hogy a *szélsébség egysége* azonos legyen az egész világon. Ennek bevezetését nehezíti az, hogy ugyanazon ország a WMO, az ICAO és az IMO (Nemzetközi Tengeri Szervezet) ülésein más-más álláspontot képvisel. Ezért a kongresszus most határozatot fogadott el, amely kimondja, hogy a WMO, az ICAO és az IMO a külügyminisztériumokon keresztül kérje fel a tagállamokat olyan egységes álláspont kialakítására, amely az adott tagállam hivatalos állásfoglalása legyen mindhárom szervezetben. A beérkezett vélemények alapján döntenek majd szélsébség azonos egységének meghatározott időponttól történő bevezetéséről. A kérdés rendezéséig a WMO a jelenlegi (1983) rendszert tartja fenn, azaz m/s, illetve csomó használatát.

A kongresszus megállapította, hogy a WWW *távközlési rendszerének* bevezetése és fejlesztése megfelelő ütemben folyik. A tervbevétt 267 vonal közül 225 már működik. A műholdas távközlési vonalak száma 145, amelyek közül 11 már 9600 bit/s-os multiplex csatornában működik. Sok ország automatizálta már távközlési centrumát, hogy eleget tudjon tenni a növekvő adatforgalom követelményének. Jelenleg három világcentrum (WMC), tíz regionális csomópont (RTH), két regionális meteorológiai centrum (RMC) és 16 nemzeti meteorológiai centrum (NMC) van teljesen automatizálva és a közeljövőben 5 RTH és 8 NMC automatizálását vették tervbe. A távközlési hálózattal azonban a trópusokon és a déli féltekén változatlanul komoly nehézségek vannak.

Annak érdekében, hogy az Időjárás Világszolgálat egységesen fejlett, jól működő operatív rendszer legyen, széles körű tanulmány tervét fogadta el a kongresszus. Az *Integrált WWW Rendszer Tanulmány* (ISS – Integrated WWW System Study) elkészítésében a tagállamok aktívan részt vesznek. *Magyarország az optimális megfigyelési rendszer kialakítására irányuló tanulmány* elkészítésében vállalt komoly szerepet. A tanulmány többek között majd azt is felméri hogy a tagállamok mennyire képesek új technológiák bevezetésére. Feladata lesz olyan terv kidolgozása, amelynek segítségével katasztrófális üzemzavar esetén elkerülhető az adatszolgáltatás megbénulása. Azonkívül költség/hatékonyság vizsgálatokat végeznek speciális új berendezések bevezetése előtt. Az ISS technikai és költség/hatékonyság vizsgálatokat 1985 közepéig kell elvégezni, 1985 végén az Alaprendszerek Bizottsága már megtárgyalja a WWW 2000-ig szóló tervét.

#### *Az Éghajlati Világprogram – (WCP)*

A kongresszus döntése szerint a WMO második legfontosabb programja az Éghajlati Vi-

lágprogram, amely négy alprogramra oszlik, nevezetesen a klimatológiai adatokkal, az alkalmazott klimatológiával, az antropogén hatások vizsgálatával foglalkozó és az éghajlati kutatási program. Az adat és alkalmazott éghajlati programot a WMO, az antropogén hatások vizsgálatát az UNEP, a kutatási programot pedig a WMO és az ICSU közösen koordinálja. Ennek megfelelően az első két alprogram irányítására létrehozta egy tanácsadó testület (WMO Advisory Committee for the World Climate Applications and Data Programmes), a harmadik alprogram irányítására egy UNEP tanácsadó bizottságot (UNEP Scientific Advisory Committee for the World Climate Impact Studies Programme), a negyedik alprogramra pedig egy közös ICSU/WMO tudományos bizottságot (ICSU/WMO Joint Scientific Committee for the World Climate Research Programme). A tanácsadó testületek munkáját a WMO Végrehajtó Tanácsa koordinálja és szükség szerint meghatározza az ülések számát.

Az Éghajlati Világprogram megvalósításának kulcsfontosságú feladata annak megszervezése, hogy megbízható éghajlati adatok álljanak a meteorológiai szolgálatok és a külső felhasználók rendelkezésére. A kongresszus hangsúlyozta annak szükségességét, hogy nemzeti, szub-regionális és regionális *adatbankokat* hozzanak létre a tagállamok. A szub-regionális és regionális adatbankokat a Regionális Bizottságokon keresztül kell megszervezni. Az éghajlati adatbankok kialakítását elősegítendő a WMO 1982-ben egy CLICOM nevű projektet indított el, amely az Éghajlati Világprogram adatprogramjának egyik projekt-je. Célja a klimatológiai adatok feldolgozására, archiválására és operatív felhasználására egy micro-computer-rendszer *hardware* és *software* részének kifejlesztése, bemutatása a tagállamoknak, majd bevezetése az egész világon. Az USA által gyártott mikroszámítógép-rendszert a kongresszus résztvevőinek is bemutatták. A kongresszus hasznosnak ítélte meg azt a javaslatot, hogy az éghajlati adatok feldolgozására az egyik tagállam által kifejlesztett mikroszámítógép technológiát átadják a többi tagállamnak. A kifejlesztett és a WMO-nak szétküldésre átadott *software* rendszereket ingyen fogják a tagállamok rendelkezésére bocsátani.

Minthogy szükség van arra, hogy az adatbankokban megtalálható éghajlati adatokra vonatkozóan naprakész állapotban tartott információ álljon a tagállamok rendelkezésére, a kongresszus jóváhagyta az *Éghajlati Információs Referencia Világszolgálat* (INFOCLIMA – World Climate Data Information Reference Service) továbbfejlesztését. A referencia szolgálat a légkör-óceán-krioszféra-földfelszín rendszer fontosabb adataira fog kiterjedni, és tartalmazni fogja a mérést végző állomá-

sok adatait is. A kongresszus egyetértett abban, hogy a WMO tagállamai a klimatológiai adatokat ingyenesen cserélik egymás között, de hozzátette, hogy a donor országnak joga van feltételekhez kötni a kereskedelmi célokra történő felhasználhatóságot.

A kongresszus az éghajlati adatok *legfontosabb alkalmazási területeiként az élelmiszertermelést, a vízgazdálkodást és az energiagazdálkodást* jelölte meg; az élelmiszertermelés fontosságát hangsúlyozva pedig külön agrometeorológiai programot fogadott el, amelynek célja, hogy új módszerek kifejlesztése mellett segítse elő a már meglévő módszereknek atagállamok közötti cseréjét.

Mohácsi M.

\*

## BÉLL BÉLA 75 ÉVES

1908. október 3-án az akkor Gömör, ma Borsod-Abaúj-Zemplén megyei Urajon született a tudományos munkával legeredményesebben foglalkozó magyar meteorológusok napjainkban leggyakrabban emlegetett vezető egyénisége, *Béll Béla*, az MTA rendes tagja. Ezt az emlegetettségét igazolja folyóiratunk is. Krónikáiban az utóbbi évfolyamokban az ünnepelemek jelentős életpályaállomásairól emlékezett meg (72., 73., 78., 82., 87. évf.), regisztrálva szinte minden számottevő szakirodalmi alkotását, szakmai tisztségét (könyv, szakcikk, tudománytörténeti, -szervezési és -elméleti tanulmány, tudományos elismerés, megbízás stb.) stb.). Éppen ezért most, amikor 75. születésnapja alkalmából köszöntjük, nem ismételjük életpályájának főbb állomásait, hanem azt igyekszünk tárgyszerűen, de értelmi-érzelmi kapcsolódásaiban is megragadva körvonalazni, – ha ilyet egyáltalán szóban ki lehet fejezni –, ami Béll Bélát a nyolcadik évtized közepén foglalkoztatja és remélhetőleg még sok éven át foglalkoztatni fogja.

Kézelfogható fogódzói is vannak napjainkban végzett tevékenységének; segítségükkel meglehetősen biztosan át tudjuk tekinteni tudományos munkálkodásának területeit, irányait és arányait. Mindebből kiemelhetjük azokat a szempontokat, amelyek motiváló keretül szolgálnak e tevékenységhez. Azonos fontosságot tulajdonít ugyan a meteorológia különböző ágainak, hangsúlyozottan mégis az *alkalmazott meteorológia* (az ipari-, benne a bányameteorológia, a biometeorológia és mások) előbbrevitelének, – ahogy Ó mondja: holtpontról való elmozdításának –, valamint a meteorológus utánpótlás különböző oktatási szinteken történő megalapozásának. Mindezek érdekében igen élénk közéleti forgolódással (súlyos, mozgását erősen korlátozó betegségét és z ezt megszüntető sikeres műtét következmé-

nyeit igen rövid idő alatt legyőzve) erőteljes szellemi és fizikai tevékenységet fejtett és fejt ki különböző akadémiai bizottságokban elnöként, referensként, konzultánsként vagy tagként. Tudatában van annak, hogy a tudomány fejlesztése is, a tudományos káderutánpótlás is, minden mást megelőzve a felső-, közép- és alsófokú oktatás eredményességétől függ. Ezért nemcsak kötelességszerűen, hanem a fentiekben felvillantott kapcsolódásokat állandóan szem előtt tartva szívvel-lélekkel irányítja a TMB földrajzi-meteorológiai szakbizottságát s ennek munkájában a legapróbb részletekig résztvesz. De ugyanezek a megfontolások irányítják akkor is, amikor egyetemenk meteorológiai – és nem meteorológiai – tanszékeinek munkájáról építő hozzászólásaival nyilatkozik, oktatási anyagukat és módszereiket segíti jobbá tenni, hogy a felsőszintű oktatás még eredményesebb legyen. Nagyon nehéz és ugyanakkor nagyon fontos feladatot visz közelebb a megoldáshoz, amikor a közép- és alsófokú oktatás meteorológiai építőköveit (más szemlélettel: a későbbi meteorológusok szakmai műveltségéhez szükséges meteorológiai alapismereteket) a tankönyvekben, a tantervekben és az oktatás módszereiben egyaránt összehangoltá, logikailag kapcsolódóvá igyekszik tenni. Ezeket a feladatokat közelebb viszi a megoldáshoz akkor is, amikor a Magyar Meteorológiai Társaságban törekszik sokévtizedes tapasztalatait átadni az ifjabb meteorológus nemzedéknek. Ugyanerre a munkára mozgósítja szakmájának és a társtudományok művelőinek idősebb nemzedékét, amikor tudománytörténeti vizsgálódásainak során leszűrt tapasztalatait velük megvitatta, maga mellé állítja őket küzdőtársként a tudomány előbbrevitelére, az utánpótlás segítésére, a jó szakmai kapcsolatok kiépítésére, az oktatás eredményesebbé tételére irányuló harcban.

Béll Bélának negyedik negyedszázadára jó egészséget, további töretlen munkakedvet, magunknak pedig azt kívánom, hogy minél többen, minél tovább találkozassunk tiszta, világos gondolataival, hasznos tanácsaival, mindig valami újat tartalmazó tudományos írásaival.

Kéri M.

\*

## SZOVJET—MAGYAR MEGBESZÉLÉSEK A JÉGESŐELHÁRÍTÁS IDŐSZERŰ KÉRDÉSEIRŐL

1983. július 4–10 között V. N. Djadjusenko a Szovjetunió Hidrometeorológiai és Környezetvédelmi Állami Bizottsága Jégesőelhárítási Igazgatóságának vezetőhelyettese által vezetett delegáció járt látogatóban az OMSZ különböző intézményeiben. A delegáció tagja volt még G. V. Szapovalov, az automatizálási osztály főmérnöke és V. A. Prikasikov, az észak-kaukázusi jégesőelhárítási szolgálat hírfőnöke. A szovjet vendégek fölkeresték Pécsen az Alkalmazott Felhőfizikai Központot, ahol ennek vezetője Wirth Endre tájékoztatta őket a központban végzett munkákról és a várható feladatokról. Az itt elért eredményeket a vendégekkel megvitatták. V. N. Djadjusenko tájékoztatta a központ vezetőjét és dolgozóit a jégesőelhárításnak a Szovjetunióban várható fejlődési lehetőségeiről és ennek irányáról, továbbá kifejezte a szovjet fél kérését és készségét a náluk fejlesztés alatt álló automatizált jégesőelhárítási rendszer létrehozásában való magyar részvétel iránt. Polgár Endre kalauzolásával a delegáció a helyszínen ismerkedett meg a Baranya megyei Rakétás Jégesőelhárító Egység munkájával és a kilövőhálózattal. Budapestre való visszatérésük közben rövid kitéréssel meglátogatták a siófoki Viharjelző Observatóriumot, ahol az observatórium vezetője Böjti Béla fogadta és tájékoztatta a vendégeket. Budapesti tartózkodásuk utolsó munkanapján a szovjet vendégek előzetes tárgyalást folytattak Hámori Sándorral, a Budapesti Rádiótechnikai Gyár kereskedelmi igazgatójával, a jégesőelhárításban alkalmazandó, magyar gyártmányú URH-készülékek vásárlásáról, illetve továbbfejlesztésük lehetőségeiről. A delegáció megtekintette még az Előrejelző Intézet hírközpontját is, majd a látogatás befejezéseként Kozák Béla, az OMSZ elnökhelyettese fogadta a szovjet delegációt. Közös értekelve a látogatás eredményeit, mindkét fél kifejezte a meggyőződését a jégesőelhárítás területén megvalósítandó közös kutatási és fejlesztési programok kölcsönös hasznosságát.

Molnár K.

## SZERZŐINK FIGYELMÉBE

Az IDŐJÁRÁS célja az elméleti és alkalmazott meteorológia tárgykörébe tartozó tanulmányok publikálása. A tanulmányok új kutatási eredményeket tartalmazó beszámolók, illetve adott szakterület időszerű kérdéseit összefoglaló kritikai szemleikkel lehetnek. A közlés nyelve: magyar vagy angol. A kettes sortávolsággal gépelt kéziratok két példányban küldendők be a következő címre: **Időjárás Szerkesztősége Budapest, Pt. 38. 1525**

A kéziratokat a szerkesztőbizottság lektoráltatja. A lektor nevét a szerzővel nem közöljük. A kéziratnak a következő formai igényeket kell kielégítenie:

**Címresz:** Tartalmazza a tanulmány címét, a szerző(k) nevét, munkahelyét és ez utóbbi pontos címét.

**Összetoglalás:** Külön oldalakon, magyar és angol nyelven, tartalmazza a kutatás célját, módszerét és a kapott eredményeket.

**Szövegrész:** Alcímekkel értelemszerűen fejezetekre tagolandó.

**Irodalmi hivatkozások:** Szövegben a hivatkozás tartalmazza a szerző(k) nevét aláhúzva és a publikálás évét. Pl. egyetlen szerző esetén: *Róna* (1909), vagy ha a szerző neve a szövegbe nem illeszthető be: (*Róna*, 1909); két szerző esetén: *Gamow és Cleveland* (1973); több szerző esetén: *Bacsó et al.*, (1953). Ha adott szerzők ugyanazon évben publikált több cikkére hivatkozunk, akkor az évszámhoz *a*, *b* stb. betűket írunk. Az irodalom felsorolása a cikk végén a szerző(k) neve szerinti betűrendben történik. Folyóirat esetén: szerző(k) neve, évszám, a cikk címe, a folyóirat neve, kötetszám, kezdő és befejező oldalszám. Pl.: *Dési, F.*, 1955: A meteorológiai kutatás időszerű kérdése. *Időjárás* 57, 65–70. Könyv esetén: Szerző(k) neve, évszám, könyvcím, kiadó, megjelenés helye. Pl. *Junge, C. E.*, 1963: *Air chemistry and radioactivity*. Academic Press, New York and London.

**Ábrák:** A kézirat első példányához az ábrákat pausz- vagy mm-papíron, a másodikhoz az eredeti ábrák másolatát kell csatolni. Az ábrák aláírásait külön lapon kell mellékelni. Fényképek fekete-fehér színben, fényes, kontasztos minőségben nyújthatók be.

**Táblázatok:** A táblázatokat római számozással, szövegükkel együtt, külön lapon kell mellékelni.

**Matematikai formulák és jelölések:** A nem latin betűket és kézzel írott jeleket a margón ceruzával írt magyarázattal kell ellátni.

A szerzők megjelent tanulmányukért tiszteletdíjat és térítésmentesen 30 db különlenyomatot kapnak. Több különlenyomat a szerző költségére a kézirat elküldésével egyidejűleg rendelhető.

## NOTES TO THE AUTHORS

The purpose of IDŐJÁRÁS is to publish papers in the field of theoretical and applied meteorology. These may be reports on new results of scientific investigations or critical review articles summarizing current problems in certain subject. Authors may be of any nationality but papers are published only in Hungarian or English. Two copies of the manuscripts, typed with double space, should be sent to the Editorial Office of *Időjárás*. Address: Budapest, P. O. B. 38, H-1525, Hungary.

Papers will be subjected to constructive criticism by unidentified literary advisers.

The manuscript should meet the following formal requirements:

**Title:** Should contain the title of the paper the name(s) of the author(s) with indication of the name and address of employment.

**Abstract:** Should contain the aim, method and conclusions of the scientific investigation on a separate page.

**References:** The text citation should contain the name(s) of the author(s) underlined and the year of publication. In case of one author: *Róna* (1909), or of the name of the author cannot be fitted into the text: (*Róna*, 1909); in case of two authors: *Gamow and Cleveland* (1973); there are more than two authors: *Bacsó et al.* (1953). When referring to several papers published in the same year by the same author, the year of publication should be followed by letters, *a*, *b* etc. At the end of the paper the list of references should be arranged alphabetically. For an article: the name(s) of author(s), year, title of article, name of journal, volume number, pages. E. g. *Dési, F.* 1955: Current problems of meteorological research. *Időjárás* 57, 65–70. For a book: the name(s) of author(s), year, title of book, publisher, place of publication. E. g. *Junge, C. E.*, 1963: *Air chemistry and radioactivity*. Academic Press, New York and London.

**Figures:** Should be prepared entirely in black India ink upon transparent paper and be attached to the first copy of the manuscript; a copy of the original figures should be attached to the second manuscript copy. The legends of figures should be given on a separate sheet. Photographs of good quality may be provided in black and white.

**Tables:** Should be marked by Roman numbers and provided on separate sheets together with relevant captions.

**Mathematical formulas and symbols:** Non-Latin letters and hand-written marks should be explained by making marginal notes in pencil.

Authors are receiving 30 reprints free of charge. Additional reprints may be ordered at the authors expense when submitting the manuscript.

AZ ORSZÁGOS METEOROLÓGIAI SZOLGÁLAT FOLYÓIRATA  
A szerkesztésért felel: dr. Szepesiné Lőrincz Anna

---

Szerkesztőség: Budapest, Kitaibel Pál utca 1. 1024  
Levél cím: Budapest, Pf. 38. 1525. Tel.: 353-500

Kiadja a Lapkiadó Vállalat, Budapest VII., Lenin körút 9—11. Telefon: 221-285. Levél cím: Budapest, Pf. 223. 1906  
Felelős kiadó: Siklósi Norbert igazgató



83. 2209 Athenaeum Nyomda, Budapest — Íves magasnyomás  
Felelős vezető: Szlávik András vezérigazgató

---

INDEX: 26 361

**HU ISSN 0324—6329**