IDŐJÁRÁS

AZ ORSZÁGOS METEOROLÓGIAI SZOLGÁLAT HIVATALOS LAPJA

TARTALOM

Mussaelyan, Sh. A.: Műholdas felhőképek felhasználása az időjárás hosszútávú előrejelzésében (angolul) 313

Tänczer Tibor—Hegedűs Csaba: TIROS-N felvételek digitális feldolgozása (angolul) 325

Götz Gusztáv: Az űrbázisú berendezések szerepe a GARP Globális Időjárási Kísérletében (angolul) 332

Horváth László: A légköri kén- és nitrogénvegyületek ülepedése a magyarországi regionális háttérállomás adatai alapján 340

Mersich Iván: A domborzat hatása a lokális áramlási mezőre 348

Simon Antal: Biexponenciális rádiós törésmutató modell a Kárpát-medence térségére 366

Irodalom 375

CONTENTS

Mussaelyan, Sh. A.: Use of satellite cloud pictures in long-range weather forecasting (in English) 313

Tänczer, T.—Hegedűs, Cs.: Digital processing of TIROS-N images (in English) 325

Götz, G.: The role of space-based platforms in the GARP Global Weather Experiment (in English) 332

Horváth, L.: The deposition of atmospheric sulfur and nitrogen compounds on the basis of background air pollution data 340

Mersich, I.: The effect of topography on the local windfield 348

Simon, A.: Biexponential radio refractive index model for the area of the Carpathian basin 366

Literature 375

84. ÉVF. ★ 6. SZÁM ★ 1980. NOVEMBER—DECEMBER

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat hivatalos lapja
Periodical of the Meteorological Service of the Hungarian People's Republic

SZERKESZTŐ BIZOTTSÁG – EDITORAL BOARD

AMBRÓZY P. (Budapest)
ANTAL E. (Budapest)
BENGTSSON, L. (Reading)
BÖHME, W. (Potsdam)
BUDYKO, M. I. (Leningrad)
FEDERER, B. (Zürich)
GEORGII, H.–W. (Frankfurt a. M.)
GÖTZ G. (Budapest)
GULYÁS O. (Budapest)
HUSAR, R. (St. Louis, Missouri)
LOGVINOV, K. (Kijev)
NGUYEN-XIEN (Hanoi)
PÉCZELY GY. (Szeged)
RADINOVIĆ, D. (Beograd)
RÁKÓCZI F. (Budapest)
RENOUX, A. (Paris)
ŠAMAJ, F. (Bratislava)
STELCZER, K. (Budapest)
SZEPESI D. (Budapest)
TAKEUCHI, K. (Tokio)
TUVDENDORZS, D. (Ulan-Bator)
VARGA-HASZONITS Z. (Budapest)
VITEK, V. (Praha)
WHELPDALE, D. M. (Downsview, Ontario)
WIRTH E. (Pécs)

ELNÖK – CHAIRMAN OF THE EDITORIAL BOARD:
MÉSZÁROS E. (Budapest)

SZERKESZTŐ – EDITOR: LŐRICZ ANNA (Budapest)

Szerkesztőség — Editorial Office
Budapest, Postafiók 88. 1525 — H-1525 Budapest, P.O.B. 88

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám. 1980. november – december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov – Dec 1980. Budapest

Use of satellite cloud pictures in long-range weather forecasting*

SH. A. MUSSAELYAN, *State Scientific Research Center for Study of Natural Resources, Moscow D-376 Bolshevistskaja st. 9—11. U. S. S. R.*

Műholdas felhőképek felhasználása az időjárás hosszútávú előrejelzésében. A dolgozat a légköri folyamatok előrejelezhetőségével és a hosszútávú időjárás előrejelzéssel kapcsolatos problémákat tárgyalja. Külön figyelmet szentel a külső energiaforrások szerepének. Hangsúlyozza a felhőtakaró szabályozó szerepét az óceánok által elnyelt napsugárzásból származó hő nagyságában. Dinamikus és statisztikai módszert állít fel az óceán hőmemóriájának parametrizálására.

*

Use of satellite cloud pictures in long-range weather forecasting. The problems concerning the predictability of the atmospheric processes and long-range weather forecast are discussed. Particular attention is paid to the role of external sources of energy. The role of cloud cover as a heat-influx regulator in the absorption of solar radiation by the oceans is emphasized. The dynamic and statistical method of ocean heat memory parameterization is stated.

*

Introduction. In the Soviet Union, experiments on obtaining meteorological information by means of man-made Earth's satellites were initiated in 1966 (the "Meteor" meteorological system). The "Meteor" system consists of 2 – 3 meteorological satellites, meteorological data acquisition, processing and dissemination centres, located in Moscow, Novosibirsk and Khabarovsk, as well as services for on-board systems monitoring and control.

Starting with 1975, the launches of the second generation *Meteor-2* updated meteorological satellites were carried out. On-boar dequipment of the satellites launched in 1975 and 1977, its designation, technical characteristics and output products are presented in *Table 1.*

In addition to the scientific equipment enumerated in Table I. there is an on-board radiometer complex designated for continuous observation of the flows of penetrating radiation in near-space. The posterior satellites of this series are scanning planned to be equipped with an eight-channel infra-red radiometer for obtaining global data on vertical temperature distribution in the atmosphere.

The *Meteor-2* satellites are launched to near circular orbits at an altitude of about 900 km. Their orbital inclination angles are about 81,2°.

The processed data from satellites in the form of neph charts, numerical charts of radiation temperature and total cloudiness fields, photomosaics and separate pictures are received at the forecasting and scientific divisions of the

* Paper presented at COSPAR Meeting held in Budapest, 2-14 June, 1980

Hydrometeorological Centre of the USSR, and dessiminated over radio and wire communication channels to the forecasting units of the USSR State Committee for Hydrometeorology and Control of Natural Environment, as well as to foreign countries. A detailed description of the Soviet meteorological satellite system can be found in a paper by *Vetlov* (1979). In thispaper the problems concerning the use of satellite data in schemes of long-range weather forecasts will be considered.

In short-range weather forecasting of meteorological fields the atmosphere can be regarded in a first approximation as a closed system and the processes occurring in it can be thought of as adiabatic. In other words, the first approximation short-range weather forecast of meteorological fields is the *Cauchy*

TABLE I.

Composition of optical and mechanical scanning equipment of „Meteor-2"

Equipment	Technical characteristics		Designation of equipment	Output products	Notes
	areal coverage	resolution (at nadir)			
Scanning telephotometer for automatic picture transmission in visible spectrum (0,5 – 0,7 μm)	2100 km	2 km	Obtaining regional data on cloud distribution in daylight	Photomosaics of 2 – 3 pictures	On operational basis
Scanning equipment of of television type (spectral range 0,5 – 0,7 μm)	2200 km	1 km	Obtaining data on cloud distribution, snow and ice covers in daylight over any region of the globe	Separate pictures on a 1:15.000.000 scale with plotted reference grid	On operational basis twice a day at observation hours close to synoptic ones
Scanning IR radiometer (spectral range 8 – 12 μm)	2600 km	8 km	Obtaining global data on cloud distribution, underlying surface radiation temperature and height of cloud top	Cloud photomosaics of Northern and Southern Hemispheres and tropical zone on a 1:30000000 scale. Numerical charts of underlying surface radiation temperature and height of cloud top (at regular grid points with grid length of 250 km on a 1:30.000.000 scale in a stereographic (for Northern and Southern Hemispheres) and Mercator (for tropical zone) projection	On operational basis twice a day at hours close to synoptic ones (03 and 15 Moscow time)

problem, i.e. a problem with initial data. (We do not examine here the problem connected with boundary conditions.) Therefore, the main factor in short-range numerical weather prediction is the quality of analysis of the initial data fields. In reality, the atmospheric processes are non-adiabatic and, as a result, while investigating the atmospheric behaviour over long and very long periods of time, the external sources of energy should be regarded as determining factors. Consequently, the simulation of short-range climatic variations or the long-range forecast of meteorological fields are Cauchy problems with a source. In other words, in these cases it is not sufficient to have just qualitatively analysed initial fields, but it is also necessary to take into account – and this is especially important – the basic large-scale non-adiabatic factors.

Contributions of initial data and external energy sources to the numerical weather prediction over various time scales were studied by *Blinova* (1960), and *Monin* (1963). The contributions can also be investigated directly on the basis of the first law of thermodynamics.

1. *Qualitative Analysis of Contributions of Initial Data and Non-Adiabatic Factors*

It is known that the first law of thermodynamics with respect to the atmospheric conditions is expressed in mathematical terms through the energy equation which can be written in spherical coordinates as follows:

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{V}{a}+\frac{\partial T}{\partial \Theta}+\frac{V_\lambda}{a\sin\Theta}+\frac{\partial T}{\partial \lambda}-\frac{K}{a^2}\Delta T=E \tag{1}$$

where t is the time, λ the geographical longitude, $\Theta=(\pi/2)-\varphi$, φ the latitude, $V_\Theta(\Theta, \lambda, t)$ and $V_\lambda(\Theta, \lambda, t)$ the velocity components along the Θ and λ axes, respectively, $T(\Theta, \lambda, t)$ the temperature, a the mean radius of the Earth, K the coefficient of horizontal macroturbulent exchange, Δ the Laplacian operator in spherical coordinates. The function $E(\Theta, \lambda, t)$ describes integrally all the heat influxes.

Let us assume that it is necessary to obtain a solution of equation (1) which would be periodic in λ, symmetrical with respect to the equator, restricted on the pole and, at the same time, would satisfy the following initial condition:

$$T(\Theta, \lambda, t)\Big|_{t=0}=T_0(\Theta, \lambda), \tag{2}$$

For the sake of convenience of further exposition let us introduce the following designation:

$$-\frac{V_\Theta}{a}\frac{\partial T}{\partial \Theta}-\frac{V_\lambda}{a\sin\Theta}-\frac{\partial T}{\partial \lambda}=J(\Theta, \lambda, t)$$

and rewrite equation (1) as follows:

$$\frac{\partial T}{\partial t}-\frac{K}{a^2}\Delta T=E+J. \tag{3}$$

Assuming that the functions $E(\Theta, \lambda, t)$, $J(\Theta, \lambda, t)$ and $T_0(\Theta, \lambda)$ can be presented in the form of series according to spherical functions

$$\left.\begin{aligned} E &= \mathrm{Re} \sum_n \sum_m E_n^m(t)\, l^{-im\lambda} P_n^m(\cos\Theta), \\ J &= Re \sum_n \sum_m J_n^m(t)\, {}^{-im\lambda} l\, P_n^m(\cos\Theta), \\ T_0 &= Re \sum_n \sum_m T_{0n}^m(t)\, l^{-im\lambda} P_n^m(\cos\Theta) \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

we shall look for the solution of equation (3) in the following form:

$$T = Re \sum_n \sum_m T_n^m(t)\, l^{-im\lambda} P_n^m(\cos\Theta). \tag{5}$$

In formulas (4) and (5), $E_n^m(t)$, $J_n^m(t)$ and $T_n^m(t)$ are complex functions, T_{0n}^m are complex numbers and $P_n^m(\cos\Theta)$ is the joined Legendre polynomial.

It is easy to show that the problem under consideration reduces itself to integrating the equation

$$\frac{dT_n^m}{dt} + \frac{K}{a^2} n(n+1)\; T_n^m = E_n^m + J_n^m \tag{6}$$

under the given condition

$$T_n^m(t)\Big|_{t=0} = T_{0n}^m \tag{7}$$

The solution to the problem (6)–(7) can be written in the following form:

$$T_n^m(t) = \frac{a^2\,(\bar{E}_n^m + \bar{J}_n^m)}{K\,n\,(n+1)} \left\{ 1 - exp\left[-\frac{K}{a^2} n(n+1)\, t \right] \right\} + \\ + T_{0n}^m\, exp\left[-\frac{K}{a^2} n(n+1)\, t \right], \tag{8}$$

where $\bar{E}_n^m$ and $\bar{J}_n^m$ are the averaged, values of the functions $E_n^m(t)$ and $J_n^m(t)$, over the considered time interval.

Equation (8) is of prognostic nature. The second term of the right-hand side of this equation shows that in forecasting temperatures the role of initial data does decrease with time and this decrease complies with the exponential law. The first term of the right-hand side of (8) shows that the contribution of energy sources increases with time according to the law

$$1 - exp\left[-\frac{K}{a^2} n(n+1)\, t \right].$$

It is perfectly clear that both these processes (the decrease with time of the role initial data and the increase in the contribution of energy sources) pass differently with various wave numbers n. Besides, the intensity of these processes greatly depends on the value of horizontal macroturbulent exchange coefficient K which, as is generally known, varies over a wide range.

For the mid-latitude cyclone waves $n \approx 5$ and with $K = 10^6 \mathrm{m^2 s^{-1}}$ the contributions of the above mentioned processes are given in *Fig. 1*. In this figure the abscissa is for time in days and the ordinate is for a certain conventional value r_0 describing the contribution of one or another factor to the predicted meteorological field (actually this is a parameter determining the skill score, e.g. , the correlation coefficient). The contributions of initial data energy sources are designated by solid and dashed lines, respectively.

On the basis of Fig. 1 analysis, one can draw the following conclusions:

1. Over the time scale 0 to 5 days the skill score is mainly determined by the quality of initial field analyses, the contribution of the energy sources being of secondary importance, i.e. in this case the forecast problem can, in a first approximation, be regarded as a classical problem with initial data. In accordance with the currently adopted terminology the forecasts up to 5 days are called *short-range forecasts.*

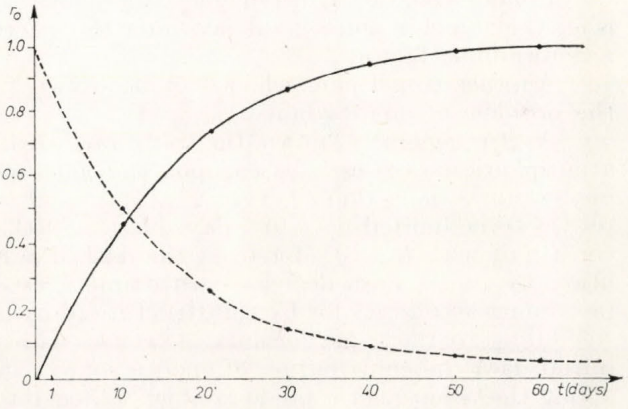


Fig. 1: Contributions of initial data (dashed) and heat influxes (solid line)

2. Over the time scale from 1 to 2 weeks the role of the above mentioned factors is approximately equally important, i.e. the skill score is determined in about the same degree by both the quality of initial field analyses and the contribution of energy sources. In this case the forecast problem should be regarded as the Cauchy problem with source, both these factors being equally important. This is the case of *medium-range weather forecasting.*

3. Over the time scale from 2 weeks to 1 – 2 months the role of initial data continues to decrease and the contribution of the energy sources increases. In this case the forecast problem seems to present the Cauchy problem with source, the main role being played by the energy sources. This is the case of *long-range weather forecasting* up to a month or a season.

4. Finally, over the time scale from 1 – 2 months ad infinitum the role of initial data becomes negligible and everything (or almost everything) is determined by the external sources of energy. This is the case of *extra-long-range* or *climatic weather forecasts.*

Let us come back to equation (8). It is easy to show that the time τ_0, after which the role of initial data becomes equal to the contribution of energy sources, is obtained from the formula

$$\tau_0 = \frac{0.7a^2}{Kn(n+1)}.$$

TABLE II.

τ_0 values depending on n

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
τ_0 (days)	162	54	27	16	11	8	6	5	4	3

Table II shows values τ_0 for different wave numbers at $K = 10^6 m^2 s^{-1}$.

The data given in this table show that the ultralong components of the initial fields ($n = 1, 2, 3$) are retained for a very long time by the atmospheric memory, and only after one or several months their role becomes less significant compared to the contribution of energy sources. However, the synoptic-scale waves ($n \approx 5$) are retained by the atmospheric memory only for about two weeks, after that the role of non-adiabatic factors increases.

Finally, for the high frequency components the role of initial data diminishes very quickly and several days later the external sources of energy become a determining factor.

Another conclusion, which can be drawn from equation (8), relates to the problem of predictability.

As it is generally known, the traditional treatment of predictability of the atmospheric processes is based upon the conclusion that the errors contained in the initial fields double every 2—4 days and, as a result, the predictability proves to be limited by 5 to 7 days (*Lorenz*, 1963). This is to a certain extent consistent with E_q. (8). Moreover, the dashed in Fig. 1 shows that the contribution of initial data decreases with time irrespective of their accuracy, the fact being accounted for by the structure of hydrothermodynamic equations. According to the same formula, however, with the decrease of the role of initial data the contribution of energy sources increases. Therefore, to speak about the atmospheric predictability taking into account the role of initial data and neglecting the contribution of energy sources is tantamount to setting, from the very beginning, a predictability limit of 5 to 7 days. This follows from equation (8) and is well illustrated by Fig. 1. Evidently, the nature of atmospheric processes is such that taking account of only one factor —the contribution of initial data—results in drastic restriction of the predictability limit, whereas using the other factor—energy sources makes—it more extended. Such is, in any case, the nature of hydrothermodynamic equations and this strictly follows from formula (8) and is well illustrated by Fig. 1.

The structure of the prognostic formula (8) is such that having even the accurate initial data it is strictly speaking impossible to precalculate exactly the predicted field even for one day in advance. If, in addition, one has also the accurate data on the sources, then this formula can be used for predicting the temperature field for any period with the accuracy of integration of equation (3). However, the initial field is known rather approximately and only for an area which constitutes about 20% of the Earth's surface. As regards the energy sources, our idea of them is—to all intents and purposes—very vague. Therefore, as far as the long-range weather prediction is concerned, the main problem is the detection and parameterization of the most important large-scale energy sources determining the behaviour of the global atmosphere over long periods of time. It follows from this statement that with respect to short-range forecast the term ,,atmospheric predictability'' conveys the whole gist of the matter. However, with respect to the long-term forecast of meteorological fields the traditional problem of predictability apparently will have to be treated in a new fashion and the term "atmospheric predictability" itself will have to be replaced with a more appropriate one, e. g., with "long-range predictability of the Earth-atmosphere system".

In equation (3) and in formula (8) the temperature $T(\Theta, \lambda, t)$ and the expansion factor $T_n^m(t)$ are functions closely related to time. Now let us intro-

duce a climatic temperature $\widehat{T}$ (Θ, λ) and assume that its time dependence is weak (and it really *is*) so that $\partial\widehat{T}/\partial t \approx 0$. Now, if we designate the expansion factors $T(\Theta, \lambda)$ in the spherical functions through T_n^m it is easy to show that

$$\widehat{T}_n^m = \frac{a^2 \, (\overline{E}_n^m + \overline{J}_n^m)}{Kn(n+1)}. \tag{9}$$

On the other hand, using (8) we obtain

$$\lim_{t\to\infty} T_n^m(t) = \frac{a^2 \, (\overline{E}_n^m + \overline{J}_n^m)}{Kn \, (n+1)}. \tag{10}$$

Comparing (9) and (10) we have

$$\widehat{T}_n^m = \lim_{t\to\infty} T_n^m(t).$$

Thus, according to formula (8), the contemporary climate can be described as a certain asymptotic state of the real atmosphere under the real boundary conditions and with the external sources of energy.

It is noteworthy that the above conclusions are not categorical due to a number of simplifications in the problem under consideration (no account of the energy exchange between the waves of different scales has been taken, for example). However, in our opinion these conclusions are at least qualitatively consistent with the accepted ideas.

The enumerated classifications have for their basis the very important fact: the initial atmospheric state is sooner or later "forgotten" and the external sources of energy become the factors determining the atmospheric behaviour over long time periods. Thus, in order to develop a method for long-range weather prediction it is necessary, in the first place, to detect and parameterize the factors determining the processes occurring in the Earth-atmosphere system over long periods of time.

2. *On the Oceanic Heat Memory*

In investigating the large-scale atmospheric processes the Sun can be assumed to be the only source of energy.

The nature of the atmospheric and oceanic processes is such that the ocean absorbes the solar radiation during the warm half-year, transforms it into thermal energy and "commits it to memory", i. e. accumulates it in its depths, while during the cold half-year the ocean transfers this heat to the atmosphere by means of various heat exchange processes, the cloudiness being the feedback regulator (*Monin*, 1963; *Marchuk* and *Mussaelyan*, 1974; *Mussaelyan*, 1976, 1978).

In order to follow this process more closely let us examine *Fig. 2* which – on the basis of the data obtained from ocean weather ship "M" (66°00′ N, 02°00′ E) – presents the monthly mean vertical profiles of water temperatures for all the months of 1953. The ordinate is for the depth η (meter) and the abscissa is for the time t (months being denoted by Roman numerals) and the temperature T in °C. The letter Q_0 denotes the value of heat content of the 150 m thick oceanic layer with the constant in height temperature which is equal to 5.2°. The letter Q_i $(i = 1, 2, \ldots, 12)$ denotes the deviations in heat content of the mentioned layer from the value Q_0 (double hatching). An analysis of this figure shows that the increase in heat content of the oceanic active layer takes place during the warm half-year, the accumulated heat being imparted

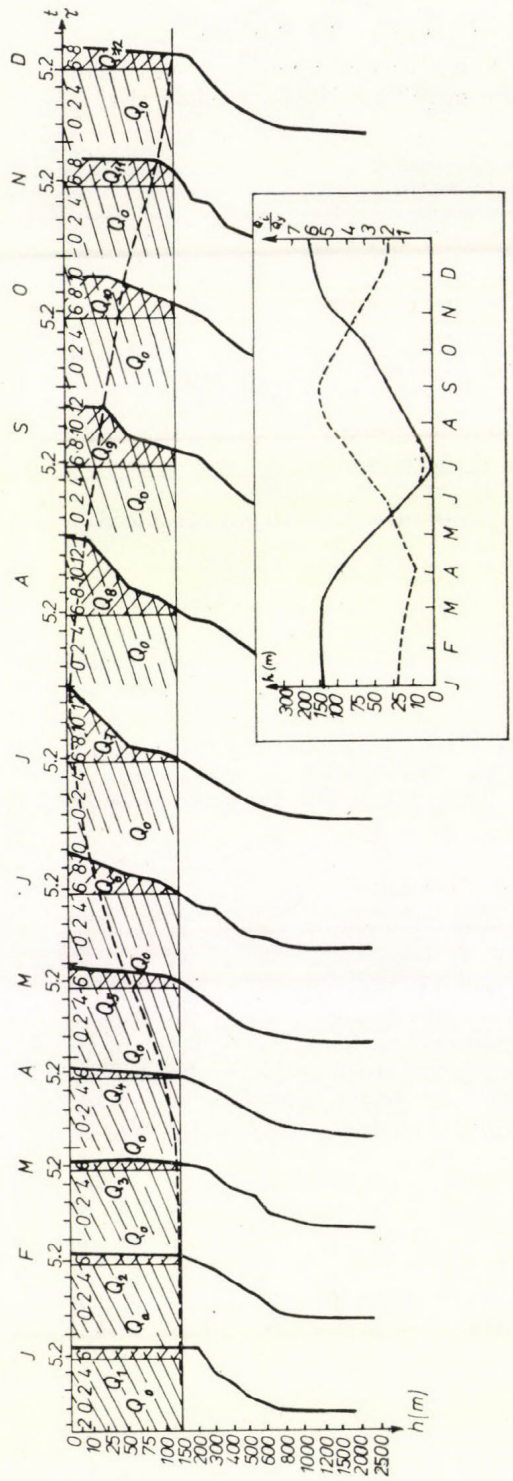


Fig. 2: Mean monthly vertical profiles of water temperature and the values Q_i according to the „M" ship data (66°00'N, 02°00'E) 1953.

to the atmosphere in winter. This is especially well illustrated by the chart in the bottom right-hand corner of *Fig.2* where the continuous curve designates the approximate depth of the oceanic uniform layer, the dotted line denoting the Q_i/Q_y relation. To make it more obvious, let us consider a well known example (*Monin*, 1963) . Let us assume that the temperature of the upper 100 m layer of the World's ocean is lowered by 0.1° and all the released heat is used for warming the atmospheric air, then the temperature of the entire atmosphere up to the altitude of 30 km will rise by about 5 – 6°. The given example shows that if, according to Fig. 2, the heat amount accumulated during a summer period were immediately transferred to the atmosphere (under the condition mentioned above), the latter should resemble "a boiling Venerian underworld" where the temperature achieves 450°C. The figure also shows how great is the heat accumulated by the ocean during the warm half-year, and imparted to the atmosphere during the cold half-year.

Thus, in developing long-range weather forecast methods it is very important to parameterize the oceanic heat memory.

3. *The role of the Oceanic Cloud Cover*

The absorption of the solar radient energy by the ocean, the transformation of this energy into internal one and "commitment to memory" during the warm half-year, as well as the sharing of this accumulated heat with the atmosphere during the cold half-year cannot so far be parameterized in the general form with an accuracy necessary for developing long-range weather prediction charts on this basis.

The paper by *Mussaelyan* (1976 and 1978) present some phenomenolo-

gical approach to this problem which envisages the use of satellite data on the oceanic cloud cover instead of the sea water temperature. It is shown, in particular, that there exists a close enough negative asynchronous relationship between the anomalies in the summer cloudiness over the ocean averaged over the three month time intervals and the deviations from the normal continental winter air temperature.

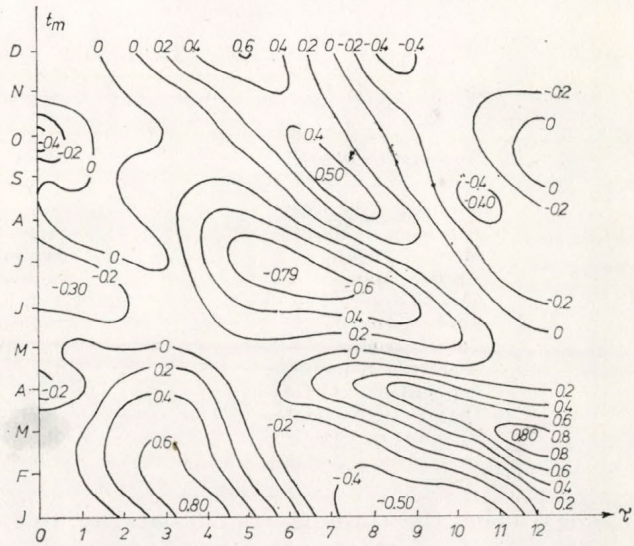


Fig. 3 : Intercorrelation matrix of the sliding mean – on the two month basis – values $\widetilde{S}'(t_m)$ and $\widetilde{T}\ (t_m+\tau)$ according to the temperature data from the weather station of Kostroma

Subsequent studies showed that such relationship also exists with the two month averaging of the anomalies in the above mentioned meteorological elements (*Zadorozhnaya*, 1977). As an example, let us consider *Fig. 3* which presents the correlation matrix – for the weather station of Kostroma produced with the help of the isocorrelate system. In calculating this matrix, using satellite data for the 10 years from 1965 to 1974 the monthly mean values of total cloudiness at the points of a geographical grid of $5°\times5°$ for the North Atlantic area between 40 and 65°N were obtained. These data were used for determining the normal values for each month of the year and then the appropriate anomalies were calculated and averaged for the particular oceanic zones under consideration. For the study the monthly temperature anomalies used in the operational practice of the Hydrometeorological Centre of the USSR were taken. Then the sliding be-monthly mean anomalies of the studied meteorological elements were calculated.

The character of the field of isocorrelates, shown in Fig. 3, is approximately the same as in the case of three-month averaging (*Mussaelyan*, 1976 and 1978), i.e. the field of isocorrelates represents alternating positive and negative correlation zones located along the main matrix diagonal. The negative correlation between the characteristics of summer cloudiness and winter temperatures is clearly seen.

Such intercorrelation matrices were calculated for each of the 31 weather stations uniformly distributed over the European area of the USSR. An analy-

sis of these matrices allowed us to select the most informative predictors for drawing up the statistical scheme of the air temperature anomaly forecasting for the European area of the USSR using the data on cloudiness over the North Atlantic. These predictors are presented in *Table III*. One of the most important particularities of this table is the fact that in forecasting the temperature anomaly for the cold half-year the set of predictors invariably includes the anomaly in cloudiness for the warm half-year. On the basis of this table a prognostic regression equation was derived. The regression factors were deter-

TABLE III.

Months-predictors on the basis of the anomaly in cloudiness for the anomaly in temperatures

Forecast months	Months-predictors
January – February	April – May
February – March	August – September
March – April	September – October
April – May	September – October
May – June	February – March
June – July	February – March
July – August	January – February
August – September	June – July
September – October	April – May
October – November	June – July
November – December	May – June
December – January	July – August

mined using the training sample data for 10 to 12 years by the method of least squares. Further, using the examination sample data a number of forecasts for the two-month anomalies in air temperatures over the European area of the USSR were calculated. As a rule, these forecasts prove to be quite satisfactory with respect to the sign, especially when zonal circulation is prevailing in the lower half of the troposphere.

At present operational tests of the forecasting method are carried out. The preliminary test results are encouraging (see *Table IV*.). Thus both the papers published earlier (*Mussaelyan*, 1975 and 1978) and the results cited in this article convincingly show that there exists a rather close negative asynchronous relationship between the summer anomalies in cloudiness over the North Atlantic and the deviations from the normal winter air temperatures over the European area of the USSR. This means that the heat absorbed and accumulated by the oceanic active layer during the warm half-year is conserved in the depths of the ocean for a very long time and is given back to the atmosphere in winter months.

3. *The Dynamic-Statistical Approach to the Problem of Parameterization of the Oceanic Heat Memory*

In the following, an attempt is made – on the basis of the results obtained in the previous sections – to formulate a phenomenological approach to the problem of dynamic-statistical parameterization of the oceanic heat impact on the atmosphere (*Mussaelyan*, 1978).

Bearing in mind the above mentioned conclusions, let us assume as a first

approximation that the heat amount $Q_r(\Theta, \lambda, t)$ accumulated by the oceanic active layer during a certain summer month r is proportional to the function

$$N_r(\Theta, \lambda, t) = 1 - 0.1\, S_r(\Theta, \lambda, t),$$

where $S_r(\Theta, \lambda, t)$ is the corresponding overall cloud amount. Now we can write

$$Q_r(\Theta, \lambda, t) = X_r(\Theta, \lambda, t)\, N_r(\Theta, \lambda, t), \tag{11}$$

TABLE IV.

Verification score percentage of two-months air-temperature anomaly forecasts with respect to sign for the European area of the USSR

Months of forecast	1977	Average for 1975 – 1977	Period of advance (in months)
January – February	71	64	9
February – March	65	80	6
March – April	93	96	6
April – May	65	70	7
May – June	70	70	3
June – July	64	56	4
July – August	40	63	6
August – September	67	86	2
September – October	93	57	5
October – November	45	56	4
November – December	85	79	4
December – January	40	56	5
Mean	66	70	5

where X_r are certain, so far unknown, presumably quasi-universal functions to be determined. It is evident that

$$Q_r = \begin{cases} X_r \text{ with } S_r = 0 \text{ ponts}, \\ 0 \text{ with } S_r = 10 \text{ points}. \end{cases}$$

Apparently, one can postulate that the heat amount Q^q imparted by the ocean to the atmosphere during the winter month q is made up of the heat amount accumulated by the hydrospheric active layer within each of the summer months, the contribution of each month of the warm half-year being taken into account with its own weight. Now, let us assume that as a training sample we have the records with observational data for η years. Sor each couple of the successive warm and cold half-years pertaining to this sample we shall have on the basis of (11)

$$Q^q = \Sigma_r X_r^q N_r. \tag{12}$$

Consequently, the heat influx equation for forecasting the air temperature (with the given initial and boundary conditions and the known horizontal velocity components) in the winter month q can be written – taking account of (12) – in the following form

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{V_\theta}{a}\frac{\partial T}{\partial \Theta} + \frac{V_\theta}{a \sin \Theta}\frac{\partial T}{\partial \lambda} - \frac{K}{a^2}\Delta T = \sum_r X_r^q N_r. \tag{13}$$

For the sake of convenience let us call $X_r^q(\Theta, \lambda)$ the functions of asynchronous influence. Our objective is to determine the elements of the matrix of the functions $\|X_r^q(\Theta, \lambda)\|$ for each couple of the numbers $r \subset \eta$ and $q \subset \eta$ which are possible in the real atmospheric-and-oceanic conditions.

Equation (13) describes the air temperature variations due to the oceanic heat impact on the atmosphere, as well as to advection and the horizontal macroturbulent exchange. It is characteristic of this equation that its right-hand side is written in the form with lagging argument and for its calculation only the cloudiness data relating to the past are required (i.e. no cloudiness forecast is necessary).

Since our objective is to determine the asynchronous influence function X_r^q, by assuming that in equation (13) the functions T, V_θ, V_λ, and N_r are known and X_r^q is to be found, we shall denote its right-hand side through $F^p(\Theta,\lambda)$ and rewrite it as follows:

$$\sum_r N_r X_r^q = F^q.$$

From this equation the asynchronous influence functions X_r^q can be determined by various methods. In this case, however, it is most natural to make use of the spectral method. The problem reduces to the solution of a system of linear algebraic equations for the expansion factors of the functions to be found (*Mussaelyan*, 1978).

The degree of practical applicability of the asynchronous influence functions determined in this way can be assessed only after large-scale diagnostic and prognostic experiments have been carried out. The time variability of these function is also to be studied in the course of these experiments.

Apparently, the described method of parameterization of the oceanic heat memory can not be used for a detailed study of the atmospheric-and-oceanic processes. We hope, however, that on the basis of such parameterization it will be possible to describe in a crude approximation the basic large-scale features of the long-term processes of oceanic heat impact on the atmosphere during the cold half-year.

REFERENCES

Blinova, E. N., 1960: Hidrodynamical forecast of monthly averaged temperature anomalies for the Northern Hemisphere by means of data of International Geophysical Year (in Russian). *Dokladi AN SSSR* (Ser. Geophys.), *131*, 293–296.

Lorenz, E. N., 1963: The predictability of hydrodynamic flow. *Trans. New York Acad. Sci.* (ser. 2), *25*, 409–432.

Marchuk, G. I. and Mussaelyan, Sh. A., 1974: Methods for calculating the variations of the net radiation flux for long-range forecasting of large-scale meteorological fields (in Russian). *Meteorol. Gidrol.*, № *8*, 10–16.

Monin, A. S., 1963: On the physical mechanism of variation of the weather (in Russian). *Meteorol. Gidrol.*, № *8*, 43–46.

Mussaelyan, Sh. A., 1978: *On the character of some super-long atmospheric processes* (in Russian). Gidrometizdat., Moscow.

Mussaelyan, Sh. A., 1976: The use of cloud-cover satellite information for quantitative long-term forecasting. *Proc. Symposium on Meteorol. Obs. from Space.* Philadelphia (U.S.A.), 8–10 June, 1976.

Zadoroznaya, T. H., 1977: Evaluation of the relationship between the fields of cloudiness and temperature over the continents by using bi-monthly averaging intervals (in Russian). *Trudy Gidromettsentra SSSR* (Transactions of the Hydrometeorological Center), *1982*, 62–71.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám. 1980. november – december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov – Dec 1980. Budapest

Digital processing of TIROS-N images*

T. TÄNCZER, *Institute for Atmospheric Physics, H-1675 Budapest, P. O. B. 39.*
CS. HEGEDÜS, *Institute for Co-ordination of Computer Techniques, H-1054, Budapest, P. O. B. 224.*

TIROS-N felvételek digitális feldolgozása. A szerzők a TIROS-N műholdról vett infravörös (10,5 – 11,5 μm) APT képek digitális feldolgozására tesznek kísérletet. A 8 bites skálán digitalizált adatokat EMR gyártmányú adatmanipulátor segítségével normalizálják. A vizsgálat területe Európa térsége, ideje 1979. november 3 – 4. Az adatok földrajzi azonosításának keretében poláris szterografikus területre történő transzformációt is végeznek. A felhők magasságának becslésére empirikus összefüggéseket alkalmaznak. A felhőzeti mező következő jellemzőit állítják elő: a felhőfedettség mértéke, az uralkodó felhőzet magassága, az alapvető felhőfajta és a kisugárzási hőmérsékletek napi változása. Az eredményeket színes display-n jelenítik meg.

*

Digital processing of TIROS-N images. An attempt for digital processing of analog images taken in the infrared channel (10.5 – 11.5 μm) from TIROS-N is presented. The data digitized to 8-bit scale are normalized by using a SR Data Manipulator of type EMR Model 810. The investigation is performed over Europe and for the period November 3 – 4, 1979. The geographic rectification moves the data into a polar stereographic map. To estimate the cloud heights empirical relationships are applied. The following characteristics of the cloud field are produced: the cloud amount, the dominant cloud height, the cloud form and the daily variation of infrared brightness temperatures. The results are visualized on a colour display.

*

Introduction. Nowadays, the meteorological satellites are playing fundamental role in the weather observing system. The advanced meteorological satellites are capable of providing irreplaceable weather reports (cloud imagery, vertical sounding, wind measuring etc.) for the whole globe, either directly or indirectly. The FGGE, the most immense venture of the meteorologists, up to the present, would have not been realized without space techniques. The satellite data service consisted of observations by a number of polar-orbiting satellites (TIROS-N, NOAA-6, Meteor, Nimbus-7, Seasat) and five geostationary satellites (GOES-es, METEOSAT , GMS). The functions of these satellites, particularly with respect to FGGE are described in a paper by *G. Götz* (1980).

The satellite imagery is one of the most useful information from space for the meteorological practice. The cloud pictures taken by satellites enable us to survey the weather situation in continental scale without any delay. At present, however, because of the enormous bulk of pictorial information by satellites the meteorologist can not visually fulfill a profound analysis. It is evident that the only way to exploit this information is employment of computers to

* Paper presented at COSPAR Meeting held in Budapest, 2-14 June, 1980.

do this work. The advanced meteorological satellites transmit the image data in digital form, which ensures the possibility to computer processing and quantitative interpretation. At the same time, a new feature of the development is the multispectral imagery producing new possibilities in the cloud analysis and Earth's survey. The succes of the new techniques is indicated by surface temperature products and wind derivations, which are summerized by a WMO Technical Note (1979).

However, a number of meteorological services have no satellite receiving station suitable for the digital reception. Nevertheless, having appropriate computer technics, the difficulties can be surmounted to some extent, and under certain limitations the digital processing of analog images can be accomplished. Namely, the analog images may be digitized with the aid of an analog to digital converter, making those apt to a computer interpretation. In fact, such possibilities have been offered to the Hungarian Meteorological Service, where the analog images have been received since 1967 and the purchase of a receiver for digital signals is still planned. In addition, the Institute for Co-ordination of Computer Techniques is possessed technical conditions and experiences in the field of digital picture processing. Consequently, the presented attempt could be performed as a result of co-operation between the two institutes. It was intended to carry out some digital picture processing tasks that might be utilized in the synoptic and climatic analyses.

1. The preparation of the experiment

In our attempts the APT pictures from TIROS N were used. It is known that this spacecraft is passing in a sun-synchronous orbit at an average altitude of 870 km and with inclination of almost 99° crossing the equator at 15 local time. Images in two spectral bands (generally in the visible and the infrared spectra) can be received from the satellite by an APT station. These images are linearized and have uniform resolution of 4 km that is very advantageous for ensuring the spatial homogeneity of the processing. For digital interpretation the analog signals taken in the infrared atmospheric window (10,5−11,5 μm) are suitable first of all, since the signal intensities correspond to temperatures of the radiating surfaces (cloud top or ground surface), neglecting the atmospheric attenuation.

The analog signals received have been stored by a REVOX type tape recorder. To filter out the noise components of high frequency, a filter suggested by NESS (1978) was used before digitization. The data were converted to 256 digital values by an analog to digital converter belonging to the periphery of a computer PDP 11/34. The 909 data along a line of the analog image were reduced to 512 elements, thus the line resolution worsened to about 7 km.

The calibration wedges (numerically 16), transmitted by satellite, provided count values corresponding to 9 different gray levels of the image. In order to make digital processing the signals must be normalized to the theoretical distribution stated before the launching. For normalizing the digitized data a SR Data Manipulator of type EMR Model 810 was used, which can indicate the value of each calibration wedge also on a 8-bit scale. Then, the indicated values were normalized by a polynomial of second degree of form

$$y = a\,x^2 + b\,x + c, \tag{1}$$

where y is the normalized value and x is the indicated one on the equipment. In this operation only wedges 3, 8, 9, 13 and 15 were involved that are related to modulation index of 32,4, 87 ± 5, 0%, and the temperatures of the IR detector and the satellite, respectively. Our attempts show that this normalizing procedure yields only negligable error. The calibration curve was drawn in a diagram published by NESS (1979) as a function of the IR detector temperature and the gray scale wedge level of satellite blackbody temperature. The normalization was carried out on a HP 9830 calculator for each orbit, whereby relation was established between the values indicated and the corresponding temperatures.

It is known that due to some reasons, first of all, to the absorption of atmospheric gases (particularly of water vapor) the temperatures obtained by means of this procedure do not render the actual values of the radiating surfaces. In spite of this fact the atmospheric attenuation was not taken into account. As explanation two circumstances should be noted: since the purpose is to study the cloudiness and thermal differences therefore no absolute values come into the limelight and the late time in autumn relatively small influence of the attenuation should be considered.

2. *Data processing and results*

The investigation was performed over Europe and in the period November 3 – 4, 1979. For illustrating the weather situation the weather map on November 4 at 00 GMT is shown in *Fig. 1*. The main features of the cloud conditions

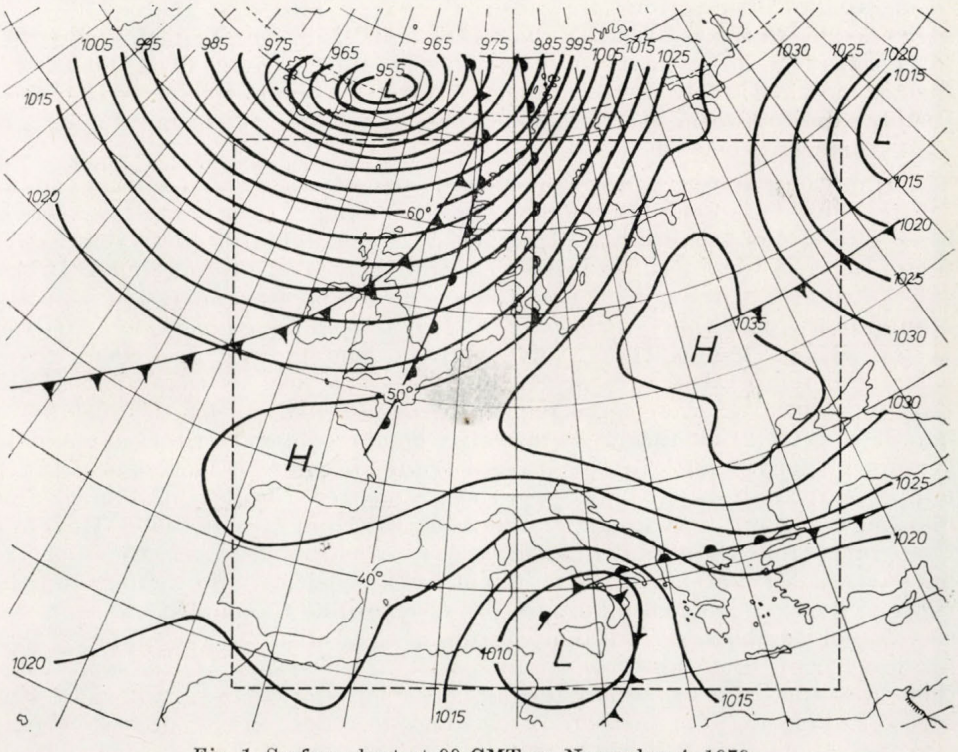


Fig. 1. Surface chart at 00 GMT on November 4, 1979.

during this period are the advancement of frontal cloud band of a cyclone near Iceland over the continent, a cyclone in the middle part of the Mediterranean and an extensive area of Stratus in Central Europe. The investigated period precluded the possibility of a bispectral analysis owing to the light illumination. Furthermore, the overclouded continent and low temperatures at the surface in Eastern Europe rendered the processing more diffucult.

Computer systems of types R-10 and PDP 11/45 were available for the processing. In the development of the programming a work by *Rosenfeld* and *Kak* (1976) was regarded as fundamental. The geographis rectification was accomplished on the base of a procedure devised by *Timon* (1980), taking into account the ellipsoidal form of the Earth. For the calculations, the time signals applied during the reception and the orbit characteristics (satellite altitude, inclination, ascending node, etc.) were used. Simultaneously, the image data were transformed into a polar sterographic map implying region from 35 N to 65 N along the central meridian of 10 E and from 15 W to 35 E along the central paralell of 50 N (see the marked area in *Fig. 1*). The transformation was associated with data conversion from above mentioned area into 256×256 picture points. In this case the spatial resolution is about 13 km at 50 N. The results were visualized on a colour display with resolution of 292×384, made in Hungary by firm Hiradástechnikai Szövetkezet.

2.1. Cloud amounts. The most important task in the cloud field analysis is to estimate the cloud amounts over definite areas. The ground observer is able to estimate the cloud amounts due to some limitations only approximately (*Tänczer*, 1968). It might be supposed that the cloud amounts derived from satellite observations are more relistic provided that the resolution is high enough. In this respect the images taken in visible spectrum are more useful, because the differences in albedo can separate the clouds from the Earth's surface more definitely than the thermal deviations do in the infrared images. In this paper, however, we were contrained to use only the infrared images in view of reasons mentioned above.

In a cloud analysis based on infrared images the ground surface temperatures must be known (as reference level). Taking into account the vertical lapse rate of temperature, the occurence of clouds is indicated by a radiative temperature, lower by some degrees or more, than that of the ground. In this case, of course, it is supposed that there is no temperature inversion near the ground in the atmosphere. *Koffler et al.* (1973) used the conventional analysis of the surface temperature (NMC analysis) and defined the cloud areas, where the temperature was lower by at least 5 degrees than that of the Earth's surface. If there is correct temperature analysis on the surface, it may be expected that this procedure gives good results in territories free of inversion in daily hours. In the present study, because of lack of a detailed temperature analysis particularly in the areas covered by seas, the limit value marking out the cloudy areas was derived only from satellite data. Therefore histograms from the signal intensities were constructed in territories of 128 lines (about 500 km) along the subpoint track, separately on the left and the right of it, and their real minimum (by disregarding the noises) was regarded as value of the mean surface temperature in clear areas. It was supposed that inside such an area non-cloud points exist in any case. At the same time, there was applied a smoothing teshnique for minium values in the successive areas. Evaluating the histograms we had to take care of the disturbing effect of the noises remaining in spite of the filtration. A special problem rises,

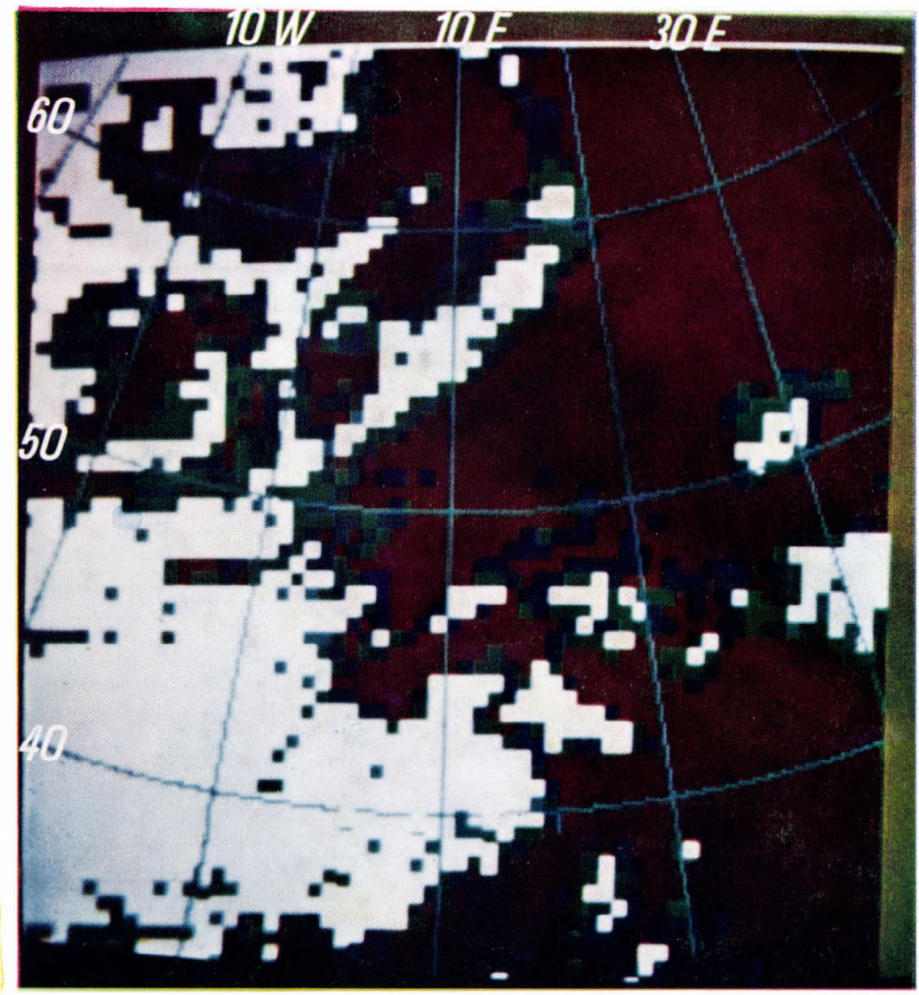


Fig. 2. Cloud amounts on November 4, 1979. White 0 – 25%, green 25 – 50%, blue 50 – 75%, red 75 – 100%, (d ~ 50 km)

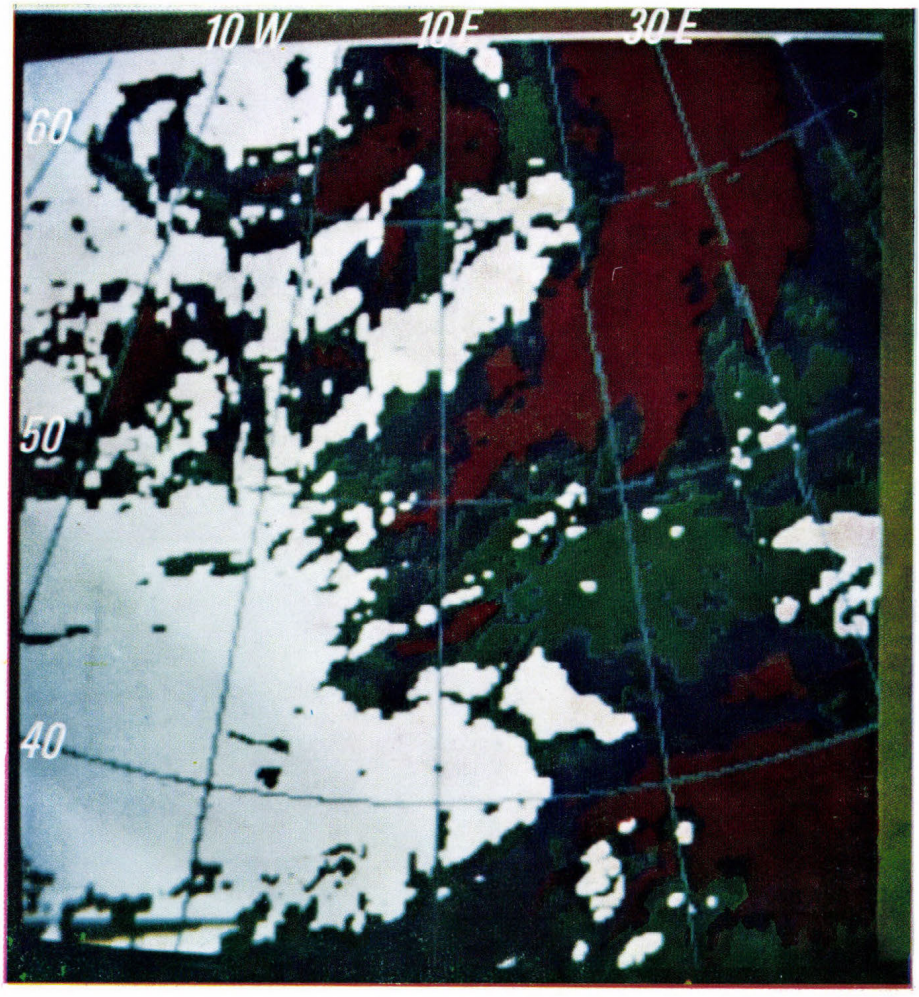


Fig. 3. Dominant cloud-types on November 4, 1979. Green – low clouds, blue – middle clouds, red – high clouds, (d ~ 13 km)

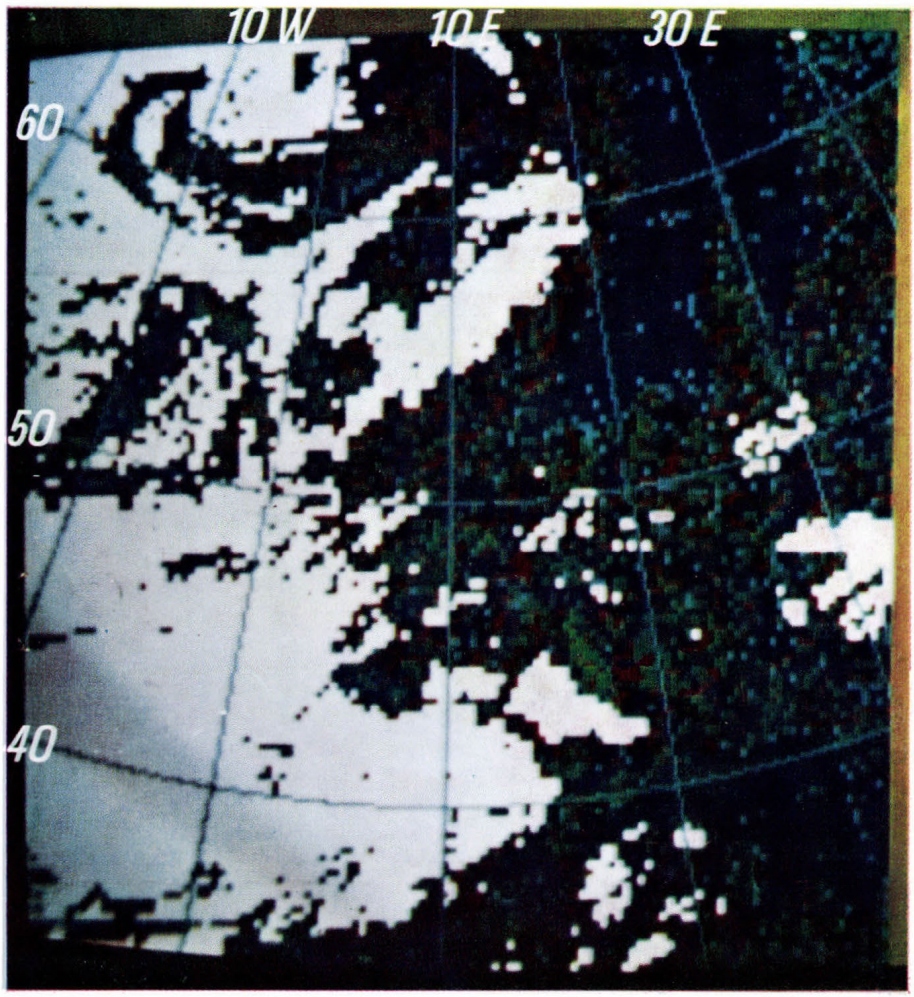


Fig. 4. Dominant cloud forms on November 4, 1979. Blue – stratiform, green – stratocumulus or mixed cloud forms, red – cumuliform, (d ~ 25 km)

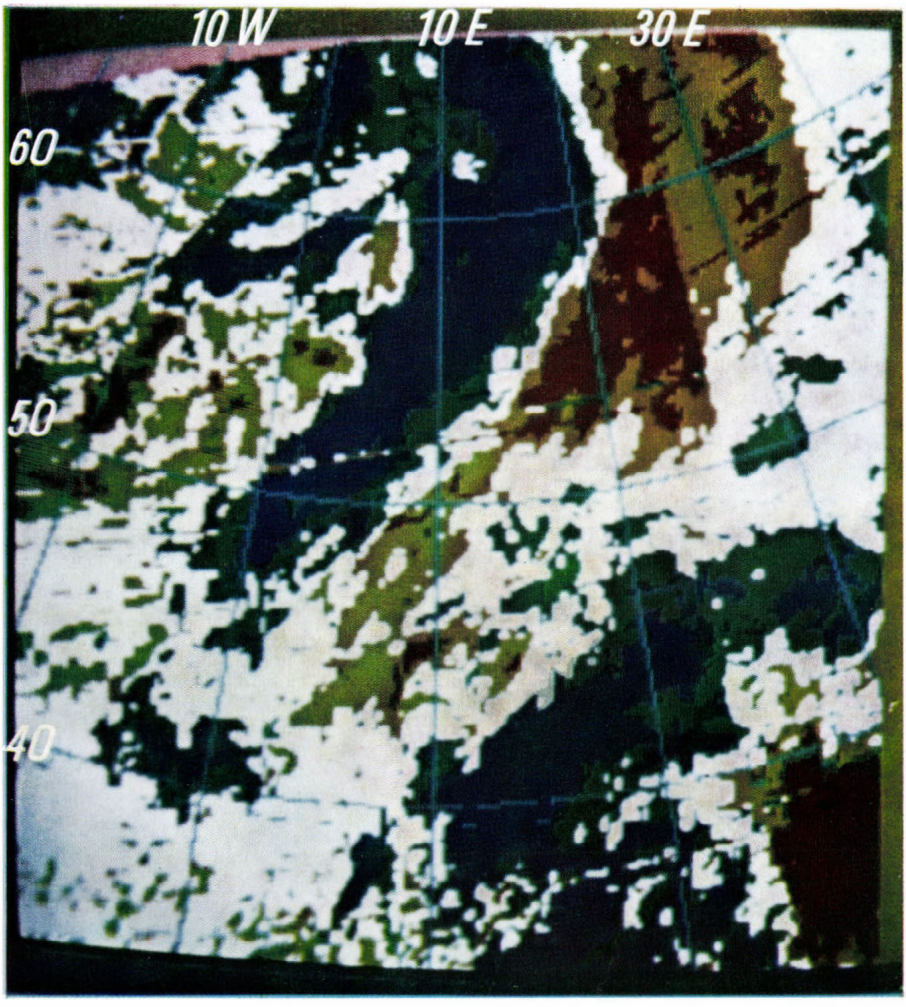


Fig. 5. Variation of infrared brightness temperatures in terms of their counts (0 – 255) from 3 to 4. November, 1979. White 0 ± 25, yellow $25 - 50$, red > 50, green -25 – -50, blue < -50

if in a partial area there are both land and sea. In this case, if the land is colder than the sea, in spite of the daily insolation, the minium values (corresponding to the sea temperature) may mark out the land as cloud. Having visible picture these mistakes can be corrected in view of low albedo of the sea.

Considering that clouds in cold air mass are located nearer the surface than in warm one, it was intended to establish such a formula, which met this fact as well. Finally, in order to separate the cloudy and non-cloudy areas the following criterion was stated

$$B_L = B_{\min} + \Delta B \tag{2}$$

$$\text{and } \Delta B = 20 - 0.25\,(B_{\min} - B_{20}),$$

where $B_{\min}$ is a real minium of the histogram (corresponding to the Earth's surface), B_{20} is count value of temperature of 20° C. Temperatures corresponding to values B_L computed by above formula for different surface temperatures, using calibration curve for orbit 5459 of TIROS N on November 4, 1979, are shown in *Table I*. It may be noticed that while for $T_0 = 30°$ the temperature decrease from the surface to the low level cloud is of 11°, for $T_0 = 10°$ it is of 9° and for $T_0 = -10°$, it is of only 5°. It is probable that this approximation correctly indicates the existence of clouds in daily hours. Assumption of relatively large temperature differences was reasonable in consequence of a presumably great variability of the surface temperature field.

TABLE I.

Temperatures T (B_L), T(B_M), T(B_H) *corresponding (to values* B_L, B_M, B_H *respectively, computed for different surface temperatures* T(B_{min}) *by formulae* (2), (3), (4)

T(B_{min})	30	20	10	0	−10
T(B_L)	19	10	1	−7	−15
T(B_M)	5	−2	−9	−15	−21
T(B_H)	−22	−25	−27	−29	−31

After the separation the cloudy pionts and non-cloudy ones were characterized by 100 and 0 respectively. For obtaining the actual cloud amont the values of the points falling in the same pixels after the geographic rectification were averaged. In this way the cloud amounts were obtained in terms of percents of the area. To ensure the accordance with the cloud observations from the ground, the cloud amounts were produced for 64×64 points (d ~ 50 km) by once more averaging. The cloud amounts were classified into 4 categories, applying intervals of 25%. The cloud amounts estimated on November 4 are shown in *Fig. 2*. A cloud vortex with various covers can be seen in the northwestern part of Europe. Central and Eastern Europe are mostly covered. Above the Mediterranean the west part is cloudless and the east one is covered. For verification of the computed cloud amounts a comparison was made with cloud coverages observed from the Earth's surface at intersections of the geographical network drawn by ten degrees. The mean deviation was 13% on November 3 and 32% on November 4. While in the first case the deviation is acceptable, the second case points at necessity for further refinement of the method. At the same time, it should be noted that such a comparison is rightful only to some limit, as from time to time the areal variability of cloud coverage may be so lar-

ge that the data from ground observations falsely render the actual cloud conditions.

2.2. Cloud heights. Another essential part of the cloud analysis is the vertical distribution of the cloudiness. This problem may be approximated by satellite data, determining directly the tepmerature of the active cloud top (radiating toward the space), then indirectly its height. It may be supposed that the clouds extending to large height are accosiated with clouds in lower layers as well. It was reasonable to separate low, middle and high clouds. For determining the cloud types with respect to their height (more exactly their top) the following decisions were made using the principle set up in the separation of cloudy areas: low clouds — $B_M > B > B_L$ middle cloud $B_H > B > B_M$ and high clouds $B > B_M$, where

$$B_M = B_{\min} + 2\,\Delta B \qquad (3) \qquad \text{and} \qquad B_H = B_{\min} + 3.5\,\Delta B \qquad (4)$$

(ΔB was defined above). These formulae were established using the calibration curves for TIROS-N and the monthly vertical temperature profile above Central Europe. With assumption of the above mentioned form of ΔB, the tendency of the atmosphere is also taken into account that the clouds are located farther from the surface and from each other in warm air than in cold one. Temperatures corresponding to values B_M and B_H for orbit 5459 of TIROS-N are also included in *Table I*. According to the data of this table the higher cloud is considered, the less its temperature varies with variation of the temperature on the Earth's surface (as it is in practice owing to the lower and warmer tropopause in cold air mass).

The program was developed so that after the geographic rectification the dominant cloud-types were to be visualized in each pixel based on the majority principle. The distribution of the cludiness with respect to its height in November 4 is illustrated in *Fig. 3*. It can be seen that high clouds are related to the frontal band and the Mediterranean cyclone. The attention should be called that the high clouds are intentionally assumed at higher temperature than those are in fact, so that first of all the precipitating clouds may be detected. At the same time, the cirrus clouds appear also to be warmer than their actual temperature owing to the radiative transmissivity. Therefore the designation "high clouds" refers rather to considerable vertical extension of the cloudiness than the cirrus clouds.

2.3. Cloud forms. An additional important task in the cloud analysis is the differentiating the main cloud forms. It is known that in the satellite nephanalysis there are distinguished stratiform, cumuliform, cirriform and stratocumulus clouds. In a computer analysis of the cloudiness developed by *Harris* and *Barrett* (1978) categories stratiform, cumuliform and stratocumulus or mixed clouds were used. The separation was carried out by means of the standard deviation and vector dispersion of signal intensities. These parameters virtually yield the texture of the cloud field but this feature is closely related to the cloud form. In this study the work by above mentioned authors was followed but only the standard deviations were considered. It was decided to base the three classes of the cloud forms on the peculiarity of frequency distribution of standard deviations. The calculations were executed for 128×128 points ($d \sim 25$ km), at the same time only for the dominant cloudiness. The results of this experiment are illustrated in *Fig. 4*. The separation gives the cloud forms in accordance with real facts. It can be seen that inside the frontal band the stratiform clouds prevail and inside the cloud vortex the cumuliform clouds dominate.

2.4. Variation of cloud field. Studying the images for consecutive days in the same area enables us to analyse the weather processes, the variation, movement and development of cloud conditions of weather formations. For the sake of such an attempt the variations of infrared brightness temperatures (more exactly those of count values corresponding to them) were investigated from November 3 to November 4, in 256×256 points of the test area. Consequently, the changes in the the prevailing cloudiness were computed. The variations ranged into 5 categories applying intervals of 25 and are shown in *Fig. 5.* If the attention is focused on the variations more than ± 50 (variations of about $30-35°$ in brightness temperatures), disappearance or appearance of clouds extending to great height may be discovered that indicates the areas of thorough change of weather conditions. The advancement of the frontal cloud band and the dissipation process of the Mediterranean cyclone appeared especially distinct in the pictorial display.

3. Conclusions

It can be established that the obtained results considerably demonstrate the competence of such attempts. The presented analyses of the cloudiness are useful for the forecasters in a simplified form and can be also utilized in climatic studies after improving the method. The processing may be considered as first approximation, the hypotheses applied are in need of refinements. Improvements can be achieved by using multispectral images, receiving digital data and information on vertical temperature profile, as well as relying on a complex analysis implying both ground observations and satellite ones.

REFERENCES

Götz, G. (1980): The role of space based platforms in the GARP global weather experiment. *Időjárás*, 84.

Harris, R. and *Barrett, E. C.* (1978): Toward an Objective Nephanalysis. *Journal of Applied Meteorology*, 17, 1258–1266.

Koffler, R., DeCotiis, A. G. and *Rao, P. Krishna* (1973): A Procedure for Estimating Cloud-Amount and Height from Satellite Infrared Data. *Monthly Weather Review*, 101, 240–243.

The TIROS-N/NOAA A–G Satellite Series. *NOAA Technical Memorandum*, NESS 95. Washing-n ton D. C. 1978.

Data Extraction and Calibration of TIROS-N/NOAA Radiometers. *NOAA Technical Memorandum*, NESS 107. Washington D. C. 1979.

Rosenfeld, A. and *Kak, A. C.* (1976): Digital Picture Processing. Academic Press, New York.

Tänczer, T. (1968): Differences between cloud coverages observed from ground stations and satellites. *Időjárás*, 72, 321–329.

Timon, I. (1980): An improved method for geographical rectification of satellite images. *Időjárás* 84, 69–77.

Quantitative Meteorological Data from Satellites. *WMO Technical Note.* 166. Geneva, 1979.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám. 1980. november – december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov – Dec 1980. Budapest

The role of space-based platforms in the GARP Global Weather Experiment*

G. GÖTZ, *Central Institute for Meteorology, H—1525 Budapest, P. O. B. 38.*

Az űrbázisú berendezések szerepe a GARP Globális Időjárási Kísérletében. A Globális Időjárási Kísérlet operatív éve során üzemeltetett összetett megfigyelő rendszer űrbázisú alrendszere mind az adatszerzés, mind pedig az adatforgalmazás szempontjából nélkülözhetetlen szerepet játszott. Az alrendszert geostacionárius és kvázipoláris pályájú meteorológiai műholdak alkották. Az egész operatív év során megkülönböztetett figyelmet szenteltek annak, hogy a rendszer teljesítőképessége a lehető legjobban megközelítse a kísérlet tervezésekor előírt követelményeket.

⁂

The role of space-based platforms in the GARP Global Weather Experiment. The space-based sub-system of the composite observing system operated during the Operational Year of the Weather Experiment played an indispensable role in the acquisition of data and in transmitting data from surface-based and airborne observational platforms to data processing centres. The sub-system comprised both geostationary and near-polar orbiting meteorological satellites, and special efforts were undertaken to keep the performance of the system as close as possible to that which had been anticipated during the planning stage of the Experiment.

⁂

Introduction. Among the scientific developments that led to the concept of the Global Atmospheric Research Programme (GARP) in the middle of the 1960s, the numerical simulation of the global atmosphere occupied undoubtedly the central position. The progress made in this field – the achievements, as well as the identification of the obstacles – was in fact the source of the idea of a *global observational experiment* that might serve the double purpose of testing existing general circulation models with real data, and of providing factual information to stimulate new ideas in atmospheric modelling (*Garcia*, 1971). In a paper presented to the first session of the IUGG Committee on Atmospheric Sciences in February 1965, *Jule Charney* formulated in a highly condensed way the scientific background of the requirements for a global observing system:

"The atmosphere is a complex turbulent fluid containing eddies of many scales. The scientific problems which give rise to the need for a global observation system are based on the hypothesis that the atmosphere is a determinate or near-determinate system on some scale. Evidence for this hypothesis is given by observations in regions with dense networks. These show that the kinetic energy in the atmosphere is divided into two broad classes: one consisting of synoptic and planetary disturbances with characteristic spatial dimensions of the order of 1000 km or more, and the other consisting of mechanically

* This article is an extended version of the invited paper presented at the COSPAR Symposium on Systems Performance and Early Results of the Global Observing System for FGGE, Budapest, 4 – 7 June 1980.

and convectively driven turbulence with characteristic dimensions ranging from metres to kilometres. With the exception of the thermal and gravitational tides, whose relative energies are small, there is a large gap in the spectra separating these two classes. Because of this separation scale, it is plausible that the turbulent fluxes of momentum, heat, and water vapour are determined by the macro-scale flow, so that the macro-observations define the system as a whole. Although this hypothesis underlies most of modern dynamic meteorology, no definitive observational studies have been carried out to determine its limits.

A second fundamental concept that underlies the need for a global observation system is that the macro-scale circulations of the atmosphere constitute a single, self-contained physical system with all its parts in mutual interaction. In a period of a week or two a tropospheric influence can circumnavigate the globe. The evolution of the large-scale atmospheric motions for periods of this order or longer is, therefore, a global, or at least a hemispheric, problem. It follows *a fortiori* that the problems of climate and large-scale weather and climate modification are intrinsically global. It cannot be too strongly emphasize that a failure to preserve the integrity of the concept that the atmosphere must be treated as a single system would greatly vitiate the benefits from any large network increase. Anything short of complete coverage would leave the physical system undetermined and make long-range prediction impossible" (*Charney*, 1965).

The final plans for GARP evolved from this original idea. In the course of planning, however, it became soon evident that *the* aim of GARP would not be the execution of *the* global experiment that would provide the answers to the questions set by the modellers. Instead, GARP has developed into a vast programme of numerical experimentation in atmospheric modelling in order to increase the understanding of the transient behaviour and of the general circulation of the atmosphere, within which the regional and global observational studies have aimed to provide the data required for the design and testing of these atmospheric models.

The long-standing desire of organizing a world-wide observational programme which would be both feasible in terms of technology and resources, and adequate for satisfying the demands formulated by the scientists was realized in the one-year period of the *First GARP Global Experiment* (FGGE), also referred to as the *Global Weather Experiment*. Since it was clear that no single observing system would be capable of providing the observations needed to meet the goals of the Experiment, a *composite observing system* was designed. This composite system was based upon the operational World Weather Watch of the World Meteorological Organization, and comprised of a number of *special observing systems* of different types which were deployed in such a way that gaps in the World Weather Watch coverage would be filled in.

The field phase of the First GARP Global Experiment consisted of an operational year with two 60-day Special Observing Periods (SOP) imbedded in the twelve month period *(Fig. 1)*. The SOPs were timed so that they would contribute substantially to the study of the major monsoon systems. The observational strategy for FGGE included a further definition of 30-day *intensive observational periods* within the SOPs with the objective of maximizing the observational capability by deploying limited and expensive systems during these 30-day periods. These systems could not be operated for the entire SOP (*Rasmussen*, 1980).

During the Special Observing Periods of the Experiment 40 – 45 *tropical wind observing ships* were available, 25 of them equipped with a shipborne Navaid upper-air observing system; the number of Navaid soundings taken during the two Special Observing Periods was about 3300. To fill in gaps in the vertical sounding coverage in the tropical regions, an *Aircraft Dropwindsonde Programme* was performed; it consisted of a total of 67 days of flight operations, during which nine aircraft flew 339 missions and 5101 successful drops were accomplished. Above the operational ceiling of the aircraft, *tropical constant level balloons* provided additional wind data; during the two special observing periods a total of more than 300 platforms were released from three equatorial sites to the constant density surface at about 140-mbar nominal altitude

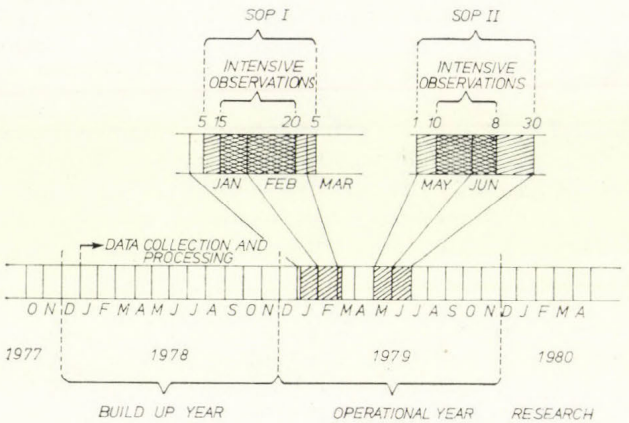


Fig. 1. FGGE calendar

(approximately 15 km). Sea-surface pressure and temperature data were obtained by a total of 369 *drifting bouys;* most of them were deployed in the southern hemisphere and in the equatorial region, and some of them in the North Atlantic and in the Arctic regions. Finally, aircraft flight level data were collected by an *Aircraft Integrated Data System*, by delayed collection of *non-coded air reports* (AIREPs) and by the *Aircraft to Satellite Data Relay System.*

Space techniques were used extensively in the Global Weather Experiment. The space-based sub-system of the composite observing system comprised both geostacionary and near-polar orbitingmet eorological satellites. Their observational and data-relay capabilities played indispensable roles in the acquisition of data, as well as in transmitting data from surface-based and airborne observational platforms to data processing centres. Therefore, special efforts were undertaken to keep the performance of the space-based system during the whole operational year of the Experiment as close as possible to that which had been anticipated in the planning phase of the FGGE.

1. Geostationary Satellites

The *Geostationary Satellite System* operated during the Global Weather Experiment consisted of five spacecraft which were spaced at approximately uniform intervals around the equator at the height of 36,000 km *(Fig. 2).*

Operational Events. At the 0° longitude location, the geostationary satellite METEOSAT-1 of the European Space Agency was operated practically con-

tinuously over the operational year of the Experiment. On 25 November 1979 the satellite failed. At the 140°E longitude location, the geostationary spacecraft HIMAWARI (GMS) launched by Japan was operated without any interruption during the entire Experiment.

Over the 135°W longitude position, the synchronous meteorological satellite GOES-3 of the USA provided information without operational problems. In the FGGE terminology this satellite location has been usually referred to as *GOES-West*.

The *GOES-East* location was selected at 75°W longitude, and at the beginning of the Global Weather Experiment the geostationary satellite GOES-2 of the USA was positioned over this slot. On 18 December 1978,

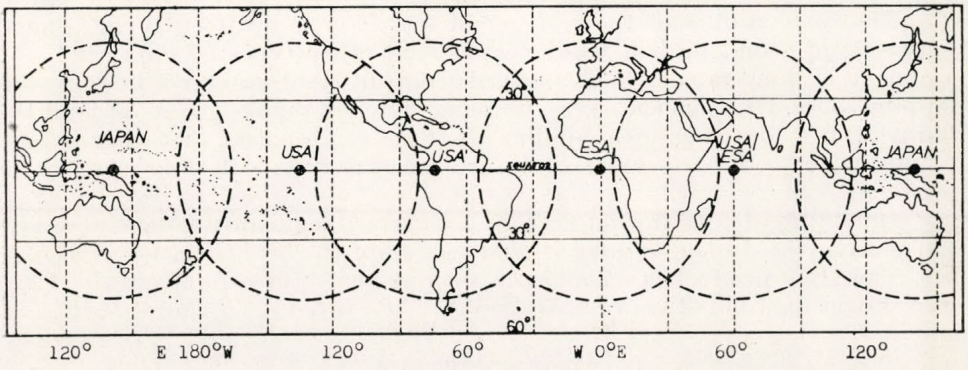


Fig. 2. Coverage for quantitative use of imagery from the Geostationary Satellite System (50° from sub-point)

however, a fault of the precision latitude stepping mechanism of the Visible and Infrared Spin Scan Radiometer was experienced which caused loss or foreshortening of pictures. As further degradation of the satellite was foreseen, the National Environmental Satellite Service of NOAA replaced it by the standby satellite SMS-1 on 26 January 1979. A further change occurred on 19 April 1979 when SMS-2 was positioned over 75°W to take over this operational eastern slot.

The fifth spacecraft of the Geostationary Satellite System, which had been originally planned over 70°E longitude, was finally made available by the agreement between the European Space Agency and the United States to operate jointly a US geostationary satellite over the Indian Ocean. According to this agreement, the GOES-1 satellite was manoeuvred to 60°E position (usually referred to as *GOES-Indian* Ocean), this location having been the easternmost one from where data reception at ESA's ground station in Villafranca, Spain, and commanding and controlling the spacecraft in the European Space Operations Centre, Darmstadt, Federal Republic of Germany could have been safely performed. GOES-1 at this position became operational on 1 December 1978. Operations were carried out without problems to 24 March 1979 when a failure with the infrared imaging system was first experienced. From that time on, intermittent loss of the infrared data occurred, while the visible channels of the radiometer were operating well.

Data Products. The principal role of the Geostationary Satellite System in the Global Weather Experiment was the acquisition of photographic prod-

ucts of visible and infrared images from which wind vectors could be derived by measuring the displacement of clouds. These images were translated from visible and infrared radiances obtained over the full earth disc within view of the scanning radiometers. The extraction of wind data from sequential satellite pictures, taken 30 minutes apart, was carried out at least twice a day for two or three levels in the troposphere depending of heights of existing clouds. Cloud motion wind vectors undoubtedly represented a substantial contribution to the coverage of upper winds. During the first part of the Global Weather Experiment including the two special observing periods at least two wind sets were produced on 90% of the days. The average number of wind vectors evaluated daily was about 5800, some 35% of them belonging to the equatorial tropics where, because of the weak coupling between the wind and mass fields, wind data were of especial importance.

The early results of the end-to-end test have indicated good agreement between the cloud motion wind vectors and other types of data, and also among the independent winds derived from different satellites in the overlapping zones. Discrepancies were, however, noted in the assigment of cloud-top temperatures and pressures, similar to those experienced in earlier experiments, which indicated again that this uncertainty is still a problem to be solved.

In addition to cloud wind vectors, sea-surface temperature data were provided from the Japanese geostationary satellite to the FGGE research data set. This data product is an average ten-day sea-surface temperature determined over the field of view of the HIMAWARI satellite (*Kodaira*, 1980).

2. *Polar orbiting satellites*

For the Global Weather Experiment, both the United States and the Soviet Union developed an improved system of their operational *polar orbiting satellites*, respectively.

The TIROS-N System. TIROS-N is the third-generation operational polar orbiting environmental satellite system of the United States (*Hussey*, 1978, 1979). In the operational configuration this is a dual system: two satellites positioned with a nominal orbit plane separation of 90 degrees are used. Both satellites are launched in near-polar, sun-synchronous orbits, one of them being an afternoon orbit with equator crossing ascending at 1500 local time, while the other a morning orbit with equator crossing descending at 0730 local time.

The initial TIROS-N satellite, also called TIROS-N, was placed into orbit on 13 October 1978, while the second of the pair, designated as NOAA-6, was launched on 27 June 1979.

Although placed into orbit with some delay, the TIROS-N satellite system played a central role in the FGGE data acquisition effort. Since the TIROS-N satellite became fully operational on 1 January 1979, during the period 1 December 1978 — 28 February 1979 the NOAA-5 satellite (the last member of the former ITOS series) was also utilized in obtaining temperature soundings, clear-radiance data and sea-surface temperature data. NOAA-6 data could be obtained only for the last months of the operational year of the Experiment.

One of the new environmental instrument systems carried into space by the TIROS-N is the TIROS Operational Vertical Sounder system (*Smith et al.*, 1979). It combines data from three complementary sounding instruments

aboard the spacecraft. The primary instrument is the High Resolution Infrared Radiation Sounder, which provides data for the calculation of temperature profiles from the surface to the 10-mbar level, water vapour content at three levels of the atmosphere, and total ozone content. The Stratospheric Sounding Unit, provided by the Meteorological Office of the United Kingdom, supplies temperature information from the stratosphere. The third instrument, the Microwave Sounding Unit permits temperature computations to be made in the presence of clouds. Of these data types, vertical temperature soundings and total atmospheric water vapour data have been intended to include in the FGGE research data set.

The other primary spacecraft instrument system is the Advanced Very High Resolution Radiometer, which has provided clear-radiance data and sea-surface temperature patterns for the Global Weather Experiment.

The METEOR-2 System. METEOR-2 is an improved polar orbiting meteorological satellite system developed by the USSR. A new spacecraft in this series was successfully launched on 25 January 1979, having on board a spectro-interferometer developed and prepared in the German Democratic Republic. Satellite sounding data, clear radiance data and sea-surface temperature data had been intended to be produced; because of instrument malfunction, however, no data is now expected for the research data set.

3. *Research satellites*

Two polar orbiting *research satellites* of the USA were planned to be aloft during the Global Weather Experiment: the SEASAT-A satellite and the Nimbus-7 satellite.

The SEASAT-A Satellite. SEASAT-A was the first in a planned series of satellites designed primarily to the study of the world's oceans, using both active and passive microwave sensors to achieve an all weather capability. The spacecraft was placed into orbit on 26 June 1978. On 10 october 1978, however, communications with SEASAT-A ceased. After 99 days of operations, this research satellite failed.

The Nimbus-7 Satellite. The Nimbus satellite programme was initiated in the early 1960's to develop an observational system capable of meeting the research and development needs of atmospheric and earth scientists. The final spacecraft of this programme was launched on 24 October 1978. The FGGE plan included the acquisition of sea-surface temperature data, experimental sea-surface wind speed data, experimental total atmospheric water vapour data and experimental stratospheric sounding data from this satellite (*Schnapf*, 1979).

Although Nimbus-7 is an experimental satellite, stratospheric sounding data are included in the FGGE research data set. Additionally, supplementary data including sea ice concentration, rain rate over oceans, radiation budget data and ozone profiles are planned to be delivered to the World Data Centres.

4. *Data collection by satellites*

The ASDAR System. The five spacecraft of the Geostationary Satellite System served as a component in the International Data Collection System by providing communication support for collecting data from observing platforms. Six international channels onboard the spacecraft could be used to relay data from platforms; one of these was dedicated to the Aircraft to Satellite Data Relay (ASDAR) system.

This system consists of an ASDAR unit carried on board widebodied aircraft which automatically extracts information from the aircraft inertial navigation system. The flight data acquisition unit prepares reports composed of an identifier, the flight altitude, location, time, air temperature and wind velocity, and transmits these reports to one of the geostationary satellites relaying them to a ground receiving station.

For the first Special Observing Period of the Experiment, eight aircraft, flying selected international routes, were ASDAR equipped. By the end of the second Special Observing Period, all 17 ASDAR sets available for the Experiment were installed. They were operated by seven national airlines and by the United States Air Force.

The Argos System. The third primary spacecraft instrument system carried into space onboard TIROS-N is the Data Collection System provided by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) of France (*Taillade*, 1980). This equipment package represents the space segment of the Argos Data Collection and Platforms Location System, the fruit of a co-operative project of the CNES, the National Aeronautics and Space Administration (NASA, USA) and the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA, USA).

The Argos System offers capabilities for the location of fixed and moving platforms, and for the collection of sensor data transmitted by platforms located anywhere on the earth's surface. Each platform is equipped sith a transmitter terminal, which the platform sensors are directly linked to. All terminals transmit on the same frequency and at regular intervals. Each message transmitted includes the particular platform's number and the sensor output values sampled at the time of transmission.

Messages from platforms are received in a random fashion by the satellite being within view. As each message is acquired, the onboard Data Collection System records the time and date, measures the carrier frequency, and demodulates the platform identification number and sensor data. These data are then stored by one of the onboard magnetic tape recorders. Each time the satellite passes over one of the three command and data acquisition stations (Gilmore Creek near Fairbanks, Alaska, Wallops Island, Virginia and Lannion, France), the data are read out and transmitted to ground. The received data are then transmitted to the NOAA National Environmental Satellite Service at Suitland, Maryland. There, data concerning the Argos System are separated from those concerning other systems, and finally transmitted via telecommunication satellite to the CNES Toulouse Space Centre. Here, the determination of platform position and the extraction of sensor data are performed. The location of each platform is determined by measuring the Doppler effect on the carrier frequency of incoming messages onboard the satellite.

The Argos System capacity for platform location and data collection, with a 99% probability of location over 24 hours, is 4,000 platforms. This figure corresponds to 230 platforms that would be simultaneously acquired by the satellite, if the platforms were evenly distributed over the earth's surface. Therefore, the System is particularly suitable for gathering worldwide environmental data, and it was decided to make use of it in two of the FGGE special observing systems: in the Tropical Constant Level Balloon System and in the FGGE Drifting Buoy System.

The total of 313 constant level balloons released Ascension Island, Canton Island, and during the second special observing period also from Guam, have made it possible to obtain highly valuable upper tropospheric data in the

tropical region above the levels covered by the Aircraft Dropwindsonde Programme. Although a number of balloons drifted rather quickly into the southern hemisphere south of 10°S, and the operational lifetime of the balloons was less than anticipated, a large number of data could be derived for the equatorial tropics, especially during and after the second Special Observing Period.

The success of the Drifting Buoy System can best be characterized by noting that after 190 operational days half of the bouys were still providing data. The coverage of the buoy network in the southern hemisphere between 20°S and 65°S latitudes reached a maximum of 70% during the first Special Observing Period. The best coverage was achieved in June 1979, when 81% of the ocean surface between 20°S and 65°S latitudes was within 500 km of a buoy transmitting good pressure data. The 24 data buoys deployed in the Arctic region provided calibration and ground truth for remote satellite soundings.

5. *Conclusions*

The stated aim of the GARP Global Weather Experiment to observe the entire atmosphere of the earth and the sea surface in a detail never done before, could not have been achieved without the excellent performance of the space techniques employed both for data acquisition and for data collection. Exceptional enhancement was attained by the extensive use of the satellite systems in the equatorial tropics and in the southern hemisphere normally observed very inadequately. For example, as it was stressed also by the WMO Intergovernmental Panel on the FGGE, the geostationary satellites have provided, for the first time, a simultaneous view of the development of tropical systems around the entire globe.

The results and the experiences gathered together during the execution of the Global Weather Experiment will hopefully lead to a more effective operational World Weather Watch in the next decade, in which the space-based sub-system will be an even more important component of the Global Observing System.

REFERENCES

Charney, J., 1965: Scientific Requirements for a Global Observation System. *First Report of the IUGG* Committee on Atmospheric Sciences, pp. 1–30.

Garcia, R. V., 1971: The GARP Programme on Numerical Experimentation. *GARP Publications Series* No. 7. 31 pp.

Kodaira, N., 1980: The performance of GMS (Himawari). Paper presented at the COSPAR Symposium on Systems Performance and Early Results of the Global Observing System for FGGE, Budapest, Hungary.

Hussey, W. J., 1978: The TIROS-N twins are coming. *NOAA Magazine.*

Hussey, W. J., 1979: The TIROS-N/NOAA Operational Satellite System. Paper presented at the Scientific Colloquium in Geneva, Switzerland.

Rasmussen, J. L., 1980: FGGE operations and data management. Paper presented at the COSPAR Symposium on Systems Performance and Early Results of the Global Observing System for FGGE, Budapest, Hungary.

Smith, W. L.–H. M. Woolf–D. O. Wark–L. M. McMillian, 1979: The TIROS-N Operational Vertical Sounder. Paper presented at the Scientific Colloquium in Geneva, Switzerland.

Schnapf, A., 1979: Evolution of the Operational Satellite Service 1958–1984. Paper presented at the NOAA-A Scientific Colloquium in Washington, D. C.

Taillade, M., 1980: Actual performance and capabilities of the Argos System. Paper presented at the COSPAR Symposium on Systems Performance and Early Results of the Global Observing System for FGGE, Budapest, Hungary.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám, 1980. november–december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov–Dec 1980. Budapest

A légköri kén- és nitrogénvegyületek ülepedése a magyarországi regionális háttérállomás adatai alapján

HORVÁTH LÁSZLÓ, *Központi Légkörfizikai Intézet, 1675 Budapest, Pf. 39.*

The deposition of atmospheric sulfur and nitrogen compounds on the basis of background air pollution data. The aim of this study is to determine the relationship between the surface concentration of atmospheric sulfur and nitrogen compounds and their wet deposition. On the basis of background air pollution data gained at a Hungarian station during the summer half-year in 1978 a multiple correlation is calculated relating the daily wet deposition, the air concentration as well as the daily precipitation amount. For winter data no such a correlation is found. This means that only in the summer half-year has the mixing layer a well defined height comparable with the altitude of cloud base. It follows implicitly from this investigation that the wet removal of aerosol particles plays a more important role in the control of the concentration of sulfur and nitrogen compounds in precipitation than do the corresponding gaseous species. The comparison of the wet deposition rate with the magnitude of the dry deposition, calculated by using published dry deposition velocities, indicates that the wet deposition of sulfur and nitrogen compounds exceeds their dry deposition. A simple calculation shows that about 80% of the total deposition of sulfur and nitrogen species is given by the wet deposition.

⁂

A légköri kén- és nitrogénvegyületek ülepedése a magyarországi regionális háttérállomás adatai alapján. Ebben a munkában összefüggést kerestünk a kén- és nitrogénvegyületek talajközeli koncentrációi és a nedves ülepedés mértéke között. A magyarországi regionális háttérszennyezettség-mérő állomás 1978-as adatait felhasználva megállapítottuk, hogy a nedves ülepedés, a légköri talajközeli gáz és aeroszol koncentrációk valamint a csapadékmennyiség napi értékei között szoros regresszió áll fenn, mind a kén mind a nitrogén vegyületei esetében. Ez az összefüggés azonban csak a nyári félévben jelentkezik. Ez arra utal, hogy csak nyáron alakul ki olyan keveredési réteg, melynek magassága összemérhető a felhőalap, tehát a csapadék által átmosott réteg vastagságával. Megállapítottuk, hogy az aeroszol részecskék kimosódása jóval nagyobb mértékű a gázok kimosódásához képest. A regresszió alapján kapott nedves ülepedéseket összehasonlítottuk az irodalmi adatok alapján számított száraz ülepedésekkel. Ennek alapján a kén- és nitrogénvegyületek nedves ülepedése az összes kihullás mintegy 80%-át adja.

⁂

Bevezetés. Mint ismeretes, a légköri kén- és nitrogénvegyületek a legfontosabb nyomanyagok közé tartoznak. Ezek közül igen jelentősek a gáz halmazállapotú kén-dioxid, nitrogén-dioxid és ammónia, valamint a légköri aeroszol részecskék vízben oldódó részének nagy hányadát alkotó szulfát, nitrát és ammónium ion. Az említett nyomgázok a leggyakoribb szennyező anyagok, a szulfát, nitrát és ammónium tartalmú részecskék hatása pedig a légköri fizikai mennyiségekre és folyamatokra közismert.

A nyomgázok természetes és emberi eredetű forrásokból kerülnek a légkörbe, ahol különféle homogén és heterogén kémiai folyamatok által részben

átalakulnak aeroszol részecskékké, részben száraz ülepedéssel kikerülnek a légkörből. A kémiai átalakulások során a kén-dioxid kénsavvá, illetve szulfát ionná, a nitrogén-dioxid salétromsavvá illetve nitrát ionná, az ammónia pedig ammónium ionná alakul.

A nyomanyagok száraz ülepedésének meghatározása viszonylag egyszerű módon elvégezhető. A nedves kimosódás mennyiségi vizsgálata viszont már bonyolultabb dolog. Mivel a nedves ülepedés elsősorban a légköri gáz és aeroszol koncentrációktól függ, összefüggést kellene találni utóbbiak és az ülepedés mértéke között. Másszóval a légköri koncentrációkat át kellene számítani a csapadékvíz koncentrációjává, illetve az ezzel arányos nedves ülepedéssé.

Kénvegyületekre vonatkozóan már végeztek ilyen jellegű vizsgálatokat. *Mészáros* (1973) összefüggést talált a talajközeli átlagos havi kén-dioxid koncentráció és a havi csapadékvíz szulfátkoncentrációja között. Utóbbit, hogy a csapadékmennyiségtől való függést kiküszöbölje, minden esetben állandó csapadékmennyiségre számította át. Jelentős eltéréseket tapasztalt továbbá a nyári és téli félévre vonatkozó eredmények között. Ez nem is meglepő, ha figyelembe vesszük a csapadékképződést befolyásoló fizikai-meteorológiai feltételek különbözőségét az említett félévekben. Ennél a vizsgálatnál a légköri szulfát, amely, mint látni fogjuk, a kén-dioxidhoz képest nagyobb mértékben vesz részt a csapadékvíz szulfáttartalmának kialakításában, nem lett figyelembe véve.

Egy ugyancsak a kénvegyületekre vonatkozó LRTAP *(Long Range Transport of Air Pollutants)* vizsgálat szerint (idézve *Garland* 1978 által) szoros összefüggés van a csapadékvíz napi szulfátkoncentrációja és a légköri kén-dioxid, illetve szulfát koncentrációja között. A szulfát nedves kimosódása körülbelül három nagyságrenddel hatékonyabb a kén-dioxidénál. Ez a vizsgálat csak az év első felére vonatkozott. A csapadékvíz koncentrációjának függését a csapadékmennyiségtől nem vették figyelembe.

Felmerül a kérdés, kereshetünk-e egyáltalán összefüggést a csapadékvíz koncentrációja, illetve a nedves ülepedés és a légköri talajközeli koncentrációk között. A csapadékvíz koncentrációjának kialakításában ugyanis számos más légköri paraméter is részt vesz. Ráadásul a felhő- és csapadékképződés szintjére jellemző nyomanyag-koncentrációk nem szükségképpen azonosak a talajközeli koncentrációkkal. Ezek a zavaró tényezők azonban bizonyos mértékig kiküszöbölhetők, ha néhány feltétel egyidejűleg teljesül, és a mérés időpontját és helyét megfelelően kiválasztjuk.

1. A mérés helyének és időpontjának kiválasztása

Tegyük fel, hogy a szennyezőanyagok teljesen el vannak keveredve a keveredési rétegben. A keveredési rétegvastagság országos átlagos értéke 200 m (december—február) és 1000 m (június—augusztus) között változik, átlagos maximális értéke ugyanezekre az időszakokra 500 és 1900 m között van *(Szepesi et al.* 1977). Olyan keveredési réteg tehát, amelynek magassága összemérhető a felhőképződés szintjének magasságával, csak a nyári félévben alakulhat ki. Ekkor, mivel a légköri nyomanyagok koncentrációja a keveredési rétegben lényegében állandó, a talajközeli koncentrációk a kimosott réteg nagy részére, esetleg egészére is jellemzők. Mivel a nyomanyagok vertikális keveredését és a nyári csapadékképződést általában ugyanaz a folyamat, a konvekció okozza, feltételezhetjük, hogy a nyári félévi csapadékképződések

jelentős részénél eléri a keveredési réteg a felhőképződés szintjét. Ez a feltétel télen nyilvánvalóan nem teljesül.

A vizsgálatokhoz célszerű közvetlenül nem szennyezett helyet választanunk. Ilyenkor ugyanis a szennyezőanyagok elkeveredése sokkal valószínűbb.

Könnyen belátható továbbá, hogy a napi koncentrációk könnyebben összefüggésbe hozhatók egymással, mint a havi mintavételen alapuló átlagok.

Vizsgálatainkhoz ennek alapján a közvetlenül nem szennyezett magyar regionális háttérszennyezettség-mérő állomás (Kecskemét, Komlósi-telep, $\varphi = 46° 58'$; $\lambda = 19° 35'$; h = 125 m) levegőkémiai mérési adatait használtuk fel. Ezen az állomáson az ECE/EMEP *(Economic Commision for Europe, European Monitoring and Evaluation Program)* hálózat számára rutinszerűen mérjük a napi csapadékvíz összetételét, valamint a napi talajközeli gáz és aeroszol koncentrációkat. Nyári félévnek tekintettük az április 1. és a szeptember 30. közé eső időszakot. A számításokhoz az 1978-as év adatait használtuk fel. A figyelembe vehető adatok száma a komponensektől függően 31–34 volt. Az alkalmazott mintavételi és mérési módszereket már előzőleg publikálták *(Kozák és Mészáros*, 1971, illetve *Mészáros és Horváth*, 1980). Megjegyezzük, hogy számításokhoz szükséges komponensek közül a légköri ammónia koncentrációját sajnos nem mértük.

2. *Számítások és eredmények*

A rendelkezésre álló mérési adatok segítségével összefüggést kereshetünk a nitrogén- és kénvegyületek nedves ülepedése és a talajközeli nyomanyag-koncentrációk között abban az esetben, ha feltételezzük, hogy a nyári csapadékképződés figyelembe nem vett paraméterei hasonlók (pl.: felhőalap magassága, felhők fajtája, csapadékelemek spektruma és esési sebessége stb). Ha empírikus összefüggést keresünk a mért mennyiségek között, a napi csapadékösszeget is figyelembe kell venni. Ettől ugyanis nagymértékben függ a csapadékvíz koncentrációja, illetve a nedves ülepedés mértéke.

Induljunk ki abból a tényből, hogy a csapadékvízben kialakult koncentrációk egyenesen arányosak a gáz, illetve az aeroszol koncentrációkkal, továbbá fordítva a csapadékmennyiséggel. Ezt figyelembe véve kiindulási egyenleteink a következők lesznek:

$$[SO_4^{2-}] = a \cdot [SO_2] + b \cdot [SO_4^{2-}]_A + + \frac{c}{p}, \tag{1}$$

$$[NO_3^-] = a' \cdot [NO_2] + b'[NO_3^-]_A + \frac{c'}{p'}, \tag{2}$$

ahol: $[SO_4^{2-}]$ és $[NO_3^-]$ a napi csapadékvíz koncentrációi mgS/l-ben és mgN/l-ben, $[SO_2]$ és $[NO_2]$ a légköri kéndioxid és nitrogén-dioxid koncentrációja μgS/m^3-ben és μgN/m^3-ben, $[SO_4^{2-}]$ és $[NO_3^-]$- a légköri aeroszol részecskék szulfát és nitrát koncentrációja μgS/m^3-ben és μgN/m^3-ben, p a napi csapadékmennyiség mm/nap-ban, míg a, a', b, b', c és c' konstansok. Ammónium esetén, mivel a légköri ammónia koncentrációt nem tudjuk figyelembe venni, az egyenlet a következő lesz:

$$[NH_4^+] = b'' \cdot [NH_4^+]_A + \frac{c''}{p}, \tag{3}$$

ahol $[NH_4^+]$ a napi csapadékvíz koncentrációja mgN/l-ben, $[NH_4^+]_A$ pedig a részecskék ammónium koncentrációja μgN/m^3-ben, míg b'' és c'' konstansok.

A célból, hogy a csapadékvíz koncentrációjából ülepedéseket kapjunk, szorozzuk be az (1), (2) és (3) egyenleteket p-vel. Egyúttal a 4 és 3 változós egyenletek 3, illetve 2 változósak lesznek, s ez számítástechnikai szempontból is előnyösebb. Ily módon kapjuk a következő egyenleteket:

$$d_n = p \cdot \left(a \cdot [SO_2] + b \cdot [SO_4^{2-}]_A \right) + c, \tag{4}$$

$$d_n' = p \cdot \left(a' \cdot [NO_2] + b' [NO_3^-]_A \right) + c', \tag{5}$$

$$d_n'' = p \cdot b'' [NH_4^+]_A + c'' \tag{6}$$

ahol d_n, d_n', d_n'' rendre a szulfát, a nitrát és az ammónium ionok nedves ülepedése mgS/m^2·napban és mgN/m^2·nap-ban. Ezek az egyenletek azt a tényt fejezik ki, hogy a nedves ülepedés annál nagyobb, minél nagyobb az ülepedő anyag légköri koncentrációja, illetve a csapadék mennyisége. A (4), (5) és (6) egyenletek felhasználásával regressziót kerestünk a nedves ülepedés, illetve a gáz és aeroszol koncentrációk között, a nedves ülepedést választva függő változónak. A számított három, illetve kétváltozós regressziós egyenletek, továbbá a korrelációs együtthatók és az esetek száma az *I. táblázat*ban

I. TÁBLÁZAT

A szulfát, nitrát és ammónium ionok nedves ülepedésének regressziós egyenletei

Szulfát ülepedés (nedves):	$d_n = 2{,}803 + 0{,}123\ p\ [SO_2] + 0{,}532\ p\ [SO_4^{2-}]_A$ $r = 0{,}87 \quad n = 31 \quad p < 0{,}001$
Nitrát ülepedés (nedves):	$d_n' = 1{,}962 - 0{,}038\ p\ [NO_2] + 0{,}569\ p\ [NO_3^-]$ $r = 0{,}87 \quad n = 31 \quad p < 0{,}001$
Ammónium ülepedés (nedves):	$d_n'' = 7{,}52 + 1{,}04\ p\ [NH_4^+]_A$ $r = 0{,}73 \quad n = 34 \quad p < 0{,}001$

láthatók. Feltüntettük továbbá azt a valószínűségi szintet is, amelyen az összefüggés még szignifikáns kapcsolatot jelent. Ezek alapján megállapíthatjuk, hogy a szulfát és nitrát esetében az egyenletek igen szoros kapcsolatot írnak le, annak ellenére, hogy sok tényező értékét állandónak tekintettük. Ammónium esetén a gyengébb kapcsolat annak az eredménye lehet, hogy az ammónia kimosódást nem vettük figyelembe. Meg kell említenünk, hogy a téli félévre elvégzett vizsgálataink szerint, az 1. pontban említett okok miatt, gyakorlatilag nincs kapcsolat a különböző mennyiségek között.

3. Az eredmények értelmezése

A kén- és nitrogénvegyületek nedves ülepedése ezek szerint szoros összefüggésben van a talajközeli gáz, ill. aeroszol koncentrációkkal, továbbá a csapadékmennyiséggel. Ez arra utal, hogy az 1. pontban említett feltételek, ha részben is, de fennállnak a nyári félévben. A szulfát ülepedés regressziós egyenletének konstansai alapján arra következtethetünk, hogy azonos kon-

centrációk esetén a szulfátrészecskék kimosódása 4—5-ször hatékonyabb a kén-dioxidénál. Ez ellentmond néhány korábbi elméleti számításnak. *Beilke* és *Georgii* (1968) szerint ugyanis az összes kén kimosódást 75%-ban a kéndioxid, 25%-ban a szulfát okozza. *Várhelyi* (1977) elméleti számításai szerint a cseppekben elnyelődött kén-dioxid az ammónia katalizáló hatása következtében szulfáttá alakul. Ennek hatására a csapadékvíz kén-tartalmának mintegy 60%-a köszönhető a kén-dioxid elnyelődésének és oxidációjának.

Az ellentmondásnak több oka lehet. Egyrészt *Beilke* és *Georgii* szennyezettebb kontinentális viszonyokra számította ki a nedves ülepedést. Mivel a kén-dioxid/szulfát koncentráció-arány szennyezettebb nyugat-európai helyeken 4 és 10 között van (*Nguyen Ba Cuong et al.* 1974), a kéndioxid nedves ülepedése ilyen helyeken megközelítheti, vagy meg is haladhatja a szulfátét.

Másrészt újabb vizsgálatok szerint az ammónia cseppekben való oldhatósága jóval kisebb, mint az oldhatósági elmélet alapján számolt érték. *Lau* és *Charlson* (1977) számításai szerint a csapadékvíz pH-jából és ammónium koncentrációjából számított légköri egyensúlyi ammónia koncentrációk egy nagyságrenddel kisebbek a megfigyelt értékeknél. Ennek az ellentmondásnak a valószínű magyarázatát *Hales* és *Drewes* (1979) adja meg. Laboratóriumi kísérletek szerint a légköri szén-dioxid kb. egy nagyságrenddel csökkenti az ammónia cseppekben való oldhatóságát, a klasszikus elmélettel (*Henry*-törvény) kapott értékhez viszonyítva. Emiatt az ammónia katalizáló hatása, valamint a kén-dioxid oldhatósága is kisebb. A kén-dioxid nedves kimosódása tehát emiatt az elméletileg számított értékeknél kisebb mértékű lehet. Valószínű, hogy a kén-dioxid szulfát átalakulás nyáron inkább gáz fázisban játszódik le, szabad gyökök hatására (*Altshuller*, 1979). Eltérést okozhat az is, hogy az említett szerzők vizsgálatai egész évre vonatkoznak.

Ellentétben az elméleti számításokkal, a légköri megfigyelések alátámasztják eredményeinket. *Scott* és *Laulainen* (1979) vizsgálatai szerint a kéndioxid kimosódás nem játszik különösebb szerepet a csapadékvíz szulfátkoncentrációjának kialakításában. Hasonló eredményre jutott *Davies*, *Meurrens*, valamint *Meurrens* és *Leuelle* is (mindhárom idézve *Garland* 1978 által).

A csapadékvíz nitrát tartalmának kialakulását a nitrát részecskék koncentrációja szabja meg. A nitrogén-dioxid együtthatója ugyanis a nitráténál jóval kisebb negatív szám. Ezt alátámasztja *Georgii* (1960) légköri vizsgálata, aki megállapította, hogy az általunk is vizsgált hat kén és nitrogén vegyület közül legjobban a nitrát részecskéket, legkevésbé a nitrogén-dioxidot mossa ki a csapadék. A nitrogén-dioxid kimosódása és a cseppekben történő átalakulása tehát valószínűleg nem játszik szerepet a nitrogén-dioxid ülepedésében. A nitráttá alakulás inkább a nitrogén-dioxid homogén alakulásával történik a levegőben, szabad gyökök hatására, hasonlóan a kéndioxidhoz.

Ammónium esetén, sajnos, nem tudjuk megállapítani, hogy az ammónia gáz kimosódási hatékonysága hogyan viszonyul az ammónium részecskékéhez. Annyi mindenesetre látható, hogy utóbbiak jelentős mértékben befolyásolják a csapadékvíz ammónium tartalmát és ezen keresztül a nedves ülepedést.

Az I. táblázat regressziós egyenleteinek első tagja egy állandó, mely nem függ a talajközeli koncentrációktól és a csapadékmennyiségtől. Ennek a tagnak az értelmezése a felhőben történő kimosódással, az ún. *rain-out* folyamattal lehetséges. Mivel a felhőképződés és a rain-out folyamat a keveredési réteg-

vastagság fölött megy végbe, az ott uralkodó koncentrációk gyakorlatilag függetlenek a keveredési rétegben levő koncentrációktól. A konstansok csapadékmennyiségtől való függetlensége pedig nyilvánvaló, a rain-out folyamatban csapadékmennyiségről nem lehet beszélni.

4. A nedves és a száraz ülepedés mértékének összehasonlítása

A légkörből való kikerülésnek másik hatékony módja a száraz ülepedés. Ennek mértéke az ülepedési sebesség és a talajközeli koncentráció szorzatával egyenlő. A gázok ülepedési sebessége általában jóval nagyobb az aeroszol részecskékénél. *Várhelyi* (1980) magyarországi mérései szerint a kén-dioxid ülepedési sebessége 0,6 cm/s, a nitrogén-dioxidé pedig 0,5 cm/s. Ezek az adatok jól egyeznek más vizsgálatok eredményeivel is.

A nitrát és szulfát részecskék ülepedési sebessége ennél jóval kisebb. *Garland* (1978) szerint a szulfátrészecskék ülepedési sebessége nem haladja meg a 0,1 cm/s értéket. Vizsgálataink során 0,05 cm/s értéket használunk a szulfát és a nitrát részecskék ülepedési sebességére egyaránt. Bár ez durva közelítés, mégsem követünk el nagy hibát, mivel a részecskék száraz ülepedése elhanyagolhatóan kis mértékű a hatékonyabb ülepedési folyamatokhoz képest.

A száraz ülepedést a következő egyenletekkel írhatjuk le:

$$d_{SZ} = v \cdot [SO_2] + v_A \cdot [SO_4^{2-}]_A , \quad (7)$$

$$d'_{sz} = v \cdot [NO_2] + v'_A \cdot [NO_3^-]_A , \quad (8)$$

ahol d_{SZ} a kén-dioxid és a szulfát száraz ülepedésének összege, míg d'_{sz} a nitro-

II. TÁBLÁZAT

A kén- és nitrogénvegyületek ülepedése a magyarországi regionális háttérállomáson (Kecskemét, Komlósi-telep), a nyári félévben, mgS/m².nap-ban és mgN/m².nap-ban kifejezve)

Nedves ülepedés	Felhőben	$SO_2 + SO_4^{2-}$	2,80	$NO_2 + NO_3^-$	1,96
	Felhő alatt	SO_2	0,86	NO_2	−0,10
		SO_4^{2-}	4,79	NO_3^-	0,91
	Összes	S	8,45	N	2,77
Száraz ülepedés		SO_2	1,81	NO_2	0,56
		SO_4^{2-}	0,20	NO_3^-	0,03
	Összes	S	2,01	N	0,59
Nedves + száraz ülepedés		S	10,46	N	3,36

gén-dioxid és a nitrát száraz ülepedésének összege, mgS/m^2·nap-ban és mgN/m^2·nap-ban kifejezve, v a kén-dioxid, v_A a szulfát aeroszol, v' a nitrogén-dioxid, v'_A a nitrát aeroszol száraz ülepedési sebessége km/nap-ban. A (4), (5), (7) és (8) összefüggések segítségével felírhatjuk az összes ülepedést is:

$$d = d_{sz} + d_n = (a \cdot p + v)\,[SO_2] + (b \cdot p + v_A)\,[SO_4^{2-}]_A + c \qquad (9)$$

$$d' = d'_{sz} + d'_n = (a' \cdot p + v')\,[NO^2] + (b' \cdot p + v'_A)\,[NO_3^-] + c' \qquad (10)$$

ahol d a kén-dioxid és a szulfát együttes ülepedésének, míg d' a nitrogén-dioxid és a nitrát együttes ülepedésének összege, mgS/m$_2$·nap-ban és mgN/m^2·nap-ban. Na a (9) és (10) összefüggésekbe behelyettesítjük az I. táblázat állandóit, valamint a fent említett száraz ülepedési sebességeket, kiszámíthatjuk külön-külön a különböző komponensek száraz és nedves ülepedését. Ehhez azonban ismerni kell az átlagos koncentrációkat. Regionális állomásunkon a nyári félévben ezek a következők:

$$[SO_2] = 3{,}5\ \mu gS/m^3 \qquad [NO_2] = 1{,}3\ \mu gN/m^3$$

$$[SO_4^{2-}] = 4{,}5\ \mu gS/m^3 \qquad [NO_3^-] = 0{,}8\ \mu gN/m^3$$

Az átlagos csapadékmennyiség pedig a nyári félévben a háttérállomáson 2 mm/nap , a nem csapadékos napokat is figyelembe véve. Ha a fenti értékeket behelyettesítjük a (9) és (10) összefüggésekbe, megállapíthatjuk az összes ülepedést, valamint a különböző ülepedési folyamatok számszerű értékét. Ezeket a *II. táblázat*ban tüntettük fel. Láthatjuk, hogy mind a kén, mind a nitrogén esetében a nedves kimosódás többszöröse a száraz ülepedésnek. A leghatékonyabb folyamat a részecskék kimosódása a felhőben, ill. a felhő alatt. Bár a gáz és az aeroszol kimosódást a rain-out folyamatban nem tudjuk külön választani, valószínű, hogy a gáz kimosódás az előbb elmondottakhoz hasonló okok miatt itt sem játszik különösebb szerepet. Figyelemre méltó még a gázok száraz ülepedése, mely 1/5-e – 1/6-a az összes ülepedésnek. Az aeroszol részecskék kihullása mind a kén, mind a nitrogén esetében elhanyagolhatóan kis mértékű.

5. Következtetések

Megállapíthatjuk, hogy Magyarországon, közvetlenül nem szennyezett helyen, a nyári félévben összefüggés van a kén és nitrogén vegyületek nedves ülepedése és a talajközeli légköri gáz és aeroszol koncentrációk, illetve a csapadékmennyiség között. Ez az összefüggés a téli félévben nem mutatható ki.

A kén-dioxid és a nitrogén-dioxid heterogén oxidációja a nyári félévben a homogén folyamatokhoz képest kismértékű. Emiatt a gázok nedves kimosódása az aeroszol részecskék kimosódásához viszonyítva elhanyagolható. Száraz ülepedésnél fordított a helyzet, a részecskék ülepedése elhanyagolható a gázok ülepedése mellett. Magyarországi regionális viszonyok között nyáron a részecskék döntően nedves, a gázok pedig száraz ülepedéssel kerülnek a felszínre.

IRODALOM

Altshuller, A. P. (1979): Model predictions of the rates of homogeneous oxidation of sulfur dioxide to sulfate in the troposphere. *Atmospheric Environment 13,* 1633–1661.

Beilke, S. and Georgii, H. W. (1968): Investigetion of the incorporation of sulfur dioxide into fog and rain droplets. *Tellus 20,* 435–442.

Garland, J. A. (1978): Dry and wet remove of sulphur from the atmosphere. *Atmospheric Environment 12,* 569–588.
Georgii, H. W. (1960): Untersuchungen über atmosphärische spurenstoffe und ihre Bedeutung für die Chemie der Niederschlage, *Geofis. pura e appl., 47,* 155–171.
Hales, J. M. and Drewes, D. R. (1979): Solubility of ammonia in water at low concentrations. *Atmospheric Environment 13,* 1133–1147.
Kozák M. és Mészáros E. 1971: Magyarországi csapadékvizek kémiai összetétele és mezőgazdasági jelentősége. *Agrokémia és Talajtan 20,* 329–352.
Lau, N. C. and Charlson, R. J. (1977): On the discrepancy between background atmospheric ammonia gas measurements and the existence of acid sulfates as a dominant atmospheric aerosol. *Atmospheric Environment 11,* 475–478.
Mészáros E. (1970): A csapadékvíz kémiai összetétele Közép-Európában. *Időjárás 77,* 35–47.
Mészáros E. és Horváth L. 1980: A levegő regionális háttérszennyezettsége Magyarországon. *Időjárás 84,* 135–143.
Nguyen Ba Cuong, Bonsang, B. and Lambert , G. 1974: The atmospheric concentration of sulfur dioxide and sulfate aerosols over antarctic, subantarctic areas and oceans. *Tellus 24,* 241–249.
Scott, B. C. and Laulainen, N. C. 1979: On the concentration of sulfate in precipitation. *S. of Appl. Meteorology 18,* 138–146.
Szepesi D., Popovics M., Nárai K., Iványi Zs. és Mersich I. 1977: A városi légszennyeződés meteorológiai szimulása, 2. rész: A transzmisszió szimulálásának diffúzklimatológiai alapjai. *Időjárás 81,* 129–146.
Várhelyi, G. (1977): Wet removal of tropospheric sulfur compounds. *Időjárás 81,* 85–93.
Várhelyi, G. (1980): Dry deposition of atmospheric sulfur and nitrogen oxides. *Időjárás 84,* 15–21.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám. 1980. november–december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov–Dec 1980. Budapest

A domborzat hatása a lokális áramlási mezőre

MERSICH IVÁN, *Központi Meteorológiai Intézet, Budapest, Pf. 38. 1525.*

The effect of topography on the local windfield. In the first part of this paper the equations of a nonhydrostatic three-dimensional model based on Boussinesq-approximation is presented. The model is anelastic in order to eliminate the sound-waves. The equations of fluid-mechanics had been transformed into a terrain-following ortogonal coordinate-system applying the condition, that the slope of terrain is limited. In order to save computational time and get high resolution near the surface vertically varying grid intervals were used. In the second part of the paper the finite-difference scheme is introduced and applied for the solution of a horizontally homogeneous model. Several calculations had been carried out in order to test the model. The diurnal variations of the meteorological elements are investigated in the function of atmospheric stability. The results are compared with calculations gained by other models and observations as well as.

*

A domborzat hatása a lokális áramlási mezőre. Tanulmányunk első részében egy háromdimenziós, Boussinesq-féle közelítésen alapuló modell leíró egyenleteit mutatjuk be. A modell nem hidrosztatikus, a hanghullámok kiszűrése érdekében pedig anelasztikus. A folyadék-mozgásegyenleteket a domborzatot követő ortogonális koordináta-rendszerbe transzformáltuk, feltéve, hogy a domborzat lejtése mérsékelt. Egyidejűleg, a számítógép racionális kihasználása érdekében a felszínhez közeledve egyre sűrűsödő vertikális felbontást adó további koordináta transzformációt is végrehajtottunk. Cikkünk második részében az általános háromdimenziós, anelasztikus, nem hidrosztatikus Boussinesq-modell horizontálisan homogén változatának végesdifferenciális megoldásával foglalkozunk. Eredményeinket kvalitatív és kvantitatív vizsgálatnak vetjük alá, amennyiben fiktív példákon vizsgáljuk a különböző meteorológiai elemek napi menetének változását a légkör stabilitásának függvényében és összevetjük saját eredményeinket más modellszámításokkal, illetve megfelelő mérésekkel.

*

I. rész: A modellegyenletek leírása

Bevezetés. Századunk hatvanas-hetvenes éveiben a számítástechnika ugrásszerű fejlődése a mechanikai és termikus kényszerek numerikus modellezése terén is hatalmas változást és előrehaladást eredményezett. Míg a korábbi időszakban a linearizált egyenleteken alapuló hidrosztatikus analitikus eljárások és a vertikális irányban homogén, ún. „shallow water" egyenletek vizsgálata dominált, napjainkban a primitív egyenletek numerikus megoldására tolódott át a hangsúly.

A kisskálájú, kényszerek által befolyásolt folyamatok vizsgálatainál ez az áttörés a hetvenes évek első felében történt meg, bár éppen ez idő tájt érte el teljesítőképességének csúcsát a linearizált modell is (*Vergeiner*, 1975, 1976). Megjelentek *Mahrer* és *Pielke* (1975, 1977) tanulmányai, amelyekben a Navier-

Stokes egyenlet Boussinesq-féle approximációját vizsgálták hidrosztatikus feltételek mellett. *Gal-Chen* és *Somerville* (1975) már nemhidrosztatikus feltételek esetére kapott érdekes eredményeket a domborzat áramlásmodosításáról.

Különös jelentőségűvé vált a hanghullámok kiszűrésének lehetősége és a nyomásra vonatkozó divergencia egyenlet korrekt módszerrel történő megoldása. Ezzel kapcsolatban *Tapp* és *White* (1976), valamint *Clark* (1977) végeztek sikeres kísérleteket.

Az eredmények nyomán megnövekedett az igény a felhasználás iránt, elsősorban a szennyezőanyagok terjedésével foglalkozó szakemberek részéről. Az alkalmazásnál azonban a számítások gyorsasága nagyon lényeges szempont, ezért becsléseket végeztek a gyorsabb és egyszerűbb hidrosztatikus közelítés alkalmazásának feltételeiről *Wippermann* (1977).

A fenti igényeknek megfelelően ma egyre többen és részletesebben foglalkoznak a mechanikai és termikus kényszerek által előidézett áramlásmódosulással. Feladatul újabb, lehetőleg egyszerűbb felépítésű rendszerek nagyobb hatékonyságú, pontosabb matematikai eljárásokkal történő megoldását tűzték ki. (Jelentős publikált eredmények azonban egyelőre még nem születtek.)

Jelen cikksorozatunk is ezt a törekvést tükrözi. Elsődleges célunk az eljárás számítógép-kapacitás igényének csökkentése, megtartva a nemhidrosztatikus Boussinesq approximáción alapuló Navier–Stokes egyenleteket.

1. A modell egyenletei

Az alsó határfeltételek egyszerűbb és korrektebb feltételekkel történő bevezetése érdekében a szokásos (x, y, z) Descartes féle koordináta-rendszertől eltérően egy új $(\bar{x}, \bar{y}, \eta)$ rendszert vezettünk be. Mivel a legalsó számítási szint egybeesik a föld felszínével, ezért ezt a felszín egyenletlenségeit követő koordináta-rendszernek nevezik. Az új koordinátákat a következő kifejezések definiálják:

$$\bar{x} = x; \qquad \bar{y} = y; \qquad \eta = \frac{H - z}{H - h(x,y)}; \tag{1.1}$$

ahol η – az új vertikális koordináta,

$h(x, y)$ – a domborzatot leíró függvény; m,

H – a számításba bevont légréteg vastagsága; m. (Számításainkban értéke rögzített, azaz a felső határ felület sík, nem hullámzik.)

Az alsó határfeltételek szempontjából kedvező rendszer a gyakorlati alkalmazás szempontjából túl lassú, illetve igen nagy számítógép kapacitást kíván. Ennek oka az, hogy a határréteg alsó részében a megfelelő felbontás érdekében kis vertikális rácstávolságot kell alkalmaznunk. A számítástechnikai korlátok és a megfelelő felbontás ellentmondásának a feloldására egy újabb koordinátarendszert vezetünk be. Megtartva az előző η rendszer előnyös tulajdonságait, definiáljuk az $(\bar{\bar{x}}, \bar{\bar{y}}, \xi)$ rendszert az alábbi kifejezésekkel:

$$\bar{\bar{x}} = x; \qquad \bar{\bar{y}} = y; \qquad \xi = \frac{2}{\pi} \arcsin\left[\frac{H - z}{H - z(x, y)}\right]. \tag{1.2}$$

Alkalmazva az (1.2) által definiált koordináta-transzformációt, levezetjük a mozgásegyenleteknek, a termodinamika első főtételének (az energia egyenletnek) és a kontinuitási egyenletnek a transzformált alakját.

2. A mozgásegyenletek

Levezetésünkben a *Wippermann* (1977) által barotrop rendszerre javasolt utat követjük, továbbfejlesztve illetve értelemszerűen alkalmazva a jelen, Boussinesq-approximáción alapuló modellre. Induljunk ki a másodfajú Lagrange-féle egyenletből:

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{L}{\dot{q}_i}\right] - \frac{L}{q_i} = F_{qi}, \tag{2.1}$$

ahol $L = T - U$ – a Lagrange féle függvény, amely a T kinetikus energiából és a konzervatív hatóerők U potenciáljából áll (mindkét tag a tömegegységre vonatkoztatva értendő); m^2/s^2,

F_{qi} – a nemkonzervatív erők; m/s^2,

q_i – az általános koordináták.

A következőkben T és U kifejezését kívánjuk megadni, ha az általános koordináták ($\bar{x}$, $\bar{y}$, ξ). A kinetikus energia kifejezése:

$$T = \frac{(dx_i/dt)^2}{2} \tag{2.2}$$

ahol i – összegző index és i = 1, 2, 3, értékeket veszi fel,

t – az idő; s.

Az egyszerűbb jelölés érdekében ezentúl az idő szerinti deriválást a megfelelő betű feletti ponttal jelöljük, azaz például az előző kifejezést $T = \dot{x}^2/2$ alakban adjuk meg.

Behelyettesítve $(dz)^2$ teljes differenciális alakját (2.2)-be, megkapjuk T kifejezését a ξ rendszerben:

$$\begin{aligned} T = \frac{1}{2}\Bigg\{ & \dot{\bar{x}}^2\left[1 + \frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\bigg|_{\xi=\text{áll}}\right]^2 + \frac{\dot{y}}{\dot{\bar{x}}}\left(\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\right)\bigg|_{\xi=\text{áll}}\Bigg] + \\ & + \dot{\bar{y}}^2\left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\bigg|_{\xi=\text{áll}}\right)^2 + \frac{\dot{\bar{x}}}{\dot{\bar{y}}}\left(\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\right)\bigg|_{\xi=\text{áll}}\right] + \\ & + \dot{\xi}\frac{\partial z}{\partial \xi}\left[\dot{\xi}\frac{\partial z}{\partial \xi} + 2\dot{\bar{x}}\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\bigg|_{\xi=\text{áll}} + 2\dot{\bar{y}}\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\bigg|_{\xi=\text{áll}}\right]\Bigg\}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

A későbbiekben a ξ = állandó jelöléstől eltekintünk.

Fel kell hívni a figyelmet arra, hogy T kifejezése csak inerciális rendszerben igaz. A Földdel együtt forgó rendszerre való áttérést majd egy későbbi lépésben biztosítjuk.

Az U potenciál két részből tevődik össze: egyrészt a Φ gravitációs potenciálból, másrészt az U_c centrifugál-potenciálból, azaz $U = U_c + \Phi$. Részletesen kifejtve:

$$U = f^2(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)/8 + g[H - \sin(\pi/2\xi)\cdot(H - h)], \tag{2.4}$$

ahol $f = 2\,\Omega \sin\varphi$ az ún. Coriolis féle paraméter; 1/s. Tekintettel a kis-skálára, f értéke állandónak tekinthető.

Ω – a Föld forgásának szögsebessége; 1/s,

φ – a földrajzi szélesség,

g – a gravitációs gyorsulás; m/s^2.

Még mielőtt összegeznénk T és U kifejezését, végrehajtjuk a Földdel együtt forgó rendszerre való áttérést. A tehetetlenségi és a forgó rendszer között a jelen körülmények között az $\dot{x}_T - \dot{\bar{x}} = -f\bar{y}/2$ és az $\dot{y}_T - \dot{\bar{y}} = f\bar{x}/2$ kifejezések adják meg a kapcsolatot. Felhasználva (2.3) egyenletben előző kifejezéseinket és hozzáadva (2.4) összefüggést a Lagrange-függény teljes alakja adódik:

$$L = \frac{1}{2}\left\{\left[\dot{\bar{x}}^2 - f\dot{\bar{x}}\bar{y} + f^2\bar{x}^2/4\right]\cdot\left[1+\left(\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\right)^2 + \frac{\dot{\bar{y}}}{\dot{\bar{x}}}\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\right] + \right.$$

$$+\left[\dot{\bar{y}}^2 + f\dot{\bar{x}}\dot{\bar{y}} + f^2\bar{y}^2/4\right]\cdot\left[1+\left(\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\right)^2 + \frac{\dot{\bar{x}}}{\dot{\bar{y}}}\frac{\partial z}{\partial \bar{y}}\frac{\partial z}{\partial \bar{x}}\right] +$$

$$+\dot{\xi}\frac{\partial z}{\partial \xi}\left[\dot{\xi}\frac{\partial z}{\partial \xi} + 2\dot{\bar{x}}\frac{\partial z}{\partial \bar{x}} + 2\dot{\bar{y}}\frac{\partial z}{\partial \bar{y}} - \right. \tag{2.5}$$

$$\left. - f^2(\bar{x}^2 + \bar{y}^2)/8 - g[H - \sin(\pi/2\xi)\cdot(H-h)]\right\}.$$

Ezt a meglehetősen bonyolult formát lényegesen egyszerűsíthetjük, ha bevezetjük az ún. kényszerortogonalizációt, amelynek során az (1.2) egyenletben definiált $(\bar{x}, \bar{y}, \xi)$ nem ortogonális rendszert megfelelő elhanyagolásokkal ortogonálissá tesszük.

Első lépésként föltesszük, hogy $(\nabla_h z)^2 << 1$. Ez a feltétel általában teljesül. Különösen igaz ez a kijelentés, ha a horizontális rácstávolságok 1 km-nél nagyobbak.

A második lépés a kritikusabb, mert feltételezzük, hogy $|\nabla_h z| >> 1$. Ez a közelítés még elfogadható, ha a $|\nabla_h h_{max}| > 0{,}1$. Elhanyagolásunk indoklására ismét az előbbi érvre hivatkozunk. Nem jelent problémát ez a szigorú megkötés akkor sem, ha a Magyarországon előforduló hegyek áramlásmódosító hatását tanulmányozzuk.

Alkalmazva a fenti elhanyagolásokat, ortogonális rendszerre jutunk, és 1.7 kifejezés lényegesen egyszerűbbé válik:

$$L = \frac{1}{2}\left\{\dot{\bar{x}}^2 + \dot{\bar{y}} + \dot{\xi}^2\left(\frac{\partial z}{\partial \xi}\right)^2 - f\dot{\bar{x}}\bar{y} + f\bar{x}\dot{\bar{y}}\right\} + g\left\{H - \sin\left(\pi/2\xi\right)\cdot\left(H-h\right)\right\}. \tag{2.6}$$

Visszatérve a (2.1) egyenletre, elvégezve (2.6)-on a kijelölt műveleteket, eljutunk a mozgásegyenletekhez (a nemkonzervatív erőket még mindig csak jelöljük):

$$\frac{du}{dt} - fv + \left[g\sin\left(\pi/2\xi\right) + \frac{J^2\hat{w}^2}{H-h}\right]\frac{\partial h}{\partial \bar{x}} = F_{\bar{x}},$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \left[g\sin\left(\pi/2\xi\right) + \frac{J^2\hat{w}^2}{H-h}\right]\frac{\partial h}{\partial \bar{y}} = F_{\bar{y}}, \tag{2.7}$$

$$\frac{d\hat{w}}{dt} - \frac{2\hat{w}}{H-h}\left[u\frac{\partial h}{\partial \bar{x}} + v\frac{\partial h}{\partial \bar{y}}\right] - \frac{\pi}{2}tg\left(\pi/2\xi\right)\hat{w}^2 + \frac{g}{J} = \frac{1}{J^2}F_\xi,$$

ahol J – az (x, y, z) és $(\bar{x}, \bar{y}, \xi)$ rendszerekhez tartozó Jacobi-féle transzformáció mátrix (3;3) eleme, $J = -(H-h)\pi/2\cos(\pi/2\xi)$

$\hat{w}$ – a ξ rendszerbeli vertikális sebesség; l/s.

Tekintsük most a (2.7) egyenlet jobboldalán álló F erők részletes kifejtését. Először bontsuk fel a nyomási gradiens-erőre és a súrlódási erőre:

$$F_i = -\frac{1}{\varrho} \nabla p + S_i$$

ahol p – a nyomás; kg/ms^2,
ϱ – a sűrűség; km/m^3,
S_i – a súrlódási erő megfelelő komponense; m/s^2. A nyomási gradiens erőtagban vezessük be a Boussinesq approxomációt, a súrlódási erőtagot pedig részletesen fejtsük ki.

Részletezve a vázolt utat, a nyomásigradiens erő általános alakjából indulunk ki. Bontsuk fel a sűrűség és a nyomás függvényt a $\bar{\varrho}$ és $\bar{p}$ átlagra, valamint a ϱ' és p' fluktuációra. Tételezzük fel, hogy a fluktuációk kicsik a megfelelő átlagokhoz képest, és fejtsük sorba az $1/\varrho$ függvényt a $\bar{\varrho}$ körül. Hanyagoljuk el a másodrendű és annál kisebb tagokat, így

$$-\frac{1}{\varrho} \nabla p = -\frac{1}{\bar{\varrho} + \varrho'} \nabla \left(\bar{p} + p' \right) \sim -\frac{1}{\bar{\varrho}} \nabla \bar{p} - \frac{1}{\bar{\varrho}} \nabla p' + \frac{\varrho'}{\bar{\varrho}^2} \nabla \bar{p}. \tag{2.9}$$

Ha a sűrűségváltozás csak a hőmérsékletváltozás függvénye, akkor $\varrho'/\bar{\varrho} = -\Theta/\bar{\Theta}$, ahol Θ a potenciális hőmérséklet; K°.

Bevezetve az irodalomban szokásos jelölést: $\varrho = J\varrho$, továbbá feltéve, hogy a sűrűség-fluktuációkat tartalmazó tagok a horizontális síkban elhanyagolhatók, (2.9) felhasználásával a (2.7) egyenlet a következő formában írható:

$$\begin{aligned}
&\frac{du}{dt} - fv + \left[g \sin\left(\pi/2\xi \right) + \frac{J^2 \widetilde{w}^2}{H - h} \right] \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{1}{\bar{\varrho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{1}{\bar{\varrho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + S_x, \\
&\frac{dv}{dt} + fu + \left[g \sin\left(\pi/2\xi \right) + \frac{J^2 \widetilde{\omega}^2}{H - h} \right] \frac{\partial h}{\partial y} = -\frac{1}{\bar{\varrho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{1}{\bar{\varrho}} \frac{\partial p'}{\partial y} + S_y, \\
&\frac{d\widetilde{w}}{dt} - \frac{2\widetilde{w}}{H - h} \left[u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right] = -\frac{1}{J} \left[\frac{1}{\widetilde{\varrho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} - \frac{1}{\widetilde{\varrho}} \frac{\partial p'}{\partial \xi} - \frac{1}{\widetilde{\varrho}} \frac{\Theta'}{J\bar{\Theta}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} + S_\xi \right] + \\
&\qquad + \frac{\pi}{2} \operatorname{tg}\left(\pi/2\xi \right) \widetilde{w}^2 - g/J.
\end{aligned} \tag{2.10}$$

A következőkben röviden vázoljuk a súrlódási erő kifejezésének előállítását. Általánosan a súrlódási erő alakja a következő:

$$S_i = q_i \nabla T, \tag{2.11}$$

ahol q_i – az i-dik egységvektor (általános koordináta),
T – a negatív turbulens impulzusáram, a feszültségtenzor.

A feszültségtenzor mindenkori alakja – a fizikai rendszerre vonatkozó konkrét formája – jellemzi az adott mechanikai rendszer sajátosságait. Jelen vizsgálatban tehát tükröznie kell a határrétegben fellépő impulzusáram jellegzetességeit.

Kiindulásul tekintsük a feszültségtenzor legáltalánosabb alakját (*Fényes*, 1971)

$$T = L \nabla 0 \mathbf{V}, \tag{2.12}$$

ahol L – a negyedrendű vezetési tenzor,
0 – a diadikus szorzás jele,
$\mathbf{V}$ – a sebességvektor.

Az L tenzor 81 eleme közül a megfelelő szimmetria-relációk és a megmaradási tételek figyelembevétele után csak 21 független elem marad. Ezt az általános esetet a turbulencia horizontális izotrópiájának feltételével lényegesen redukálják, ily módon csak 3 független vezetési együttható marad. Feltéve még, hogy $\nabla \mathbf{V} = 0$, T megfelelő elemei a z rendszerben a következők:

$$
\begin{aligned}
T_{11} &= 2L_{\mathrm{ha}}\frac{\partial u}{\partial x}; & T_{12} &= L_{\mathrm{ha}}\left[\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right]; & T_{13} &= L_{\mathrm{va}}\left[\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x};\right] \\
T_{21} &= L_{\mathrm{ha}}\left[\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right]; & T_{22} &= 2L_{\mathrm{ha}}\frac{\partial v}{\partial y}; & T_{23} &= L_{\mathrm{va}}\left[\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y};\right] \\
T_{31} &= L_{\mathrm{va}}\left[\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right]; & T_{32} &= L_{\mathrm{va}}\left[\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right]; & T_{33} &= L\,2_{\mathrm{hi}}\frac{\partial w}{\partial z}.
\end{aligned}
\tag{2.13}
$$

Légköri folyamatok esetén az L vezetési együttható szokásos neve turbulens diffúziós együttható; m^2/s. Az indexeknek pedig az alábbi a jelentése:

ha – horizontális anizotrópia,
va – vertikális anizotrópia,
hi – horizontális izotrópia.

Végrehajtva a koordináta transzformációt a rendszerben, elhanyagolva a fellépő másodrendűen kicsi tagokat, a súrlódási erő megfelelő komponensei a következők:

$$
\begin{aligned}
S_{\bar{x}} &= \frac{1}{J}\left\{\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[2JL_{\mathrm{ha}}\frac{\partial u}{\partial \bar{x}}\right]+\frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[JL_{\mathrm{ha}}\left(\frac{\partial v}{\partial \bar{x}}+\frac{\partial u}{\partial \bar{y}}\right)\right]+\right. \\
&\quad \left.+\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial \bar{x}}\right)\right]\right\}, \\
S_{\bar{y}} &= \frac{1}{J}\left\{\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[JL_{\mathrm{ha}}\left(\frac{\partial v}{\partial \bar{x}}+\frac{\partial u}{\partial \bar{y}}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[2JL_{\mathrm{ha}}\frac{\partial v}{\partial \bar{y}}\right]+\right. \\
&\quad \left.+\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi}+\frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial \bar{y}}\right)\right]\right\}. \\
S_{\xi} &= \frac{\partial}{\partial x}\left[JL_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \widetilde{w}}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[JL_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi}+\frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \widetilde{w}}{\partial \bar{y}}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial \xi}\left[2L_{\mathrm{hi}}\frac{\partial \widetilde{w}}{\partial \xi}\right].
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

E kifejezések (2.10)-be történő behelyettesítésével előállíthatjuk mozgásegyenleteinket. Ezt az összevonást majd a kontinuitási- és az energia egyenlet levezetése után, a teljes rendszert leíró egyenletek bemutatásakor végezzük el.

3. A kontinuitási egyenlet

Kiindulásul ismét visszanyúlunk az (x, y, z) rendszerhez. Itt a kontinuitási egyenlet alakja:

$$
\frac{\partial \varrho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}(\varrho \dot{x}_{\mathrm{i}}) = 0 \tag{3.1}
$$

Az általános koordinátákkal felírt alakja:

$$
\frac{\partial}{\partial t}\left(\tilde{\varrho}\right)+\frac{\partial}{\partial q_{\mathrm{i}}}\left(\widetilde{\varrho\,\dot{q}_i}\right)=0 \tag{3.2}
$$

Modellünkben feltesszük, hogy ϱ = állandó (azaz $\varrho' = 0$), ettől a kikötéstől csak a harmadik mozgásegyenletben, a felhajtóerő megfogalmazásánál térünk el. Így a kontinuitási egyenlet általunk használt alakja:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\widetilde{\varrho u}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\widetilde{\varrho v}\right)+\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\widetilde{\varrho w}\right)=0. \tag{3.3}$$

4. Az energia egyenlet

Az általunk energia egyenletnek nevezett összefüggéshez a termodinamika első főtételéből jutunk el. Alakja a z rendszerben:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Theta+u\frac{\partial\Theta}{\partial x}+v\frac{\partial\Theta}{\partial y}+w\frac{\partial\Theta}{\partial z}=\frac{1}{c_p}\frac{\Theta}{T}Q+\nabla H/. \tag{4.1}$$

ahol T – a levegő hőmérséklete; K°,
c_p – az állandó nyomáson vett fajhő; erg/g. fok,
Q – a diabatikus hőforrás; erg/g.s,
H – a hőáram vektor; K°m/s.

A mozgásegyenleteknél részletezett transzformációt követve, valamint hasonló parametrizálást és elhanyagolásokat alkalmazva, (4.1) a következő formájú lesz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Theta+u\frac{\partial\Theta}{\partial x}+v\frac{\partial\Theta}{\partial y}+\widetilde{w}\frac{\partial\Theta}{\partial\xi}=\frac{1}{c_p}\frac{\Theta}{T}Q+\frac{1}{J}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left[K_{hi}J\frac{\partial\Theta}{\partial x}\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial y}\left[K_{hi}J\frac{\partial\Theta}{\partial y}\right]+\frac{\partial}{\partial\xi}\left[K_{va}\frac{1}{J}\frac{\partial\Theta}{\partial\xi}\right]\right\}, \tag{4.2}$$

ahol a K vezetési együtthatót a hő turbulens-diffúziós együtthatójának nevezzük; m²/s.

A „hi" és a „va" indexek értelme azonos a mozgásegyenleteknél említettekkel.

5. A geosztrofikus szélnek és a sztatika alapegyenletének, mint alapállapotnak a levezetése

Modellünkben csak a lokális méretű mechanikai és termikus kényszerek áramlásmódosító hatását kívánjuk vizsgálni. Ezért a szinoptikus méretű légköri állapotot külső paraméterek segítségével rögzítjük. Több lehetőség közül mi a sztatika alapegyenletével és a geosztrofikus szélsebesség-komponensek megadásával definiáljuk ezt a külső állapotot. Majd kivonva a (2.10) egyenletrendszerből a fluktuációra vonatkozó kifejezésekre jutunk.

Legyen a mozgás gyorsulás- és súrlódásmentes. Ekkor a mozgásegyenlet két horizontális komponense a geosztrofikus szelet, vertikális komponense pedig a sztatika egyenletét definiálja:

$$U_g=-\frac{1}{f\widetilde{\varrho}}\frac{\partial p}{\partial y}-\frac{1}{f}\left[g\sin(\pi/2\xi)+\frac{J^2\widetilde{\omega}^2}{H-h}\right]\frac{\partial h}{\partial y}, \tag{5.1}$$

$$v_g=\frac{1}{f\widetilde{\varrho}}\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{1}{f}\left[g\sin(\pi/2\xi)+\frac{J^2\widetilde{\omega}^2}{H-h}\right]\frac{\partial h}{\partial x},$$

$$\frac{1}{\widetilde{\varrho}}\frac{\partial p}{\partial\xi}=-Jg. \tag{5.2}$$

Végrehajtva a kivonást, (2.10)-ből a fluktuációkra vonatkozó mozgásegyenletek végleges alakját kapjuk:

$$\frac{du}{dt} = -f(V_g - v) - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{J}\left\{\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[2JL_{\mathrm{ha}}\frac{\partial u}{\partial \bar{x}}\right] + \right.$$
$$+\frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[JL_{\mathrm{ha}}\left(\frac{\partial v}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial u}{\partial \bar{y}}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)\right]\Bigg\},$$
$$\frac{dv}{dt} = f(U_g - u) - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{J}\left\{\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[JL_{\mathrm{ha}}\left(\frac{\partial v}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial u}{\partial \bar{y}}\right)\right] + \right.$$
$$+\frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[2JL_{\mathrm{ha}}\frac{\partial v}{\partial \bar{y}}\right] + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \xi}{\partial \bar{y}}\right)\right]\Bigg\}, \tag{5.3}$$
$$\frac{d\widehat{\omega}}{dt} = \frac{2\widehat{\omega}}{H-h}\left[u\frac{\partial h}{\partial \bar{x}} + v\frac{\partial h}{\partial \bar{y}}\right] + \frac{\pi}{2}\operatorname{tg}(\pi/2\xi)\,\widehat{\omega}^2 - \frac{1}{J}\left\{\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial \xi} - \frac{\Theta'}{\Theta}g - \right.$$
$$-\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[JL_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \widehat{w}}{\partial \bar{x}}\right)\right] - \frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[JL_{\mathrm{va}}\left(\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial z}{\partial \xi}\frac{\partial \widehat{w}}{\partial \bar{y}}\right)\right] -$$
$$\left. -\frac{\partial}{\partial \xi}\left[2L_{\mathrm{hi}}\frac{\partial \widehat{w}}{\partial \xi}\right]\right\},$$

6. *A nyomás-perturbáció meghatározása*

(5.3), (3.3) és (4.2) kifejezések határozzák meg az öt egyenletből álló rendszerünket. Ismeretleneink u, v, w, Θ, p', azaz a rendszer elvileg megoldható. A gyakorlati megoldáshoz azonban szükséges p' kiszámítása is, ezért a már meglevő egyenletekből előállítunk egy a p'-re vonatkozó összefüggést. A hagyományos utat követve ez az összefüggés az ún. divergencia egyenlet lesz.

Vezessünk be egyszerűsítő jelöléseket:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial \bar{x}} = D_{\mathrm{u}},$$
$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p'}{\partial \bar{y}} = D_{\mathrm{v}}, \tag{6.1}$$
$$\frac{\partial \widehat{\omega}}{\partial t} + \frac{1}{J}\frac{1}{\widehat{\varrho}}\frac{\partial p'}{\partial \xi} = D_{\widehat{\omega}}$$

Szorozzuk meg mindhárom egyenletet φ-val, és rendre deriváljuk $\bar{x}$, $\bar{y}$ és ξ szerint. Összegezve és behelyettesítve a kontinuitási egyenlet (3.3) alakját azzal a feltétellel, hogy a hely és idő szerinti deriválás felcserélhető, a p'-t megadó egyenlet a következő:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left[J\frac{\partial p'}{\partial \bar{x}}\right] + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left[J\frac{\partial p'}{\partial \bar{y}}\right] + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[\frac{1}{J}\frac{\partial p'}{\partial \xi}\right] =$$
$$= \frac{\partial}{\partial \bar{x}}\left(\widehat{\varrho}D_{\mathrm{u}}\right) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}}\left(\widehat{\varrho}D_{\mathrm{v}}\right) + \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\widehat{\varrho}D_{\widehat{\omega}}\right). \tag{6.2}$$

A numerikus megoldásnál az (5.3), (4.2) és (6.2) egyenletek képezik a modell alapegyenleteit.

7. *A turbulens diffúziós együtthatók parametrizálása*

A bemutatott egyenletrendszer megoldásához az impulzus és a hő turbulens-diffúziós együtthatóit (vertikális, horizontális) kell még megadnunk. A hipotézisek felállításánál és magánál a parametrizálásnál is a *Wallbaum* (1978) által javasolt utat követjük, értelemszerűen három dimenzióra alkalmazva. Először a vertikális turbulens diffúziós együtthatókkal foglalkozunk.

A jelen feladat szempontjából – az irodalomban szereplő tapasztalatok alapján – a Prandtl-féle keveredési úthossz fogalmának bevezetése és alkalmazása látszik célravezetőnek. Így az impulzus turbulens diffúziós együtthatója:

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \right| \tag{7.1}$$

ahol l – a Prandtl-féle keveredési úthossz; m.

A keveredési úthossz becslésére nagyszámú, lényegesen eltérő hipotézist dolgoztak már ki. (*Wippermann*, 1973.) Küzülük egyszerűsége miatt a *Blackadar* (1962) által javasolt kifejezést használjuk. Eszerint semleges légrétegződésre:

$$l_n = k.z\left(l + \frac{k.z}{\lambda}\right)^{-1}, \tag{7.2}$$

ahol k – a Kármán-féle állandó; k = 0,35,

λ – az asszimptotokus keveredési úthossz; m,

$$\lambda = 2{,}7.10^{-4}|\mathbf{V}g|f$$

ahol $\mathbf{V}g$ – a geosztrofikus szélvektor.

A keveredési úthossznak a légkör hőmérsékleti rétegződéstől való függését az alábbi módon vezetjük be:

$$l = l_n . \Phi_m^{-1}, \tag{7.3}$$

ahol Φ_m – az általános függvény.

Az általános függvény megadásánál a különböző szerzőknél lényeges eltéréseket találunk (*Busch*, 1973). Számításainkban *Businger et al.* (1971) mérési eredményeit használjuk fel:

$$\Phi_m = \begin{cases} 1 + 4{,}7 \, . \, R_{if} & \text{ha } R_{if} > 0, \\ 1 & \text{ha } R_{if} = 0, \\ /1 - 15 . R_{if}/^{-1/4} & \text{ha } R_{if} < 0, \end{cases} \tag{7.4}$$

ahol R_{if} – az ún. Richardson-féle áram szám. Megjegyezzük, hogy ugyanezen mérések alapján, $\Phi_m(0) = 1$ feltételből ered a k = 0,35 érték.

Feltesszük, hogy a Richardson-féle áram szám és a Richardson-féle szám között a kapcsolatot a

$$R_{if} = \alpha_T R_i$$

összefüggés írja le; ahol α_t az impulzus és a hő turbulens diffúziós együtthatójának hányadosa. Ismét hivatkozva *Businger et al.* (1971) méréseire, α_t értéke 1 – 1,35 közé esik.

Összefoglalva a (7.1), (7.2), (7.3) egyenleteket és transzformálva a ξ rendszerbe, az impulzus vertikális turbulens diffúziós együtthatója:

$$K_m = \left\{ \frac{k[H(1-\sin(\pi/2\xi)) + h\sin(\pi/2\xi)]}{1 + \frac{k[H(1-\sin(\pi/2\xi)) + h\sin(\pi/2\xi)]}{\lambda}} \frac{1}{\Phi} \right\}^2 \frac{2}{(H-h)\cos(\pi/2\xi)} \left| \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \xi} \right|, \quad (7.6)$$

a hő vertikális turbulens diffúziós együtthatója pedig

$$K_h = \alpha_T K_m, \quad (7.7)$$

továbbá

$$R_i = -\frac{g}{\Theta_0} \frac{\pi}{2} \left(H-h\right) \cos\left(\pi/2\xi\right) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \xi}\right)^{-2}, \quad (7.8)$$

$$\alpha_T = \begin{cases} 1{,}35 - 0{,}35 \dfrac{1-\sin(\pi/2\xi)}{1-\sin(\pi/2\xi_k)} & \text{ha } \xi < \xi_k, \\ 1 & \text{ha } \geq \xi\xi_k, \end{cases} \quad (7.9)$$

ahol ξ_k – egy küszöbmagasság, amely felett a két turbulens diffúziós együttható egyenlő.

A horizontális turbulens diffúziós együtthatók megadásánál *Kurz* (1977) munkájára hivatkozva csak vázlatos leírást adunk.

Modellünkben a turbulencia csak horizontálisan izotróp, a vertikális és horizontális kicserélődési koefficiencek pedig a stabilitástól függő állandókkal kapcsolódnak. Mint ismeretes, a feszültségtenzor általánosan egy másodrendű felülettel szemléltethető, jelen esetben pedig ez egy olyan ellipszoid, amelynek két egyenlő hosszúságú féltengelye van.

A fentieket figyelembe véve:

$$L_{ha} = C_h K_m; \qquad L_{va} = K_m; \qquad L_{hi} = C$$

ahol C_h – a stabilitástól függő állandó, például semleges esetben $C_h = 2{,}3$,
C – állandó; jelen vizsgálatban $C = 1$

A bemutatott modell az első lépést jelenti a domborzat lokális áramlásmódosító hatásának hazai vizsgálatában. Már a kézirat készítése során felmerült továbbfejlesztésének szükségessége. Két irányban kívánunk további vizsgálatokat végezni. Egyrészt az anelasztikus feltételt és a kényszerortogonalizációt szeretnénk elhagyni, másrészt a határréteg parametrizálását – különös tekintettel a felszíni rétegre – kívánjuk javítani.

II. rész: Horizontálisan homogén (egydimenziós) modell.

Cikksorozatunk első része a leírt általános eljárás homogén felszín feletti megoldását ismerteti. Célunk kettős: egyrészt ezzel a speciális változattal a további két-, illetve háromdimenziós változatokhoz szükséges kezdeti adatokat állítjuk elő, másrészt az önmagában is érdekes időben változó planetáris határréteg feladatot kívánjuk vizsgálni. Végül, de nem utolsó sorban, a sokkal bonyolultabb két- és háromdimenziós eljárás numerikus megfogalmazása

előtt szeretnénk meggyőződni modellünk helyességéről. Ezért számítási eredményeinket megfelelő mérési adatokkal vetjük össze.

1. A modell-egyenletek

Tételezzük fel, hogy a légkör és a felszín $\bar{x}$ és $\bar{y}$ irányban homogén, azaz az x és y szerinti deriváltak eltűnnek. Így az I. rész (5.3), (3.3) és (4.2) egyenletei az alábbi alakra egyszerűsödnek:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\tilde{\omega}\frac{\partial u}{\partial \xi} - f\left(v_g - v\right) + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{va}\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi}\right],$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\tilde{\omega}\frac{\partial v}{\partial \xi} + f\left(u_g - u\right) + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{va}\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi}\right],$$

$$\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial t} = -\tilde{\omega}\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \xi} + \frac{\pi}{2}\operatorname{tg}\left(\pi/2\right)\tilde{\omega}^2 - \frac{1}{J}\left\{\frac{1}{\tilde{\varrho}}\frac{\partial p'}{\partial \xi} - \frac{\Theta'}{\bar{\Theta}}g - \frac{\partial}{\partial \xi}\left[2L_{hi}\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial \xi}\right]\right\}, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi}\left[\tilde{\varrho}\,\tilde{\omega}\right] = 0,$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\tilde{\omega}\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + \frac{1}{c_q}\frac{\Theta}{T}Q + \frac{\partial}{\partial \xi}\left[K_{va}\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}\right],$$

ahol a jelzések megegyeznek az I. rész jelöléseivel.

A fenti feltételek bevezetésével a kontinuitási egyenlet lényegesen leegyszerűsödik. Integráljuk a számításba bevont tartományon, a talajtól a H magasságig. Tegyük fel, hogy az alsó határon $\hat{\omega}(1) = 0$ és hasonlóan a felső határon is $\hat{\omega}(0) = 0$. (Ezek a feltételek homogén felszín esetén általában elfogadottak.) Egyszerű rövid számolás után az $\hat{\omega}(\xi) = 0$ feltételt kapjuk eredményül. Ezt bevezetve az (1.1) egyenletekbe, azok tovább egyszerűsödnek:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -f\left(v_g - v\right) + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{va}\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial \xi}\right], \tag{1.2/a}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = f\left(u_g - u\right) + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[L_{va}\frac{\partial \xi}{\partial z}\frac{\partial v}{\partial \xi}\right], \tag{1.2/b}$$

$$\frac{1}{\tilde{\varrho}}\frac{\partial p'}{\partial \xi} = \frac{\Theta'}{\bar{\Theta}}g, \tag{1.2/c}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{1}{c_p}\frac{\Theta}{T}Q + \frac{1}{J}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[K_{va}\frac{1}{J}\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}\right]. \tag{1.2/d}$$

A harmadik mozgásegyenlet (1.2/c) értelmezéséhez az alábbiakat jegyezzük meg. Mozgásegyenleteink az alapegyenletektől való eltérést definiálják. Ennek megfelelően ez az egyenlet a sztatika alapegyenlete által leírt állapottól való eltérést adja meg. A perturbáció a felhajtóerő következménye; ez tükröződik az (1.2/c) egyenletben.

A további számítások szempontjából a harmadik mozgásegyenletnek nincs különösebb jelentősége, mivel elhagyása esetén is megoldható a megmaradó (1.2/a;b;d;) három egyenlet az u, v, Θ, ismeretlenekre, ha ismerjük a turbulens

diffúziós együtthatókat. (Csak akkor szükséges (1.2/c)-t megoldani, ha a nyomásértékeket is vizsgáljuk. Jelen esetben ezzel nem foglalkozunk.)

A horizontális homogenitás föltételének bevezetésével a turbulens diffúziós együtthatók az alábbi formában írhatók fel:

$$K_m = \left\{ \frac{kH\,[1-\sin(\pi/2\xi)\,]}{1+\dfrac{kH[1-\sin(\pi/2\xi)]}{\lambda}} \frac{1}{\Phi m} \right\}^2 \frac{2}{H.\pi.\cos(\pi/2\xi)} \left| \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \xi} \right| \tag{1.3}$$

$$R_i = -\frac{g}{\Theta}\frac{\pi}{2} H\cos(\pi/2\xi)\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}\left(\frac{\partial |\mathbf{V}|}{\partial \xi}\right)^{-2}. \tag{1.4}$$

2. *Numerikus megoldás*

A numerikus integrálás elvégzéséhez a rendszert alkotó egyenleteinkben szereplő differenciálhányadosokat véges különbségekké alakítjuk át. Az alkalmazott vertikális rácshálózatnál a rácspontokban adjuk meg az u, v, Θ változókat, a fél-rácspontokban pedig a turbulens diffúziós együtthatókat. A felszintközeli légréteg speciális viszonyainak figyelembevételéhez a *Wallbaum* (1977) által javasolt eljárást alkalmazzuk. Eszerint a vertikális irányú deriváltak és a diffúziós együtthatók esetében a második szintben a logaritmikus szélprofil feltételezésével egy korrekciós együtthatót vezetünk be.

A vertikális differenciálhányadosokat centrális differenciákkal közelítjük, az idő szerinti integrálást pedig az ún. *Adams – Bashfoth* módszerrel hajtjuk végre:

$$a^{t+\Delta t} = a^t + \Delta t\left[1{,}5\left.\frac{\partial a}{\partial t}\right|_t - 0{,}5\left.\frac{\partial a}{\partial t}\right|_{t-\Delta t}\right],$$

ahol a – u, v, Θ közül bármelyik lehet;

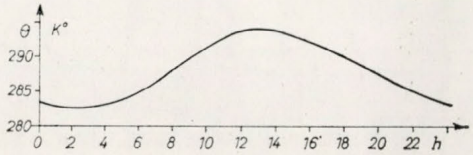
Δt – az időlépcső.

A fenti integrálás előnye abban rejlik, hogy egy időlépcsőn belül csak egyszer kell a lineáris egyenletrendszer helyettesítési értékét kiszámítani (az eljárás gyors). Hátránya, hogy a súlytényezők meghatározása próbálkozáson alapul, így a fellépő numerikus viszkozitási tag szűrő hatása nehezen elemezhető egzakt módszerekkel. Az egyenletrendszert állandó határfeltételek mellett addig integráljuk az időben, amíg a két egymást követő napra nyert eredmények eltérése kellően kicsi nem lesz. Általában 10 napi integrálás után kapjuk meg ezt a stabilisnak tekinthető eredményt.

3. *Határfeltételek, kezdeti feltételek*

Az ismertetett horizontális homogenitás következtében csak alsó és felső határfeltételekről beszélhetünk.

Az alsó határfeltételeket az érdességi paraméter ($z = z_0$) által meghatározott magasságban, $\xi \approx 1$ helyen adjuk meg. A sebesség komponensek értéke: $u = v = \omega = 0$.



1. ábra. A talajhőmérséklet napi menete, fiktív számításainkban

A potenciális hőmérsékletre föltételezzük, hogy a talajon mért értéke megegyezik a levegő hőmérsékletével a z_0 szinten és az időben meghatározott módon változik.

$$\Theta = \Theta_{\text{talaj}}(t)$$

A modell felső határát rögzítjük, mégpedig olyan magasságban, ahol már a felszín hatása általában nem érzékelhető, és ahol a geosztrofikus szélföltétel jó közelítéssel alkalmazható. A szélsebesség komponensek a $\xi = 0$ helyen ($z = H$) a következők:

$$u = u_g\,; \qquad v = v_g\,; \qquad \omega = o$$

A hőmérséklet értékét a felső határnál a bemutatott számítások során állandónak tételeztük fel:

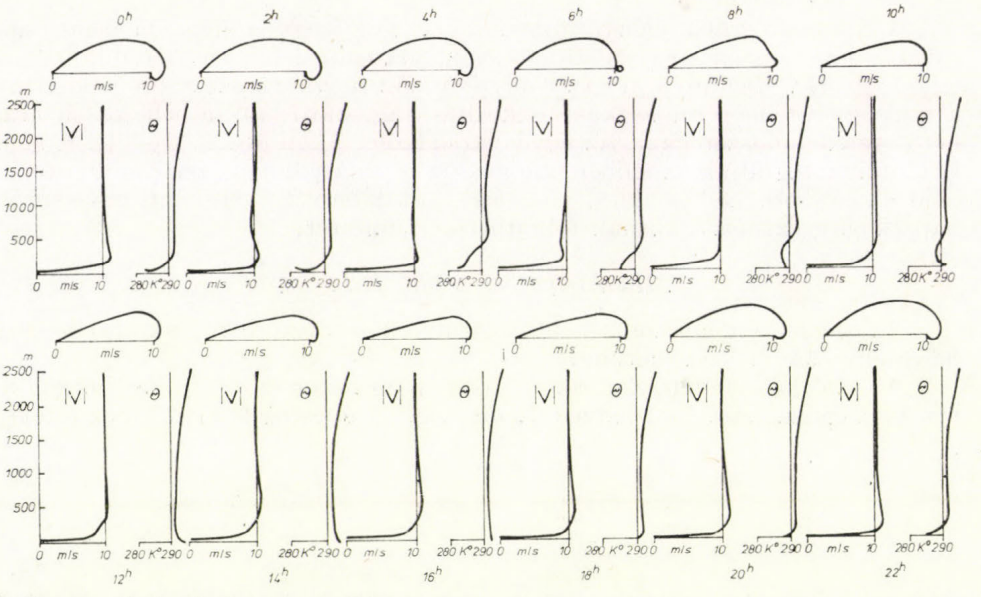
$$\Theta = \Theta_{\text{fel}}$$

Kezdeti feltételként tetszőleges szél és hőmérséklet profilokat használhatunk, amelyek nincsenek ellentmondásban a határfeltételekkel. (Mérésekkel való egybevetés esetén a 00 GMT órás mérési adatokból indultunk ki.)

4. Számítási eredmények

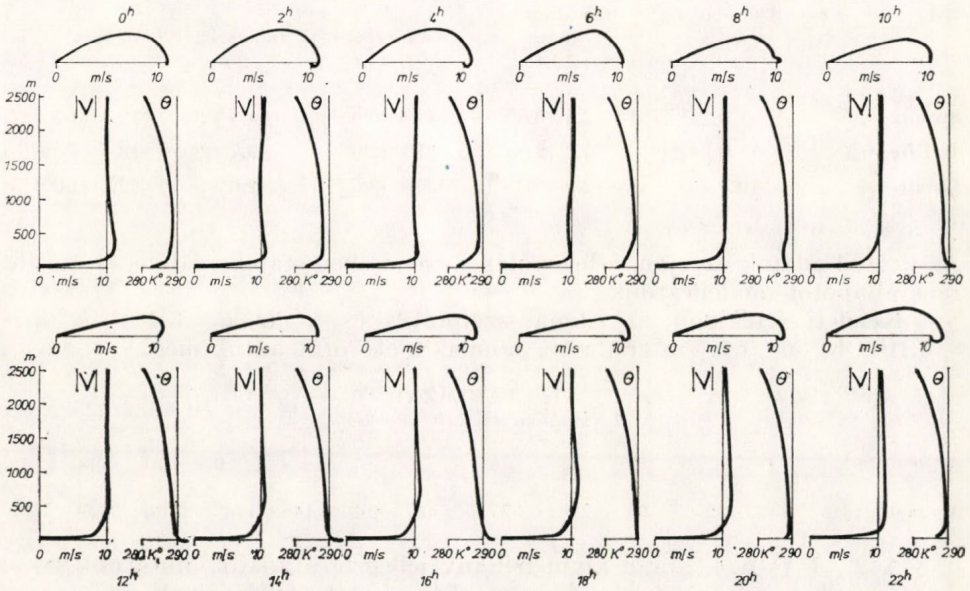
4.1. A modell kvalitatív tesztelése. Az *1. ábrán* bemutatott talajhőmérséklet-napimenet föltételezésével, eltérő stabilitású légkörökre (*2.*, *3.* és *4. ábra*), az alábbi paraméterek mellett hajtottuk végre a számításokat:

a geosztrofikus szél	$u_g = 10$ m/s, $v_g = 0$,
a modell-légkör vastagsága	$H = 2500$ m,
az időlépcső	$\Delta t = 90$ s,
a vertikális rácstávolság	$\xi = 1/11$,

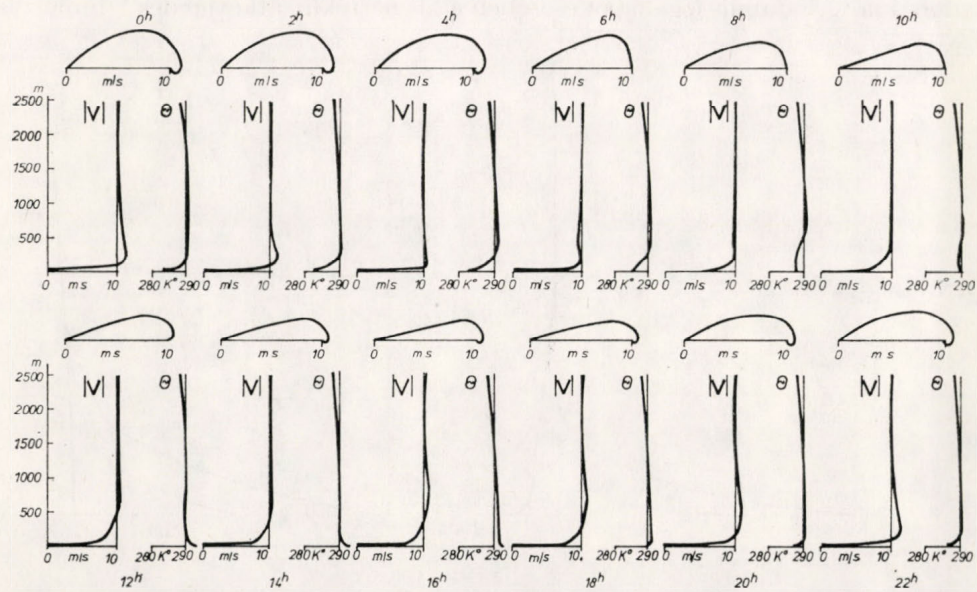


2. ábra. A szélsebesség és a hőmérséklet-profilok, valamint a szélspirál napi menete, kétóránként ábrázolva, *stabilis* légrétegződésnél

a hőmérséklet a felső határon $\Theta_{fel} = 295{,}5$ K° *(2. ábra)*,
$\Theta_{fel} = 280{,}5$ K° *(3. ábra)*,
$\Theta_{fel} = 288{,}0$ K° *(4. ábra)*.



3. ábra. A szélsebesség — és a hőmérséklet-profilok, valamint a szélspirál napi menete, kétóránként ábrázolva, *labilis* légrétegződésnél



4. ábra. A szélsebesség — és a hőmérséklet-profilok, valamint a szélspirál napi menete, kétóránként ábrázolva, *semleges* légrétegződésnél

I. TÁBLÁZAT

Néhány jellemző adat a 2., 3. és 4. ábráról

	Maximális szélsebesség m/s	A szélsebesség max. ingása m/s	A geosztrofikus széltől való eltérés		Az impulzus max. turbulens diff. együtthatója m^2/s
			max. szöge fok	min. szöge fok	
Stabilis	11,5 (4)	2,4 (3)	33,6 (0^h)	−4,8 (2^h)	12,5 (14^h) (4)
Indifferens	11,0 (4)	2,2 (2:3)	31,7 (2^h)	−3,7 (2^h)	16,4 (14^h) (5)
Labilis	10,6 (4)	2,0 (2)	30,4 (2^h)	−2,6 (4^h)	22,1 (14^h) (5)

Az utóbbi adatok alapján, a felsorolás sorrendjében stabilis, labilis és indifferens állapotot modelleztünk.

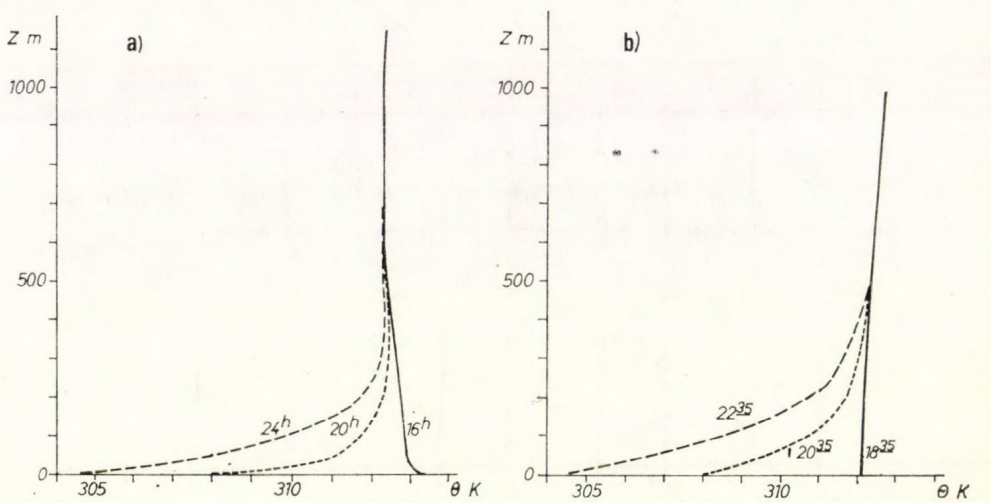
Kezdeti értékként az Ekman-szélprofilt és a $\partial\Theta/\partial t = 3.10^{-3}$ K°/m; -3.10^{-3} K°/m; 0 K°/m gradiensű hőmérsékletprofilt adtuk meg.

II. TÁBLÁZAT

A számítási szintek magassága

Szint	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Magasság; m	0	25	101	226	397	611	863	1148	1462	1796	2144	2500

A 2., 3. és a 4. ábrán kívül néhány jellegzetes adatot mutatunk be az *I. táblázatban.* (A zárójelekben a markáns érték fellépésének időpontját, illetve a hozzátartozó számítási szintet adjuk meg. A *II. táblázat* tartalmazza a számítási szintek magasságát.) Véleményünk szerint az I. táblázatban foglalt adatok kvalitative jók, azaz tükrözik a különböző légállapotok alapvető tulajdonságait. A stabilis légállapot esetében a kismértékű „átkeveredés" (impulzus



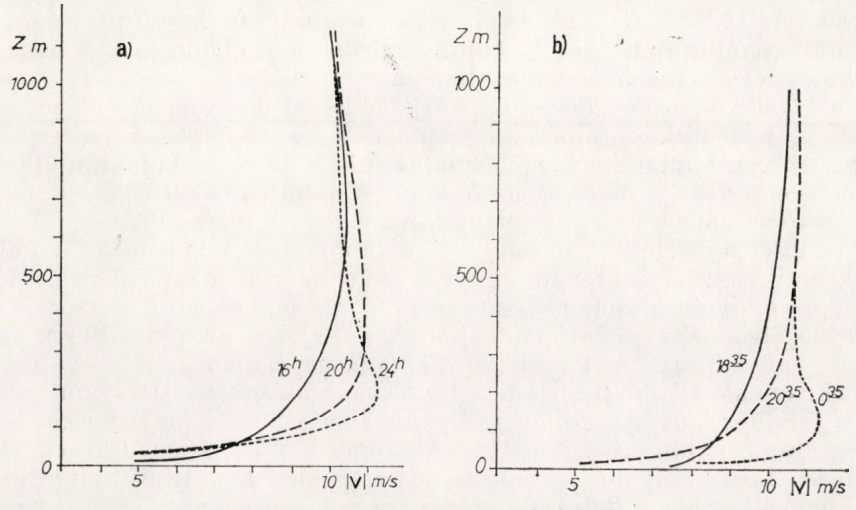
5. ábra. Hőmérséklet-profilok összehasonlítása: *a)* Számítási eredményeink, *b) Busch* et al. (1976) adatai

átvitel) miatt, a bemutatott paraméterek szélsőségesebb változásokra utalnak. Ezzel szemben a labilis esetben a nagyobb impulzus átvitel hatására lényegesen csökkennek, mind az időbeli, mind a vertikális irányú változások.

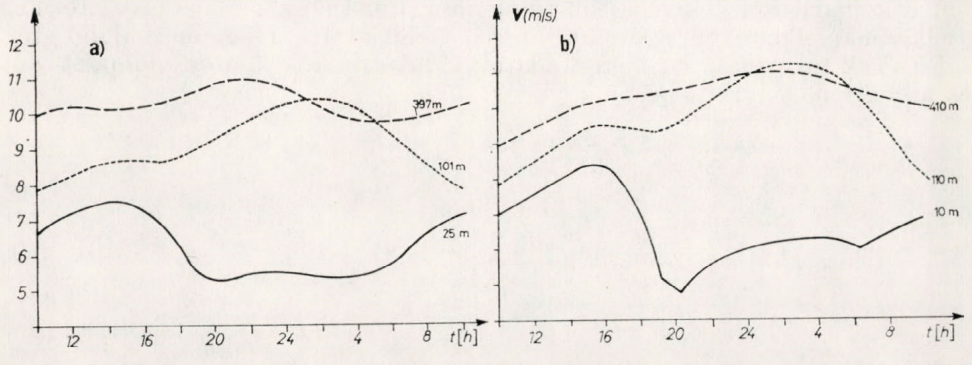
Követve a *2.*, *3.* és a *4.* ábrán bemutatott napi meneteket, látható az. ún ,,alacsonyszintű" jet kialakulása és leépülése. Érdekes, hogy – a modell szerint – labilis légállapotból kiindulva is létre jön ez a jelenség. A magyarázatot a hőmérsékletprofil vizsgálata adja meg. A föltételezett felszíni hőmérsékletváltozás következtében az éjszaka folyamán az alsó 200 – 300 méterben erősen stabilis a légkör.

4.2. A modell kvantitatív tesztelése. A feladatot két eltérő úton kívántuk végrehajtani. Egyrészt már publikált és jónak vélt modell eredményeit, másrészt mérési adatokat hasonlítottunk össze számításainkkal. Utóbbi megfelelő mérések hiányában komoly nehézséget jelentett.

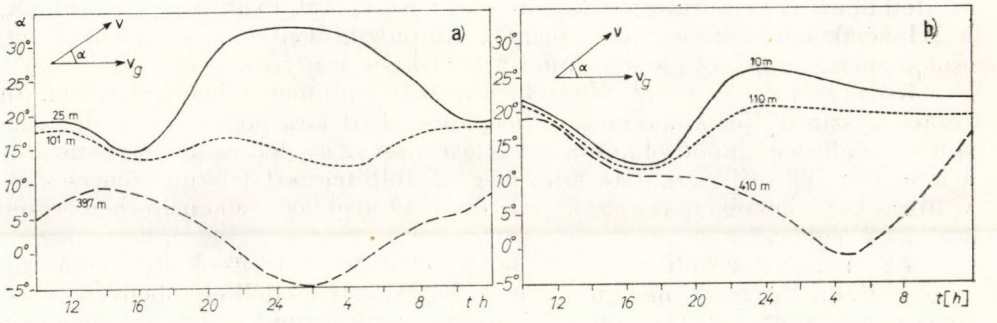
Az elsőként kitűzött vizsgálathoz *Busch et al.* (1976) számításainak ered-



6. ábra. Szélsebesség-profilok összehasonlítása: *a)* Számítási eredményeink, *b) Busch* et al. (1976) adatai



7. ábra. A szélsebesség napi menetének összevetése, különböző magasságokban: *a)* Számítási eredményeink, *b) Busch* et al. (1976) adatai

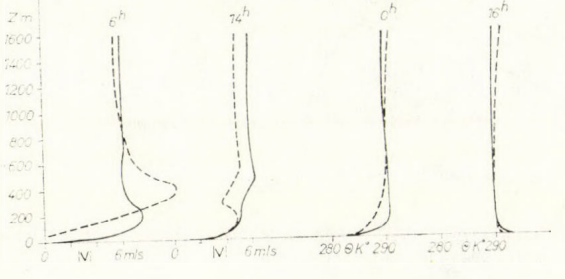


8. ábra. A geosztrofikus szél iránya és a szélirány által bezárt szög napi menete, különböző magasságokban: *a)* Számítási eredményeink, *b) Busch* et al. (1976) adatai

ményeit használtuk fel. Választásunkat a kielégítő kiindulási adatközlés magyarázza. Az összehasonlítást az 5—8. ábrasorozatban hajtottuk végre. Az ,,*a*'' ábrák számításainkat, a ,,*b*'' ábrák pedig a megfelelő, legjobban összevethető *Busch*-féle eredményeket tartalmazzák.

5/a—b. ábrán, a modellek szempontjából legkritikusabbnak ítélt időintervallumból, hőmérsékleti profilokat mutatunk be. A profilok jellege, napi menete — figyelembe véve az időbeli eltérést is — jó egyezést mutat. Hasonló mondható el a *6/a—b. ábrán* látható szélprofilokról is, bár itt már eltérés tapasztalható az ,,alacsonyszintű jet'' talajszint feletti magasságában. (Mindenesetre az eltérés mértéke nem nagy.) A továbbiakban a különböző számítási szintekben is összehasonlítottuk az egyes meteorológiai paraméterek napi menetét. *7/a—b. ábrán* a szélsebesség, *8/a—b. ábrán* a geosztrofikus széltől való eltérés szögének napi menetét mutatjuk be. A legjobb egyezést a 100 m körüli magasságban kaptuk. A 10, illetve 25 m magasságban kisebb kvantitatív eltérések vannak. Oka feltehetőleg a 15 m-es magasságbeli eltérés, amely ilyen közel a talajhoz lényegessé válhat. Ugyanakkor valószínűleg a felszín közeli légréteg eltérő parametrizálása is szerepet játszik a különböző értékek kialakulásában. Legkomolyabb érvünk azonban minden kvantitatív eltérésre az eltérő modellalkotás. (*Busch* és szerzőtársai a mozgásegyenletek lezárását energetikai hipotézisekkel végezték el.)

A mérésekkel történő összehasonlításhoz *Thorpe* és *Guymer* (1977) által közölt több mérésből az 1974. augusztus 7-it választottuk ki és használtuk fel. A széladatok leglényegesebb tulajdonsága az, hogy a 6 m/s geosztrofikus szélhez napfelkeltekor, 300—400 m magasságban 10 m/s-ot meghaladó szélsebességek tartoznak. (A mérési adatok kiválasztásánál fontos szempont volt ez az extrém helyzet.)



9. ábra. Szél- és hőmérséklet-profil számítások (folytonos vonal) és mérések (szaggatott vonal) összehasonlítása

Számításainkat és a rendelkezésre álló mérési adatokat a *9. ábrán* mutatjuk be. Mint az előzőkből várható volt, a görbék jellegükben hasonlók, de az alsó néhány száz méterben kvantitatív eltérések vannak. Az eltérések oka feltehetően a felszíni réteg parametrizálásában keresendő, amely további vizsgálatokat igényel.

5. Következtetések

A bemutatott számítások és összevetések alapján, megítélésünk szerint, a modell alkalmas a bonyolultabb kétdimenziós változat kezdeti és határfeltételeinek megadására. A mérésekkel történt összehasonlítás alapján azonban föltehető, hogy extrém meteorológiai helyzetek modellezése esetén a tényleges állapottól való eltérés jelentős mértékű lesz.

IRODALOM

Blackadar, A. K. 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. Geophys. Res. 67, 3095–3102.

Busch, N. E. 1973: On the mechanics of atmospheric turbulence. Workshop on micrometeorology ed. D.A. Haugen, Amer. Met. Soc.

Busch, N. E., Chang, S. W. and Anthes, R. A. 1976: A multi-level model of the planetary boundary layer suitable for use with mesoscale dynamic models. J. App. Met. 15, 909–919.

Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atm. Sci. 28, 181–189.

Clark, T. L. 1977: A small-scale dynamic model using a terrain-following coordinate transformation. J. of Comput. Phys. 24, 186–215.

Fényes I. et al. 1971: Modern fizikai kisenciklopédia. Gondolat Kiadó, Budapest.

Gal-Chen Tzvi and Somerville, R.C.J. 1975: Numerical solution of the Navier-Stokes equations with topography J. of Comput. Phys. 17, 276–310.

Kurz, H. 1977: Turbulente Diffusion in einer atmosphärisehen Grenzschicht mit Rossby-Zahl-Änlichkeit. Dissertation, Inst. f. Met., Techn. Hochschule Darmstadt.

Mahrer, Y. and Pielke, R. A. 1975: A numerical study of the air flow over mountains using the two-dimensional version of the university of Virginia meso-scale model. J. Atm. Sci. 32, 2144–2155.

Mahrer, Y. and Pielke, R. A. 1977: A numerical study of the airflow over irregular terrain. Beitr. Phys. Atm. 50, 98–113.

Tapp, M. C. and White, P. W. 1976: A non-hydrostatic mesoscale model. Quart. J. R. Met. Soc. 102, 277–296.

Thorpe, S. J. and Guymer T. H. 1977: The nocturnal jet. Quart. J. R. Met. Soc. 103, 633–653.

Vergeiner, I. 1975: A numerical model of three dimensional, mountain-induced gravity wave flow. Rivista Haliana di Geof. 1, 15–31.

Vergeiner, I. 1976: Föhn und Leewellenströmung in einem drei-dimensionalen numerischen Modell. Ber. mat.-med. Ver. Innsbruck 63, 11–56.

Wallbaum, F. 1978: FITNAH II, Rechnungen mit der eindimensionalen Version. Vorhaben Met. Sim. Oberheingebiet Nr 9 Bonnenberg + Drescher Ingenieurgesellschaft mbH+CO.KG Aldenhoven/Jülich.

Wippermann, F. 1973: The planetary boundary layer of the atmosphere. Annalen der Meteorologie Nr. 7 Deutscher Wetterdienst.

Wippermann, F. 1977: FITNAH I. Beschreibung der Modell-Version I (Shallow water equations). Vorhaben Met. Sim. Oberheingebiet Nr 3. Bonnenberg + Drescher Ingenieurgesellschaft mbH + Co.KG. Aldenhoven/Jülich.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 84. évf. 6. szám. 1980. november – december
Periodical of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 84. No 6. Nov – Dec 1980. Budapest

Biexponenciális rádiós törésmutató modell a Kárpát-medence térségére

SIMON ANTAL, *Központi Meteorológiai Intézet, Budapest Pf. 38. 1525*

Biexponential radio refractive index model for the area of the Carpathian basin. The study examines the vertical distribution of the radio refractive index by means of models and of values measured in the troposphere. In the troposphere the simple exponential model can be used as a first approach, considering that the altitude distribution computed by the biexponential refractive index model fits considerably better and with less standard deviation to the measured values. The paper compares the results obtained with literary data and it gets a good conformity to the vertical distribution valid in other areas. For every month of the year and every part of the day the vertical distribution of the refractive index can be computed up to the required height of the troposphere by means of the determined and given in tables parameters of the biexponential model applicable properly in the Carpathian basin. The model is appropriate with good results for planning VHF and microwave radio links or for reducing the distance – and height errors of the radar equipments.

*

Biexponenciális rádiós törésmutató modell a Kárpát-medence térségére. A tanulmány a rádiós törésmutató vertikális eloszlását vizsgálja a troposzférában mért értékek és modellek segítségével. Az egyszerű exponenciális modell az alsó légkörben első közelítésként használható, tekintettel arra, hogy a biexponenciális törésmutató modellel számított magassági eloszlás lényegesen jobban és kisebb szórással illeszkedik a mért értékekhez. A kapott eredményeket a dolgozat irodalmi adatokkal is összeveti és jó egyezést kap más területekre érvényes vertikális eloszlásokkal. A Kárpát-medencében jól alkalmazható biexponenciális modell meghatározott és táblázatokban megadott paramétereivel az év minden hónapjára és napszakára kiszámítható a törésmutató függőleges eloszlása a troposzféra kívánt magasságáig. A modell eredményesen alkalmazható az ultrarövid- és mikrohullámú rádióösszeköttetések tervezésénél, vagy radar-berendezések távolság- és magasság-hibáinak csökkentésére.

*

A légköri rádiós törésmutató gradiens időbeli változásának részletes ismerete igen fontos a nem-optikai úton terjedő ultrarövid- és mikro-rádióhullámok terjedése szempontjából. Gyakorlati számításoknál a törésmutatót a vizsgált útvonal mentén kellene ismerni, vagy struktúráját mérni a légköri hatások pontos földerítéséhez. Ilyen célra értékes és igen megbízható információk szerezhetők a mikrohullámú refraktométeres magassági szondázások adataiból (*Barthon* és *Unthank*, 1973), de a felhasználást a mérési technika nehézségei korlátozzák. E területen azonban a hosszú sorozatú meteorológiai adatok statisztikai értékelésével is sok probléma megoldható. Példa erre az ultrarövid- és mikrohullámok horizonton túli terjedésének évszakos változásaira a törésmutatóval kapott pozitív korreláció. Sok feldolgozáshoz szükséges a rádiós törésmutató átlagértékeinek ismerete a földfelszín fölött, mint a helynek és évszaknak a függvénye. Korábbi vizsgálataink e feladatra irányultak (Simon,

1979). A jelen tanulmány a törésmutató Kárpát-medence fölötti eloszlásának matematikai modelljét kívánja részletezni. A kapott eredményeik jól felhasználhatók a radar berendezések magasság- és távolságmérési hibáinak csökkentéséhez is.

1. Exponenciális törésmutató modell

A légköri törés hatását a rádióhullámok terjedésére általában az effektív földsugár értékével tárgyalják, amely általában nagyobb a valódi értéknél. Ez a felfogás hozzásegített az adott útvonal mentén végzett térerősség-számítás egyszerűsítéséhez, mivel a probléma egy hipotetikus görbületű földfelszín fölötti, egyenesvonalú terjedésre volt redukálható. Az effektív földsugár a valódinak k-szorosa, és az alábbi formulával adható meg (*Bean—Dutton*, 1966):

$$a' = a \,.\, k, \tag{1}$$

ahol

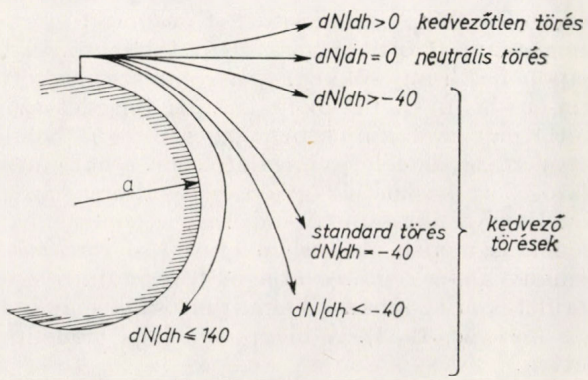
$$k = \left(1 + \frac{a}{n} \,.\, \frac{dn}{dh}\right)^{-1}. \tag{2}$$

Az (1) és (2)-ben a' az effektív földsugár (km), a a valódi földsugár (6370 km), n a törésmutató — a Kárpát-medencében *Simon* (1979) szerint átlagosan $n = 1{,}000325$ —, dn/dh a törésmutató vertikális gradiense (standard légkörben $-40 \,.\, 10^{-6}$/km).

A dn/dh — vagy módosított törésmutatóval fölírva dN/dh — értéke, amelytől alapvetően függ a k, illetve az a' értéke, az *1. ábrán* látható módon befolyásolja a légkörben haladó rádióhullámokat (*Cydypov*, 1977). A felhasználhatóság szempontjából *kedvezőtlen törésről* beszélünk, ha $(dN/dh) > 0$, míg *kedvező törés*ről, ha $(dN/dh) < 0$. Ha a törésmutató gradiens éppen egyenlő zéróval, *neutrális* vagy *indifferens törés* áll elő. A törésmutató-gradiens értéke szoros összefüggésben van az alsó légkör hőmérsékleti és nedvesség rétegződésével. Ha a törésmutató-gradiens értéke eléri a — 140/km értéket, az ún. *duct* hatás lép föl, azaz a talaj és az igen markáns inverziós réteg együttesen mint „hullámvezető" működik. A szélsőséges értékű törésmutató nem engedi kilépni az inverzió alatti rétegből a rádióhullámokat, s létrejön az igen nagytávolságú, horizonton túli hullámterjedés. A duct hatás két egymás fölötti inverziós rétegben is létrejöhet.

Standard légkörben a $k = 1{,}33$ és az effektív földsugár $a' = 8500$ km, amit 4/3-os földsugárnak szokás nevezni.

A bemutatott számítási eljárás a viszonylag nagy függőleges távolság



1. ábra. A rádiós törésmutató-grandiensek jellemző értékei a hozzájuk tartozó törésmódokkal

miatt magában rejti azt a föltételezést, hogy az alsó egy kilométerben az n lineárisan csökken a magassággal. E föltételezés használhatóságát a gyakorlatban számos példa bizonyítja. A megfigyelések szerint azonban a törésmutató (n) a magassággal inkább exponenciálisan változik. A *CCIR* (1972) standard vonatkoztatási légköri törésmutató modellnek az alábbit ajánlja:

$$N_h = N_s e^{-bh}, \tag{3}$$

ahol N_s és N_h a törésmutató $(n-1).10^6$-od része a talajon és h magasságban. Az N_s és b értékeket elsősorban meteorológiai adatokból, statisztikai eljárással lehet megállapítani a különböző klima-körzetekre. Az előforduló klima-körzetekben az N_s értéke 250 – 400 között, b értéke pedig 0,12 – 0,19 között változik.

A Kárpát-medence átlagos meteorológiai magassági adatai alapján a standard vonatkoztatási légkörre $N_s = 317{,}2$ és $b = 0{,}136$ évi átlagértékeket határoztunk meg. Ezekkel az értékekkel közelíthető legjobban a standard légkör táblázatokból (45°N) számított törésmutató vertikális eloszlása. Az N_s és b paraméterek értékei nemcsak a törési hatások figyelembevétele szempontjából, hanem általános klimatológiai szempontból is fontosak.

Az exponenciális törésmutató modell és a refraktométeres mérések, illetve a rádiószondás mérések adatainak összehasonlításából kiderült, hogy az exponenciális modell esetében a magasság növekedésével a hiba értéke egyre nagyobb lesz.

2. *Biexponenciális törésmutató modell*

Miután az utóbbi időben már a műholdak magasságáig szükséges számítani a rádióhullámok térerősségét, nem engedhető meg a törésmutató egyszerű figyelembevételéből származó növekvő értékű hiba beépítése a számítási modellekbe. A műholdakkal történő rádióösszeköttetésekhez a légkör teljes és lehetőleg valós törésmutatójának ismerete szükséges.

A troposzféra rádiós törésmutatójának függőleges változását egyes földrajzi körzetekben a biexponenciális törésmutató modell már sokkal jobban megközelíti, mint az egyszerű exponenciális modell. Mindamellett ez utóbbi modell, eredményesen használható a talajközeli néhány kilométeres légrétegben, ahol a törésmutató talajközeli értéke a magassággal igen gyorsan csökken. Korábban a gyakorlati problémák egyszerű megoldhatósága vezetett az ún. „háromrészes légkör-modell" kifejlesztéséhez (*Srivastava-Pathak*, 1969), amelynél az N módosított törésmutató az 1 km-es magasságig lineárisan csökkent. A modell 1 km-től kezdődően szintén exponenciális csökkenést tételezett föl 105 N módosított törésmutató értékig, amely általában 9 km tengerszint fölötti magasságban található. E fölött aztán az N értéke újra exponenciálisan csökken. A háromrészes légköri modell különösen a 150 – 200 km-en belüli pont – pont közötti terjedés számításában előnyös, ahol gyakorlatilag az 1 km-es függőleges rétegen belül marad a kisugárzott energia nagy része. Elméleti vizsgálatokban e háromrészes modell nehezen alkalmazható, ezért használják gyakran továbbra is az egyszerű exponenciális modellt, amelynél a talajszinttől indul az exponenciális csökkenés. Az egyszerű exponenciális modell elsősorban mint *első közelítés* használható fel a talaj fölötti néhány km-es légréteg átlagos törésmutató eloszlásának vizsgálatára, trópusi területeken azonban alkalmazhatósága már kis magasságokon belül is kétséges (*Misme*, 1958). A biexponenciális modellt *Bean* és *Dutton* (1966) ismertették.

Tudjuk, hogy a rádiós törésmutató kialakításában a hőmérséklet- és nedvesség-eloszlás szerepe döntő. A rádiós törésmutató két összetevőre bontható fel:

$$N_h = \frac{77{,}6}{T}\left(p + 4810\frac{e}{T}\right) = 77{,}6\frac{p}{T} + 373256\frac{e}{T^2} = D + W \qquad (4)$$

A D a rádiós törésmutató „száraz", míg a W a „nedves" összetevőjét jelöli. T az abszolút hőmérséklet K-fokban, p a légnyomást, végül e a parciális gőznyomást jelöli mbar-ban vagy hektopascal-ban.

Az összetevőkre bontás után föltételezzük, – amit a gyakorlat is bizonyít –, hogy a száraz és nedves összetevő külön-külön is exponenciálisan változik a magassággal, vagyis felírható:

$$N_h = D_0 \exp\left(\frac{h}{H_D}\right) + W_0 \exp\left(-\frac{h}{H_W}\right) = D + W \qquad (5)$$

A D_0 és W_0 a talajmenti törésmutató (N_s) száraz és nedves összetevője, a H_D és H_W skálaértékek.

A skálaérték úgy is definiálható, mint egy olyan h magasság, amelyben a D_0 és W_0 talajközeli érték az $1/e$ részére csökken. A száraz és nedves összetevő külön is kezelhető, vagyis

$$\left.\begin{aligned} \log D &= \log D_0 - \frac{h}{H_D}\log e \\ \log W &= \log W_0 - \frac{h}{H_W}\log e \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

A H_D és H_W skálaértékek ezután a (4) és (6) segítségével meghatározhatók.

3. A biexponenciális törésmutató modell együtthatóinak reprezentatív értékei

A biexponenciális törésmutató modell együtthatóinak kiszámításához az OMSZ *Évkönyvei*nek C köteteiből (1961 – 1970) a budapesti és a szegedi rádiószondázások adataival előállított tényleges rádiós törésmutató értékeket használtuk föl.

A feladat megoldása során először a D és W értékeket számítottuk ki a (4) összefüggés segítségével, majd ezek felhasználásával a H_D és H_W skálaértékeket a (6) igénybevételével, végül a rendelkezésre álló együtthatókkal most már a biexponenciális modell alkalmazásával a ΔN-t, vagyis az alsó 1 km-re eső átlagos törésmutató-gradienst. A számításokat mind a négy rádiószondázási főterminusra (00, 06, 12, 18 GMT) és minden hónapra végrehajtottuk.

Az *I. táblázat*ban – a biexponenciális törésmutató modell alkalmazhatóságához szolgáló – 00, 06, 12 és 18 GMT-kor érvényes együtthatók havi értékei szerepelnek. A táblázatban a talajmenti törésmutató (N_s), a törésmutató száraz (D_0) és nedves (W_0) talajmenti összetevők, valamint az alsó 1 km-re eső törésmutató-gradiens (ΔN) N egységben, a H_D és H_W skálaértékek pedig km-ben vannak megadva.

A táblázatok adatainak összehasonlításával átfogó képet kapunk a Kárpát-medence rádiós törésmutató és törésmutató-gradiensének napi és évszakos változásairól. A nagyobb távolságú hullámterjedést biztosító gradiensek, pl. $(dN/dh) < -40$/km, a táblázatok tanúsága szerint a nyári hónapokban az éjszakai s főleg a hajnali órákban gyakoriak. Ez az eredmény összhangban van a gyakorlati megfigyelésekkel.

I. TÁBLÁZAT

A biexponenciális törésmutató modell számításához szükséges paraméterek, valamint az alsó 1 km-es légrétegre vonatkozó törésmutató gradiens (ΔN) értékei Budapesten 00, 06, 12 és 18 GMT-kor. A σ a középérték szórása

	N_S	D_O	W_O	H_D	H_W	ΔN
			00 GMT			
Január	308,54	288,41	20,13	8,96	4,53	−34,45
Február	309,16	284,04	25,12	9,35	3,01	−35,91
Március	309,89	280,37	29,52	9,63	2,77	−36,60
Április	313,40	273,69	39,71	9,91	2,72	−38,49
Május	321,46	270,61	50,85	10,04	2,89	−40,53
Június	332,71	267,50	65,21	10,15	2,91	−44,06
Július	330,49	263,67	66,86	10,64	2,98	−42,67
Augusztus	333,19	266,82	66,37	10,10	3,09	−43,50
Szeptember	329,16	270,03	59,13	9,93	2,90	−43,12
Október	321,07	275,29	45,78	9,57	3,18	−39,67
November	315,81	278,67	37,14	9,42	3,50	−37,30
December	309,50	285,12	24,38	9,13	3,59	−35,51
Közép	319,53	275,35	44,18	9,74	3,17	−39,32
$\pm\sigma$	9,78	7,99	17,42	0,48	0,50	3,43
			06 GMT			
Január	308,37	289,06	19,31	8,90	5,06	−34,18
Február	308,89	284,91	23,98	9,24	3,31	−35,48
Március	310,27	281,74	28,53	9,45	2,99	−36,40
Április	314,02	274,80	39,22	9,79	2,91	−38,09
Május	322,08	271,04	51,04	10,02	2,81	−41,03
Június	331,97	266,95	65,02	10,26	2,82	−44,20
Július	333,75	266,42	67,33	10,16	2,84	−44,96
Augusztus	333,24	266,79	66,45	10,04	2,97	−44,29
Szeptember	328,23	270,85	57,38	9,76	3,16	−41,94
Október	321,86	277,17	44,69	9,34	3,44	−39,42
November	315,04	278,64	36,40	9,35	3,77	−36,74
December	309,28	284,88	24,40	9,18	4,02	−34,78
Közép	319,75	276,10	43,65	9,62	3,38	−39,29
$\pm\sigma$	10,05	7,87	17,66	0,44	0,67	3,91
			12 GMT			
Január	307,94	286,37	21,57	9,19	3,32	−35,14
Február	307,49	281,25	24,24	9,70	3,11	−36,22
Március	306,93	276,38	30,55	10,22	2,66	−35,34
Április	307,75	268,06	39,69	10,86	2,68	−35,94
Május	315,63	264,85	50,78	10,96	2,75	−38,58
Június	324,89	261,52	63,37	11,25	2,91	−40,67
Július	324,72	260,44	64,28	11,24	2,95	−40,65
Augusztus	325,33	260,97	64,36	11,13	3,09	−40,22
Szeptember	322,38	264,63	58,05	10,79	2,86	−40,25
Október	314,60	270,79	43,71	10,21	3,27	−36,81
November	314,49	275,71	38,78	9,82	3,00	−37,69
December	309,45	283,43	26,02	9,34	3,05	−36,05
Közép	315,13	271,20	43,79	10,39	2,97	−37,80
$\pm\sigma$	7,44	9,22	16,20	0,75	0,21	2,17

18 GMT

Január	308,55	286,55	21,70	9,15	3,38	−35,25
Február	311,78	282,09	29,69	9,55	2,36	−38,30
Március	308,71	277,17	31,54	10,02	2,57	−36,49
Április	309,24	268,83	40,41	10,61	2,70	−36,69
Május	315,93	265,43	50,50	10,80	2,82	−38,55
Június	326,45	262,35	64,10	10,96	2,88	−41,68
Július	325,24	260,81	64,43	10,99	3,06	−40,65
Augusztus	328,37	261,63	66,74	10,86	2,95	−42,20
Szeptember	325,57	266,07	59,50	10,52	2,79	−41,75
Október	320,07	271,81	48,26	10,02	2,81	−40,27
November	315,91	276,97	38,94	9,63	3,15	−37,91
December	309,62	284,36	25,26	9,22	3,30	−35,83
Közép	317,12	272,03	46,09	10,19	2,90	−38,80
$\pm\sigma$	7,71	9,25	16,16	0,68	0,29	2,46

Az I. táblázatba foglalt együtthatókkal és a biexponenciális modell, tehát az (5) összefüggés felhasználásával minden időszakra és hónapra számítható a troposzféra teljes vastagságában a rádiós törésmutató értéke.

4. Az exponenciális és biexponenciális törésmutató modellek összehasonlítása mért értékekkel

Annak tisztázására, hogy adott környezetben — esetünkben a Kárpát-medencében — milyen rádiós törésmutató modell alkalmazható, célszerű az összehasonlítás a ténylegesen mért értékekkel. A *II. táblázat*ban a kerek kilométerekre átszámított, mért törésmutató adatok mellett az exponenciális és biexponenciális modellekkel számított törésmutató értékeket is feltüntettük. Az adatok szerint a mért törésmutató értékektől a — mért értékekből előállított együtthatókkal — számított exponenciális és biexponenciális rádiós törésmutatók magassági eloszlásai többé-kevésbé eltérnek. Az eltérések mértékét a mért értékek %-ában a *III. táblázat*ban adjuk meg. Ez a táblázat mind egyedi értékeivel, mind közép- (k) és szórás (σ) értékeivel bizonyítja, hogy *a biexponenciális modellel számított eloszlások* (3. és 4. oszlop) *lényegesen jobban illeszkednek, mint az egyszerű exponenciális modell értékei.* Az exponen-

II. TÁBLÁZAT

A rádiós törésmutató (N) értékek változása a magassággal 00 GMT-kor mért és modellekkel számított értékek alapján

Km	Budapest mért adat	Szeged mért adat	Exponenciális légkör	Budapest biexp. m.	Szeged biexp. m.
0	319,53	319,99	317,19	319,53	319,99
1	284,80	284,00	276,87	279,62	280,09
2	248,10	246,83	241,65	246,16	246,28
3	218,40	218,10	210,92	217,76	217,37
4	190,00	191,70	184,10	193,40	192,42
5	169,80	169,60	160,69	172,32	170,86
6	151,40	151,90	140,26	153,93	152,02
7	135,44	136,03	122,43	137,79	135,49
8	120,13	121,02	106,86	123,55	120,94
9	106,88	106,40	93,27	110,92	108,08
10	95,10	93,55	81,41	99,69	96,68

ciális modell 15%-kal is eltérhet a valódi értéktől, míg a biexponenciális modell 5%-nál nagyobb eltérést nem mutatott. Az egyszerű exponenciális modell átlagos eltérése több mint kétszerese a biexponenciálisénak. Mindkettőnek hibája, hogy még a tízévi meteorológiai középértékekben is megmaradó talajfölötti inverziót nem tudják jól reprodukálni. A százalékos összehasonlításból az is kitűnik, hogy a szegedi mért értékekhez a biexponenciális modell értékei kisebb eltéréssel és szórással simulnak, mint a budapesti méréseknél. A két

III. TÁBLÁZAT

Az exponenciális és biexponenciális rádiós törésmutató modellek %-os eltérése a rádiószondás mérésekből számított törésmutató eloszlásoktól (minden adat a mért értékek %-ában); k a %-os eltérések középértéke, σ pedig a középértékek szórása

Km	1	2	3	4
0	0,73	0,88	0,00	0,00
1	2,78	2,51	1,82	1,38
2	2,60	2,10	0,78	0,22
3	3,43	3,29	0,29	0,33
4	3,11	3,96	−1,79	−0,40
5	5,37	5,25	−1,48	−0,74
6	7,36	7,66	−1,67	−0,08
7	9,61	10,00	−1,74	−0,40
8	11,05	11,70	−2,85	−0,06
9	12,73	12,34	−3,78	−1,58
10	14,40	12,98	−4,83	−3,35
$\bar{k}$	6,65	6,61	−1,39	−0,43
$\pm\sigma$	4,65	4,49	2,00	1,21

1 Bp. mért – exponenciális
2 Szeged mért – exponenciális
3 Bp. mért – biexp.
4. Szeged mért – biexp.

állomás adatai közötti eltérés fizikai okát csupán a közöttük levő földrajzi távolsággal nehéz megmagyarázni. Az összehasonlításba vont mérések adatai mind a 00 GMT-s, tehát besugárzás mentes időszakra vonatkoznak, amikor a rádiószondáknak minimális a sugárzási hibája.

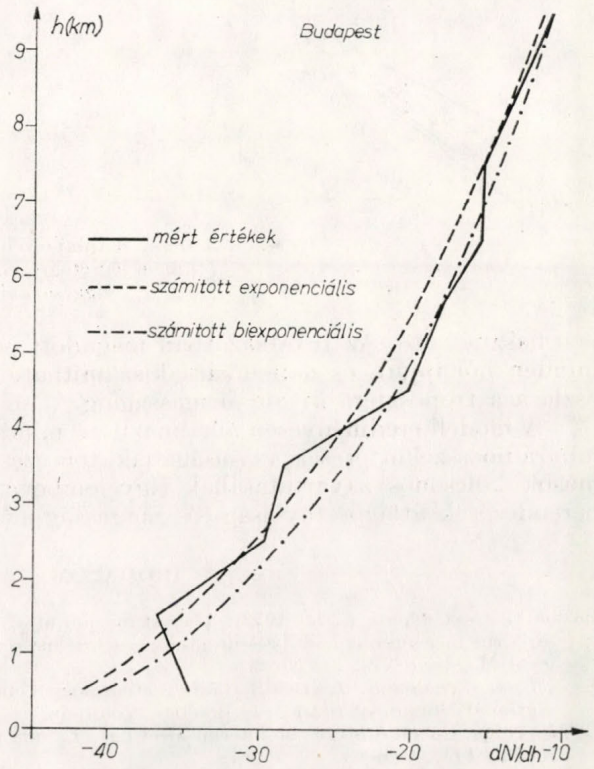
A *2. ábrán* a budapesti mért és a két modellel számított törésmutató-gradiensek magassági változását grafikusan hasonlítjuk össze. A modell-gradiensek eltérései a mért értékektől szintén alátámasztják az előzőkben megállapított tényeket. A törésmutató mért és számított értékei kevésbé különböznek egymástól, mint a mért és számított törésmutató-gradiensek.

A továbbiakban *Srivartava-Pathak* (1969) munkája alapján hasonlítottuk össze a közölt H_D és H_W skálaértékeket a kiszámított budapesti skálaértékekkel:

	H_D	H_V
Canton Island	9,4	2,0
New Delhi (közép)	9,2	2,7
Madras (közép)	9,1	2,4
USA (területi, évi közép)	9,0	2,5
Isachson (Canada, Artic)	6,3	6,5
Budapest	9,9	2,1

A különböző földrajzi helyekre érvényes H_D és H_W értékek közé tehát a saját adatok jól illeszkednek.

Végül a *3. ábrán* még egy további összehasonlítás eredményét mutatjuk be a számított saját és más területekre publikált törésmutató adatok között. Az ábrán a közepes N_s talajközeli törésmutató és az alsó 1 km vastag légrétegre vonatkozó, a biexponenciális modellel számított közepes ΔN összefüggést ábrázoltuk. Ugyancsak felrajzoltuk a Brit-szigetek és Franciaország (Trappes), valamint az USA területére érvényes megfelelő adatpárok összefüggését (*Lane*, 1961). A két paraméter kapcsolatát jelölő egyenesek az európai



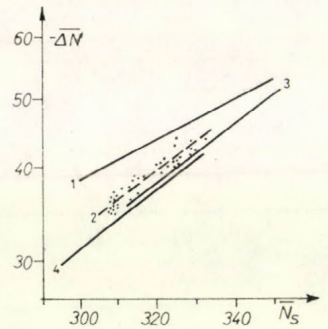
2. ábra. A rádiós törésmutató-grandiensek függőleges változása mért, és az exponenciális és biexponenciális modellel számított értékek alapján

adathalmazoknál párhuzamosak, tehát a különböző területekre kapott adatokat azonos törvényszerűségek szabályozzák. A párhuzamos egyenesek egymástól való távolsága a klímaterületek különbözőségével magyarázható. A talajközeli törésmutató, illetve a gradiens értékközök (egyenesek) hossza szintén a helyi klíma függvénye. Az Egyesült Államokra jellemző egyenes meredeksége valószínűleg azért tér el némileg az európai állomásokétól, mivel az egyenest az USA teljes területéről származó adatok középértékeiből állították elő, tehát igen különböző klímaterületek adatait átlagolták.

5. Következtetések

Az elvégzett vizsgálat szerint a biexponenciális törésmutató modell a Kárpát-medence térségében jó közelítését adja a mért törésmutató eloszlásá-

nak. A talajközeli inverzió hatása közvetlenül és teljes mértékben e modellel sem vehető figyelembe, ennélfogva a modell elsősorban a teljes troposzféra törésmutatójának átlagos leírására használható fel. Nagyobb gyakoriságú inverzió időszakában a közvetlen mérést nem lehet pótolni a modellel számított értékekkel, amennyiben konkrét egyedi esetekre kívánjuk a számításokat végezni, illetve az adatokat felhasználni. Tervezésnél, előzetes térerősségszámításnál viszont a biexponenciális modell más eljárásoknál sokkal eredményesebben használható. Az I. táblázatban megadott paraméterek segítségével az év minden hónapjára és napszakára kiszámítható a törésmutató függőleges eloszlása a troposzféra kívánt magasságáig.



3. ábra. A talajközeli rádiós törésmutató (N_S) és az alsó 1 km-es légrétegre vonatkozó törésmutatógradiens összefüggése különböző földrajzi helyeken

A modell eredményesen alkalmazható mind az ultrarövid- és mikrohullámú rádióösszeköttetések távolságának tervezésénél, mind a távolabbi állomások kölcsönös zavartatásának figyelembevételénél, mind pedig a radarberendezések átlagos távolság- és magasság-mérési hibáinak csökkentésénél.

IRODALOM

Barton I. J. – Unthank E. L. (1973): The estimation of atmospheric water vapor content from airborne measurements of pressure, temperature and refractive index. Australian Meteorological Magasine Vol. 21. No 2.

Bean B. R. – Dutton E. J. (1966:) Radio meteorology Central Radio Propagation Laboratory, National Bureau of Standerds Boulder, Colorado.

CCIR (1972): Conclusions of the interim meetings of study group 5. (Propagation in non-ionised media) ITU, Geneva.

Cydypov, Cs. C. (1977): Raszprosztranenje ultrakoretkih radiovoln. Izdetelsztvo NAUKA, Novoszibirszk.

Lane J. A. (1961): The radio refractive index gradient over the British Isles. Journal of Atmospheric and Terrestrial Phisics Vol. 21. 157 – 166.

Misme P. (1957): Essai de radioclimatologie dans le nord de la France. Annales des télécommunications, T. 13. Vol. 11 – 12. 303.

Országos Meteorológiai Szolgálat. Központi Meteorológiai Intézet *Évkönyvei C. kötet* 2. rész. 1961 – 1970. Budapest.

Simon A. (1979): Az alsó-troposzféra rádiós törésmutatója. Időjárás 83. évf. 6. szám 320 – 331.

Srivastava H. N. – Pathak R. B. (1969): Biexponential model of radio refractive index over India. Indian Journal of Meteorology and Geophysic Vol. 20. No 2. 123 – 126.

IRODALOM

ESKINAZI, S. **Fluid mechanics and thermodynamics of our environment.** *(Környezetünk hydro- és termodinamikája).* Academic Press, New York, San Francisco, London, 1975. 422 old.

S. *Eskinazi*, a syracusai (USA) egyetem mechanikai és repülési-űrtechnikai tanszékének professzora könyvében kísérletet tesz a Föld – légkör – óceán rendszer komplex hidrodinamikai és termodinamikai ismertetésére. A szerző célkitűzése igen értékes abból a szempontból, hogy a közvetlen környezetünket alkotó, és már hosszabb idő óta felismerten egységes geodinamikai rendszer szintetikus hidro-termodinamikai leírását kívánja nyújtani. Egy ilyen munka hézagpótló jelentőségűnek is tekinthető, mert – bár nagy számú mű foglalkozik külön-külön a légkör, az óceánok és a szilárd felszín áramlási és hőcsere folyamatainak dinamikájával –, hiány mutatkozik az olyan művekben, amelyek a környezeti rendszer *egészét* kívánják ilyen szempontból leírni.

A mű a környezeti rendszer fő összetevőinek, a Földnek, a légkörnek és az óceánoknak a rövid fizikai leírásával kezdődik. A második fejezetben a szerző – rendszerelméleti keretbe illesztve – megismertet a geodinamikai rendszer mechanikai és termodinamikai leírásához szükséges alapfogalmakkal: a legfontosabb állapothatározó mennyiségekkel (sűrűség, hőmérséklet, nedvesség, nedves hőmérséklet fogalma), a földi gravitációs erőhatást leíró mennyiségekkel (nehézségi erőtér-gyorsulás, geopotenciál), valamint az ezeket összekapcsoló legegyszerűbb összefüggésekkel (állapotegyenlet kompresszibilis és inkompresszibilis közegekre, a hidrosztatikai egyenlet). A harmadik fejezet a földi rendszer hőcsere folyamataival, s a rendszer egyes összetevőinek termodinamikai energiamérlegével kapcsolatos ismereteket foglalja össze. A szerző nagy figyelmet szentel a légkör üvegházhatásának és következményeinek.

A negyedik fejezetben a szerző a környezeti rendszert a mozdulatlanság, a sztatikai egyensúly állapotában írja le. Kitér a hidrosztatikai egyensúlyt létrehozó alapvető erőfajtákra, a nyomás és a sűrűség függélyes eloszlására a hidrosztatikus állapotú légkörben és óceánokban. Foglalkozik a termodinamikai egyensúly állapotával, az adiabatikus állapotváltozásokkal, a hidrosztatikai egyensúly stabilitásával és a konvektív függélyes átviteli folyamatokkal. Ismerteti a potenciális hőmérséklet fogalmát és a környezeti rendszerben lezajló termodinamikai folyamatok fázisdiagramokon történő ábrázolásának módszereit. A viszonylag rövid ötödik fejezet a felületi erőhatásokkal, a két közeg, ill. két fázis közötti határfelületen létrejövő egyensúly feltételeivel, valamint a fázisátmeneti folyamatokkal foglalkozik.

A hatodik fejezet a környezeti rendszernek a mozgás állapotában történő dinamikai leírását készíti elő, ugyanis tárgya a légkörben és az óceánokban létrejövő áramlások kinematikája. Bevezeti a szerző a legfontosabb kinematikai alapfogalmakat (áramfonalak, áramlási cső, áramlási felület) ismerteti a kontinuitási egyenletet, bevezeti az áramlást jellemző differenciális mennyiségeket és az áramlások lineáris felbontását. Ezután részletesen foglalkozik a földi légkör és hidroszféra legjellemzőbb mozgásformájának, az örvénymozgásnak a kinematikai jellemzőivel, és eljut a földforgásnak a légkör-óceán rendszerben kialakuló áramlásokra gyakorolt módosító hatásáig.

A hetedik fejezet a környezeti rendszer dinamikai leírásának alapjait foglalja egységbe. A geodinamikai rendszerben fellépő valóságos és látszólagos gyorsulások és a ható erők összekapcsolásával a szerző levezeti a környezeti rendszer alapvető dinamikai egyenleteit (mozgásegyenletek), átírja ezeket az örvényesség felhasználásával, megismertet az egyenletekben fellépő tagok nagyságrendi analízisének alapjaival, végül a turbulenciaelméleti alapfogalmakat ismerteti. A fejezet a légkör és az óceánok dinamikai modelljeiről szóló rövid ismertetéssel zárul. A nyolcadik fejezet a hagyományos geosztrofikus áramlási elméletet ismerteti, kitérve az örvényesség megmaradási tételére és a Rossby-hullámok elméletének alapjaira is. A kilencedik fejezet a légköri és óceáni határrétegek mechanikai tulajdonságait, a súrlódás hatását és a határrétegekben fellépő turbulens kicserélődési folyamatokat tárgyalja. A könyv utolsó, tizedik fejezete a különösen

érdeklődésre számot tartó környezeti folyamatok elméleti mechanikai leírását foglalja magában, mint amilyen pl. a hő- és a szennyezőanyagok terjedése pontszerű forrásból, a hurrikánok dinamikai modellje, a szél által keltett óceáni cirkuláció Munk-féle modellje stb.

A könyvet két függelék egészíti ki. Az első a környezeti rendszer dinamikai leírásához szükséges vektorszámítási, differenciálgeometriai és térelméleti matematikai alapfogalmak és alapképletek jól áttekinthető, enciklopédiaszerűen használható összefoglalása. A második függelék a könyvben előforduló fizikai mennyiségek mértékegységein kívül a standard-légkörök adatait, valamint néhány fontos légköri állapothatározó függőleges eloszlásának évszakos átlagértékeit tartalmazza.

A könyv összefoglaló értékeléseként a következőket mondhatjuk: A szerző témaválasztása, a könyv koncepciója minden kifogás fölött áll. Sajnos, a szerző nem mindenütt tudta ezt a rendkívül nagy témakört felölelő művet kellő mélységű tartalommal kitölteni. A könyv jó részében a közölt információ színvonala és csoportosítása nem haladja meg azt a szintet, amelyet az élvonalbeli dinamikus meteorológiai tárgyú monográfiák már 15—20 évvel ezelőtt elértek. A könyv elolvasása után azt érezzük, hogy ez a munka akkor emelkedhetett volna — célkitűzésének megfelelően — a dinamikus meteorológiai, ill. dinamikus oceanológiai tárgyú művek fölé, ha a szerző eltekintett volna a dinamikus meteorológia hagyományos anyagfelosztásától és a légkör—óceán rendszer komplexebb dinamikai leírását próbálta volna adni.

Így lényegében egy jól megírt, hagyományos felosztású dinamikus meteorológiai monográfiát tartunk kezünkben, amely dinamikus oceanológiai utalásokat is tartalmaz. A könyv anyaga jól áttekinthető, ez és a számos szép kivitelű ábra segíti elő a mű kézikönyvként való használatát.

Práger Tamás

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 szemlecikkek lehetnek. A közlés nyelve: magyar vagy angol. A kettes sortávolsággal gépelt kéziratok két példányban küldendők be a következő címre: **Időjárás Szerkesztősége Budapest, Pf. 38. 1525**

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

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

Összefoglalás: 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 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 kérdései. *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, kontrasztos 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 authors(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 if 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 59*, 65—70. For a book: the name(s) of author(s), year, title of book, publicher, 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. Photograps 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 free **reprints** free of charge. Additional reprints may be ordered at the authors expense when submitting the manuscript.

AZ ORSZÁGOS METEOROLÓGIAI SZOLGÁLAT HIVATALOS LAPJA

A szerkesztésért felel: dr. Szepesiné Lőrincz Anna

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

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

80.3039 Athenaeum Nyomda, Budapest — Íves magasnyomás
Felelős vezető: Soproni Béla vezérigazgató

Előfizetés: 1 évre 180 Ft. Megrendelhető: Az Országos Meteorológiai Szolgálat Pénzügyi osztályán
Budapest, Kitaibel Pál utca 1. 1024. Levélcím: Budapest, Pf. 38. 1525. Megjelenik kéthavonként. Egyes szám ára: 30 Ft

INDEX: 26 361

HU ISSN 0324—6329