

IDŐJÁRÁS

ORSZÁGOS METEOROLÓGIAI SZOLGÁLAT FOLYÓIRATA
 95. ÉVF. * 4. SZÁM * 1991. JULY - AUGUST

TARTALOM

CONTENTS

<i>E. Cechová and N. Klimperová:</i> Meteorológiai effektusok szerepe a légkör szögmen- tumának szabályos fluktuációiban és a nap hosszának változásában.	141
<i>M. Unkasevic:</i> A növényállomány albedó fel- színi folyamatokra gyakorolt hatásának modellezése	153
<i>Z. Dunkel, K. Pásztor and Cs. Tiringér:</i> A fel- színhőmérséklet napi menetének számí- tása egyszerűsített energiaegyensúlyi modellel	170
<i>Bodolainé Jakus E., Tünczer T.:</i> Instabilitási vonal regionális ciklonban	178
<i>Gyenes L.:</i> Radioaktív anyagok nagy távolsá- gú terjedése.....	186
<i>Irodalom</i>	196
<i>Atmospheric Environment</i> folyóirat 25A évf. 3/4 (1991); 25A évf. 5/6 (1991); 25A évf. 7 (1991) és 25A évf. 8 (1991) számának tartalomjegyzéke.....	198

<i>E. Cechová and N. Klimperová:</i> Meteorologi- cal effects on regular fluctuations of the atmosphere angular momentum and changes in the length of the day	141
<i>M. Unkasevic:</i> Modelling effect of various plant stand albedos on surface processes	153
<i>Z. Dunkel, K. Pásztor and Cs. Tiringér:</i> Calcu- lation of diurnal variation of surface temperature using a simplified energy balance model	170
<i>Bodolainé Jakus, E., Tünczer, T.:</i> Instability line in a regional cyclone	178
<i>Gyenes, L.:</i> Investigation of long range tran- sport of radioisotopes in the atmosphere	186
<i>Literature</i>	196
Contents of journal <i>Atmospheric Environment</i> Vol. 25A No. 3/4 (1991); Vol. 25A No. 5/6 (1991); Vol. 25A No. 7 (1991) and Vol. 25A No. 8 (1991)	198

JOURNAL OF THE HUNGARIAN METEOROLOGICAL SERVICE

VOL. 95 * NO. 4 * JULY - AUGUST 1991

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata
Journal of the Hungarian Meteorological Service

Felelős szerkesztő – Editor-in-Chief

MÉSZÁROS ERNŐ

Szerkesztő – Editor

TÄNCZER TIBOR

SZERKESZTŐ BIZOTTSÁG – EDITORIAL BOARD

ANTAL E. (Budapest)	MAJOR GY. (Budapest)
BOTTENHEIM, J. (Downsview, Ont.)	MILOSHEV, G. (Sofia)
CZELNAI R. (Geneva)	MÖLLER, D. (Berlin)
DÉVÉNYI D. (Budapest)	PANCHEV, S. (Sofia)
DRÁGHICI, I. (Bucharest)	PRÁGER T. (Budapest)
FARAGÓ T. (Budapest)	PRETEL, J. (Prague)
FISHER B. (London)	PRUPPACHER, H. R. (Mainz)
GEORGII, H.-W. (Frankfurt a. M.)	RÁKÓCZI F. (Budapest)
GÖTZ G. (Budapest)	RENOUX, A. (Paris-Créteil)
HAMAN, K. (Warsaw)	ŠAMAJ, F. (Bratislava)
HASZPRA L. (Budapest)	SPÄNKUCH, D. (Potsdam)
IVÁNYI Zs. (Budapest)	STAROSOLSZKY Ö. (Budapest)
KALNAY, E. (Washington, D.C.)	VARGA-HASZONITS Z. (Budapest)
KOLB, H. (Vienna)	WILHITE, D.A. (Lincoln, NE)
KONDRATYEV, K. YA. (Leningrad)	WIRTH E. (Budapest)

Műszaki szerkesztő – Technical Editor

MÁTHÉ GYULÁNÉ

Szerkesztőség: 1525 Budapest, Postafiók 38.

Megrendelhető: Országos Meteorológiai Szolgálat Pénzügyi Osztályán,

1024 Budapest, Kitaibel Pál utca 1.

Megjelenik kéthavonként

Editorial Office: H-1525 Budapest, P. O. B. 38. This journal, published bimonthly, can be purchased from the distributor: KULTURA, H-1389 Budapest, P. O. B. 149. The actual subscription rate is determined by the distributor.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 95. évf. 4. szám, 1991. július–augusztus
Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 95 No. 4 July–August 1991

Meteorological effects on regular fluctuations of the atmosphere angular momentum and changes in the length of the day

Eva Čechová and Nina Klimperová

*Institute of the Physics of the Atmosphere, Czechosl. Acad. Sci. Praguc, Boční II.,
141 31 Praha 4 – Sporilov, Czechoslovakia*

Studies of the angular momentum in the system atmosphere – solid Earth require high accuracy geodetic methods of measuring and a global analysis of meteorological data. Changes in the pressure field and the field of circulation, particularly in the intensity and location of jet-streams, induce fluctuations of the three components of the atmospheric angular momentum (AAM). Changes in the axial component of the AAM correlate well with changes in the length of the day (LOD). Fluctuations of the AAM equatorial components contribute to the change of the instantaneous position of the pole relative to the solid Earth (wobble). The transfer of the angular momentum is conditioned by friction and orography. Every day, the world meteorological centres (NMC Washington, ECMWF, JMA Tokyo) define the effective angular momentum functions (EAMF). Changes in the LOD with periods from 40 to 700 days can be almost exactly calculated from EAMF. By means of the harmonic analysis cycles with annual, semi-annual and shorter (120 days, 50 days) periods were detected in the axial component of EAMF and thus also in the LOD deviations.

*

Meteorológiai effektusok szerepe a légkör szögmomentumának szabályos fluktuációiban és a nap hosszának változásában. A Föld-légkör rendszer impulzusnyomaték-mérlegének vizsgálatában egyre növekvő szerepet játszanak a modern eszközökkel nyert nagy felbontású légköri és geodéziai adatok. A légkör tömegeloszlásának ingadozásai, az áramlási mező különösen a közepes szélességek futóáramlásai erősségének és elhelyezkedésének változásai a légkör impulzusnyomatéka mindhárom komponensének néhány napot is elérő karakterisztikus időjű fluktuációját idézik elő. A légkör impulzusnyomatékának tengelyirányú komponense szoros korrelációban áll a nap hosszával. Az Egyenlítő síkjával párhuzamos komponensek változásai pedig a Föld pillanatnyi forgástengelyének a földkéreghez viszonyított ingadozásaival (Wobble) hozhatók összefüggésbe. A szilárd földkéreg és a légkör közötti impulzusnyomaték-átadást a sűrűlódás és a domborzati hatás biztosítja. Az impulzusnyomaték-függvények kiszámításához szükséges háromdimenziós szél- és nyomásmeszöket a U. S. NMC komplex rendszerével állítottuk elő. A nap hosszának a vizsgált időszak alatti változásai majdnem teljes mértékben visszavezethetők voltak a felszín és a légkör impulzusnyomaték cseréjére. A légköri hatással megmagyarázható a 40 és 700 nap közötti időtartamú fluktuációk legtöbbje. Harmonikus analízis segítségével éves, féléves és rövidebb periódusú változások voltak kimutathatók.

Introduction

It has been known for several decades that the atmosphere affects the Earth's rotation but intensive studies of the problem have begun only recently. The lack of appropriate meteorological data caused mainly this retardation.

In the recent years, analyses of meteorological quantities over the entire Earth's surface have become everyday routine and astronomical measurements of the Earth's rotation have improved. This progress has promoted the studies of interactions of the system atmosphere – solid Earth. It has been proved that changes in the atmospheric circulation and the pressure field are closely connected with variations in the magnitude and direction of the Earth's rotation vector.

Regular variations in the Earth's rotation were first detected after the invention of the clocks based on periodic physical phenomena. In the 1930's, seasonal (annual and semi-annual) variations of the Earth's rotation were established with the use of pendulum clocks (in July the day some 0,0025 seconds shorter than in January), a discovery confirmed by subsequent measurements with the use of quartz and atomic clocks. Deviations in the length of the day (LOD) are obtained by a comparison of the universal time defined by the Earth's rotation with the atomic time. Universal time is based on the rate of the Earth's rotation as determined astronomically from transits of stars and Doppler tracking of artificial satellites, Lunar Laser Ranging and Very Long Baseline Interferometry. International atomic time is defined by a set of atomic clocks, whose time scale is based on a certain resonance of the caesium atom. The differences between astronomical and atomic time are regularly

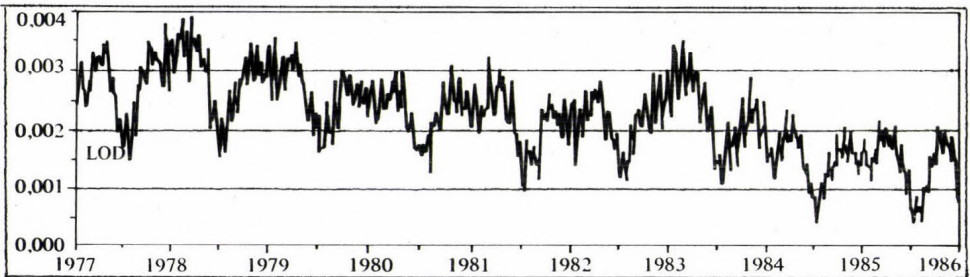


Fig. 1

The excess LOD over the nominal 86400 sec, calculated from the BIH (Bureau International d'Heure)

published by the International Earth Rotation Service (IERS), see Fig. 1. The reference day is taken $\lambda_0 = 86400$ seconds, which corresponds to the mean rotation rate of the solid Earth $\Omega = 7,29211515 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$.

The LOD data exhibit changes of as many as several milliseconds and varies in the range of several days to several years. There is also a permanent growth in the LOD evident from the earliest observations, which amounts to about 1 to 2 milliseconds per century. In the vicinity of the geographic pole, the pole of the Earth's rotation circumscribes roughly an oval several metres large with a period of about 14 months.

Variations of the solid Earth's rotation can be also due to external effects, e. g. solar and lunar gravitational attraction responsible for the equatorial bulge, bodily tides, etc. Variations in the rotation caused by other celestial bodies can be generally calculated and eliminated from astronomical observations in advance. Thus of greater importance are internal effects, e. g. earthquakes and particularly exchange of the angular momentum of the solid Earth (hereafter by the solid Earth we will understand the mantle and the crust) with the fluid core under it, and with the ocean and the atmosphere over it.

But for external energy sources, such as e. g. solar radiation or tide forces of the Moon, Sun and planets, the solid parts of the Earth (crust, mantle and inner core) and its fluid parts (atmosphere, hydrosphere and fluid core) would rotate together as a rigid body with a constant mean rate. In dependence on the regularly varying supply of solar radiation falling on the heterogeneous Earth's surface, an intricate atmospheric circulation originates. The

density of the air drops with height and more than 95 % of the mass of the atmosphere is in the troposphere and the lower stratosphere. In average, this part of the atmosphere rotates faster than the solid Earth, which lies beneath. The whole Earth including its atmosphere can be regarded as a closed dynamical system. The angular momentum of the system must be conserved and can only be transferred from one part of the system to another. Exchange of the angular momentum between the atmosphere and the solid Earth is governed by friction and orography.

Meteorological effects on the variability of the solid Earth's rotation are studied by means of the total angular momentum of the atmosphere relative to the Earth's centre of mass. Its magnitude is about 10^{-6} of the angular momentum of the whole Earth. A fluctuation in the atmospheric angular momentum in a range of about 20 % would induce changes in the LOD of about 6×10^{-4} s. The atmosphere angular momentum varies in dependence on the mass distribution in the atmosphere and on the flow field, and especially on the intensity and position of the main jet-streams in middle and lower geographic latitudes.

1. Effective angular momentum functions

The interaction of the atmosphere and the solid Earth can be adequately studied with the help of so-called „effective angular momentum functions“, which are derived in *Burnes et al.*, (1983) and denoted by EAMF. The variability of EAMF is caused by changes in the atmospheric circulation and in the distribution of surface pressure; we can therefore distinguish two categories of changes in EAMF: changes of the atmospheric rotation rate χ^W (wind term) and changes of the moment of inertia χ^P (pressure term). The centre of the co-ordinate system is in the Earth's centre of mass x intersects the equator on the Greenwich meridian, axis y on 90°E , axis z being identical with the Earth's axis (χ_1 and χ_2 are called equatorial and χ_3 axial component). According to *Salstein* (1985), individual components of EAMF are defined as follows

$$\chi_n = \chi_n^P + \chi_n^W \quad (n = 1, 2, 3),$$

where

$$\chi_1^P = \frac{-1,00 R^4}{(C-A)g} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_{\phi=0}^{+2\pi} p_s \sin \phi \cos^2 \phi \cos \lambda \, d\lambda \, d\phi \quad (1)$$

$$\chi_1^W = \frac{-1,43 R^3}{\Omega(C-A)g} \int_0^p \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{2\pi} (u \sin \phi \cos \phi \cos \lambda - v \cos \phi \sin \lambda) \, d\lambda \, d\phi \, dp \quad (2)$$

$$\chi_2^P = \frac{-1,00 R^4}{(C-A)g} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{2\pi} p_s \sin \phi \cos^2 \phi \sin \lambda \, d\lambda \, d\phi \quad (3)$$

$$\chi_2^W = \frac{-1,43 R^3}{\Omega(C-A)g} \int_0^p \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{2\pi} (u \sin \phi \cos \phi \sin \lambda + v \cos \phi \cos \lambda) \, d\lambda \, d\phi \, dp \quad (4)$$

$$\chi_3^P = \frac{-0,70 R^4}{Cg} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{2\pi} p_s \cos^3 \phi d\lambda d\phi \quad (5)$$

$$\chi_3^W = \frac{-R^3}{C\Omega g} \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_0^{2\pi} u \cos^2 \phi d\lambda d\phi dp \quad (6)$$

where

ϕ is the geographical latitude, λ is the geographical longitude, p is atmospheric pressure,
 p_s is surface pressure (not reduced to the sea level),
 $R = 6,378 \cdot 10^6$ m is the mean radius of the Earth,
 $\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ is the rate of the Earth's rotation and
 $g = 9,81 m s^{-2}$ is the acceleration due to gravity.

The numerical constants before the integrals are derived from Love numbers which describe the effect of the Earth deformation. A , C are the principal moments of inertia for the Earth shell (A is the equatorial and C the polar moment of inertia,

$$C = 7,04 \cdot 10^{37} \text{ kg m}^2 \quad (C - A) = 0,00333 C,$$

u is the zonal component of wind and
 v is the meridional component of wind.

Components u and v are defined by geostrophic approximation. Functions χ_n are dimensionless.

In calculating pressure contribution χ_n^P , we sometimes use the so-called „inverted barometer hypothesis”, usually denoted IB , which consists of the presumption that the ocean responds to changes in atmospheric pressure in such a way to force water away from high atmospheric pressure regions and toward low pressure regions. The ocean surface is supposed to be depressed (or raised) locally by a local increase (or decrease) in atmospheric pressure. In this way, the ocean acts as an inverted barometer since its height is inversely related to the pressure. Under this assumption then, there are no horizontal pressure gradients within the hydrosphere.

Instantaneous values of χ_n can be calculated from the available meteorological data commonly used for weather forecasts. In principle, we only need the atmospheric pressure. The χ_n values are determined in the grid points of a regular network. As a rule, spherical grids with $5^\circ \times 5^\circ$ or $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ longitudinal and latitudinal resolution are applied. Zonal and meridional wind components are defined by means of geostrophic approximation in grid points on individual standard isobaric levels. The wind terms are integrated from the 1000 hPa level to the 50 hPa level, i. e. approximately to 20 km. The calculation of χ_n is performed separately for the Northern Hemisphere and the Southern Hemisphere.

At the present time, the χ_n values are determined every day or twice a day in four meteorological centres: NMC (United States National Meteorological Center, Washington), JMA (Japanese Meteorological Agency, Tokyo), U. K. Meteorological Office, Bracknell and ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecast, Reading). In these centres the calculation of effective angular momentum functions has become part of the everyday meteorological practice and the results are archived for subsequent research. From ECMWF the results are handed over e. g. to IERS (International Earth Rotation Service) where the changes in LOD are preliminarily evaluated from the axial component χ_3 since meteorological data are available sooner to astrometric data.

Figure 2 represents individual components of the global mean χ_n value calculated in NMC (National Meteorological Center), and Fig. 3 contains the same but in the calculation

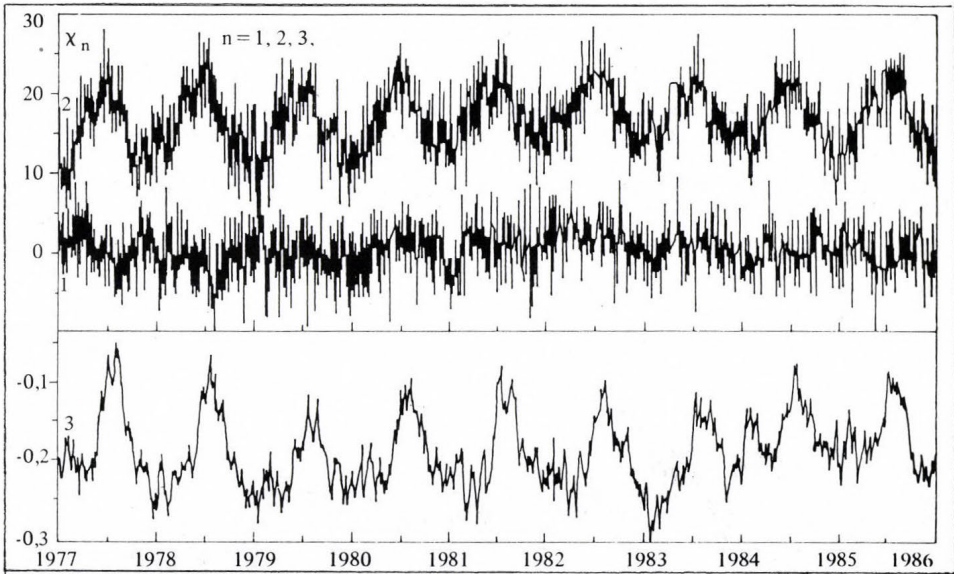


Fig 2 Wind plus pressure terms of atmospheric effective angular momentum functions as calculated at NMC (United States National Meteorological Center, Washington)

the method of inverted barometer was applied. In Figs. 2 and 3 one can observe a prominent change in the equatorial components while the axial component remains almost unchanged.

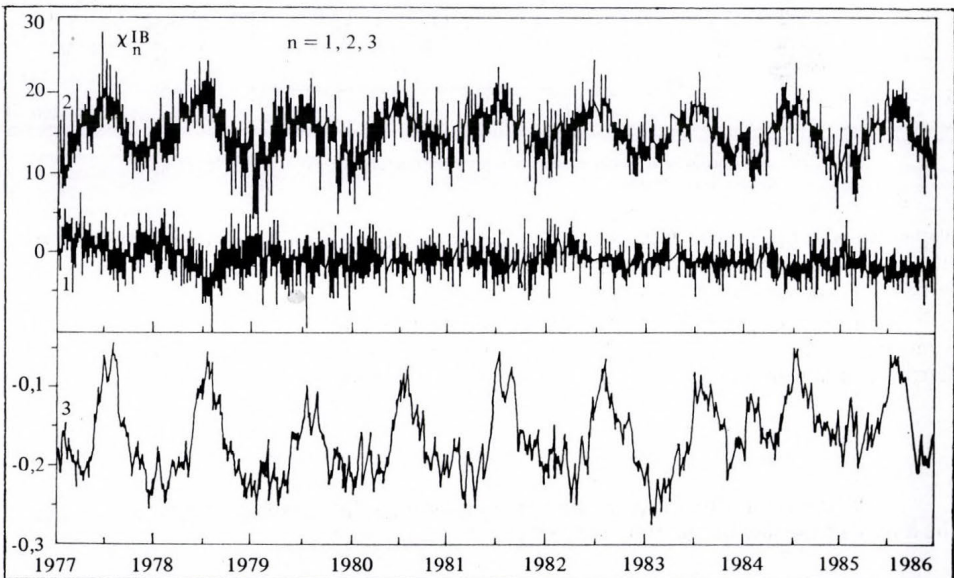


Fig. 3 Wind plus pressure terms with the inverted barometer correction of atmospheric effective angular

It is due to the fact that the method of inverted barometer is used only in the calculation the pressure term, which is of equal importance in equatorial components as the wind term. The pressure term slightly modifies the axial component χ_3 , however, its importance is not decisive (see Fig. 6 and 7). The equatorial components of EAMF, χ_1 and χ_2 exhibit a distinct cycle with annual period, (which was detected in the wobble long ago). *Salstein (1987) investigated regional contributions to the EAMF (EAMF are integrated all over the globe). The equatorial χ_1 and χ_2 values have been computed separately for equal-area sectors. It was found, that their magnitude greatly differs in individual regions on the Earth surface. Generally, of greatest importance for the equatorial components are latitudes of the Southern Hemisphere and the Northern Hemisphere contributes particularly with the Aleutian low and Siberian anticyclone dominating.*

2. Axial component of EAMF

In the following we will only deal with the axial component χ_3 which correlates well with changes in the length of the day (see Fig. 4). We can suppose systematic errors to

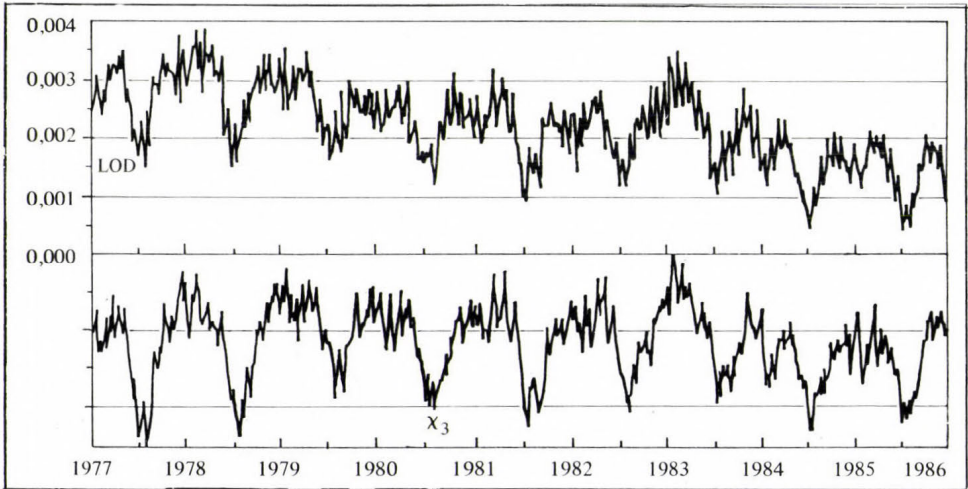


Fig. 4 Comparison of the LOD changes with corresponding time series of χ_3

appear in both time series, but it is very unlikely that astronomical and meteorological data have common errors. Data are obtained on the basis of completely different measurements which are processed further quite independently.

The connection between changes in the LOD and the angular momentum of the atmosphere can be represented in a simple way. If we suppose that variations in the solid Earth's rotation are only caused by the atmosphere, it applies

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta\chi_3}{c}$$

Variations of the mean angular velocity of the solid Earth are related to changes in the length of the day by the following relation

$$\frac{\Delta \text{LOD}}{\lambda_0} = \frac{\Delta\Omega}{\Omega}$$

By the combination of the last two equations and substitution of numerical values we get

$$\Delta \text{LOD} = 1,68 \times 10^{-29} \Delta \chi_3 .$$

In Fig. 4, the annual cycle of the axial component χ_3 is the most conspicuous. In Fig. 5, we can see a reverse annual cycles of χ^N_3 and χ^S_3 with an amplitude greater in the Northern Hemisphere than in the Southern Hemisphere. It is due to smaller differences

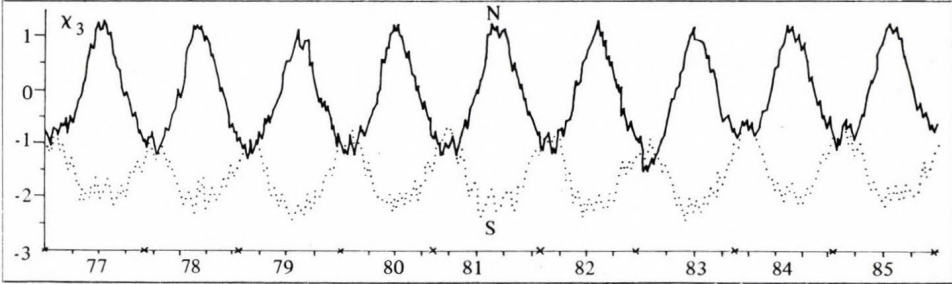


Fig. 5 Axial component χ_3 on the Northern (N) and the Southern (S) hemisphere

between winter and summer values in the Southern Hemisphere. (But the mean absolute value of $|\chi^S_3|$ is greater than $|\chi^N_3|$, which corresponds to meteorological experience; in the southern hemisphere the zonal circulation is stronger.) The dominance of the Northern Hemisphere results in prominent annual cycle of the angular momentum of the atmosphere and also of the wobble and LOD.

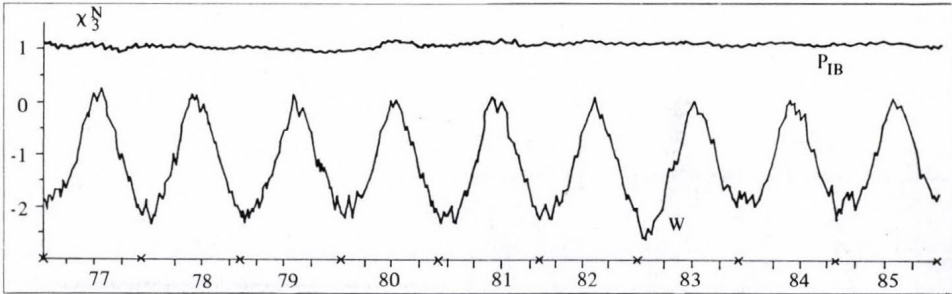


Fig. 6 Pressure and wind terms of the axial component of EAMF on the Northern Hemisphere

In Figs. 6 and 7 we can see that the main carrier of changes in the axial component is the wind term χ^W_3 even though the annual cycle is evident from the time series of the pressure term χ^P_3 as well.

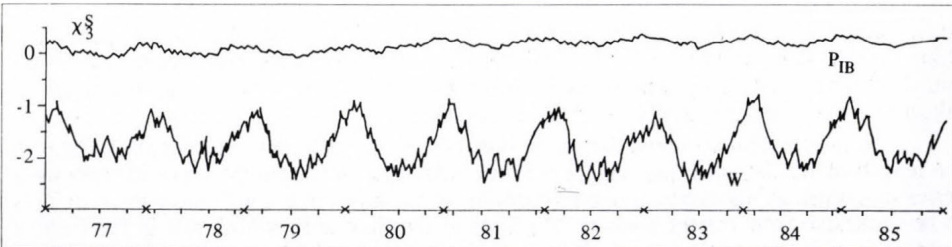


Fig. 7 Pressure and wind terms of the axial component of EAMF on the Southern Hemisphere

The axial component reflects the peculiarities of the general atmospheric circulation, particularly those that occur in low geographic latitudes, e. g. ENSO (El Niño – Southern Oscillation), a complex of phenomena in the ocean and the atmosphere which affect each other causing an extensive redistribution of air masses above the equatorial Pacific, which usually terminates circulations even in geographic latitudes outside the tropics. The largest deviation of LOD recorded so far occurred in January and February 1983 and was connected with an extraordinarily intensive pattern of ENSO, which was the strongest in our century inducing unusual configurations of the pressure field above the tropical Pacific and a number of deviations from common climatic conditions (Quiroz, 1983). Among them of greatest importance for changes in χ_3 was the intensification of the subtropical jet-stream in all geographic latitudes of the Northern Hemisphere and its displacement to the south of the normal (see Eq. 6).

The role of the ocean is certainly not negligible since it covers 70 % of the Earth's surface and plays an important role in the transfer of the angular momentum between the atmosphere and the solid Earth (Lambeck, 1980). In the sea currents of the Atlantic, Pacific and Indian Oceans, annual as well as semi-annual cycles are present. The Antarctic circum-polar current which flows round the Earth at about 60°S the mightiest sea current recorded has pronounced semi-annual cycle (Van Loon, 1971). The connection between the atmospheric circulation in the boundary layer and the prevailing sea currents is generally known.

The daily issued χ_3 values include only little of the circulation in the stratosphere. As a rule, 100 hPa or 50 hPa is the upper integration limit in Eq. 6. Rosen and Salstein (1985) tried to supplement the axial component of EAMF with zonal winds between 100 hPa and 1 hPa levels. These winds were derived using geostrophic relationship from geopotential height fields determined by Tiros N satellite measurements.

The inclusion of stratospheric data in χ_3 represents a remarkable improvement (see Fig. 8). Neglecting the atmosphere above 1 hPa is probably of little importance. The

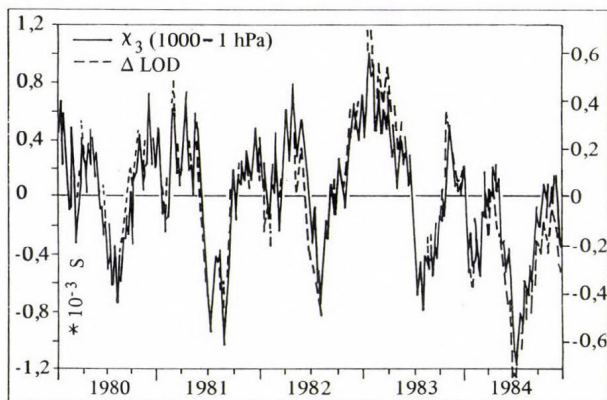


Fig. 8
Time series of the daily values of χ_3 (full line) based on both tropospheric and stratospheric data and the observed changes of LOD for the period 1980–1981 (dashed line). (See [7])

stratosphere has a great share in the annual as well as semi-annual cycles of χ_3 . If the stratospheric momentum is included in χ_3 , the atmospheric circulation determines seasonal and shorter nontidal changes in the LOD with sufficient accuracy and it is not necessary to take any other geophysical effects into consideration.

It is generally accepted that the atmosphere is responsible for almost all changes in the length of the day with periods from 30 to 700 days. In the future, a sufficiently long series of regularly observed angular momentum of the atmosphere will allow these effects to be separated from others, such as the effect of the fluid core, whose role in the Earth's rotation is still very little known. It is presumed that the fluid core causes longer-term changes in the LOD (some tens of years and more), the so-called „decade variations”, for

which an explanation is still sought in vain. Some authors describe them as caused by long-term changes of the geomagnetic field (Lambeck, 1980).

3. Regular variations in the axial component of EAMF

Using the harmonic analysis, we studied the time variations of the axial component of EAMF. We applied the data obtained in the NMC (U. S. National Meteorological Center). The missing data were replaced by linear interpolation. We investigated separately χ_3 , χ^P_3 and χ^{P-IB}_3 of the Northern and the Southern Hemispheres and also of the entire globe. We had a nine-year time series (1977–1985) at our disposal and divided it into 7 three-year time series (1977–1979, 1978–1980, . . .). We processed each of the series by means of harmonics analysis. We study separately time series of χ^P_3 , χ^{P-IB}_3 , χ^W_3 and $\chi^P_3 + \chi^W_3$ in both the Northern and Southern Hemispheres. We constructed the amplitude spectra. We were interested namely in annual, semiannual, 120-day and „50-day” signals.

In each amplitude spectrum the amplitude of *the annual cycle* is the most conspicuous occurring everywhere without any exception.

As *the semi-annual cycle* is concerned: in the pressure term χ^P_3 the occurrence of the semi-annual signal is not so obvious. In the Northern Hemisphere the semi-annual cycle is manifested only at the beginning of the study period, from the year 1982 it vanishes, and under the use of the inverted barometer hypothesis it does not occur at all. In the Southern Hemisphere it does occur throughout the whole time interval studied, but its amplitude decreases.

Another interesting periodicity is *the hundred and twenty-day cycle*, whose amplitude is outstanding in the wind term χ^W_3 in the Northern as well as the Southern Hemisphere, especially at the beginning of the period under study. In the spectra of the pressure terms χ^P_3 it occurs quite exceptionally.

The signal usually referred as the „fifty-day” signal – see e. g. Barnes et al., (1983) and Langley et al., (1981) – is very conspicuous in the wind terms on the Northern and the Southern hemisphere in the entire study period while in the pressure term χ^P_3 it is quite indefinite if it occurs at all.

As regards the amplitude spectra of χ^N_3 and χ^S_3 i. e. the relative contributions of the Northern and Southern Hemisphere in the axial component of EAMF, the most striking are the annual and semi-annual cycles, whose amplitudes are several orders of magnitude larger than the amplitudes of the other harmonics. The one hundred and twenty-day cycle appears systematically from the year 1982, at the end of the period it vanishes.

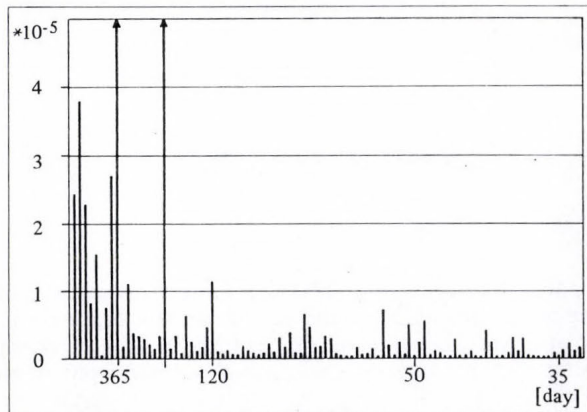


Fig. 9 Power spectrum of χ^N_3

Throughout the period under study, the axial component of EAMF $\chi_3 = \chi^N_3 + \chi^S_3$ has distinctly expressed both annual and semi-annual cycles. The one hundred and twenty-day cycle is again very pronounced with the exception of the last two years of the study period when it vanishes. The „fifty-day” cycle occurs during the whole interval 1977–1985. It has to be borne in mind that unlike the annual, semi-annual and three-month cycles, which are simple periodicities exactly corresponding to the respective number of days, the „fifty-day” cycle is a phenomenon with a relatively broad band of frequencies from 30 to 60 days.

Figures 9, 10 and 11 present the amplitude spectra of the EAMF component χ_3 for the whole nine-year series (from 1977 until 1985). For the northern hemispheric χ^N_3 Fig. 9.

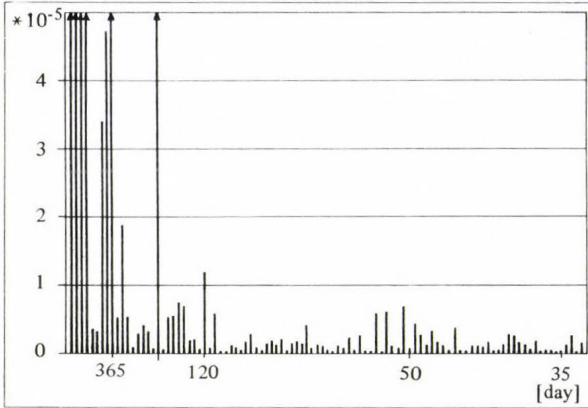


Fig. 10 Power spectrum of χ^S_3

for the Southern Hemispheric χ^S_3 Fig. 10, while for the global value χ_3 11 gives the amplitude spectrum.

All these signals can also be observed in the spectra of LOD deviations. Annual and semi-annual cycles have been known for a long time. Of greatest interest is the „fifty-day” cycle detected in changes of the LOD by *Gambis and Feissel* (1980). At that time the works

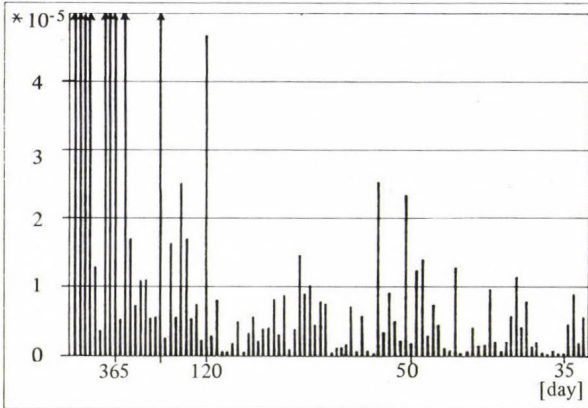


Fig. 11 Power spectrum of χ_3

by *Madden and Julian* (1971) were already known, who discovered the „fifty-day” period in the zonal circulation of the equatorial belt. Since then, the occurrence of quasi-periodic changes varying within the range of 30–70 days has been recorded in numerous atmospheric parameters in low geographic latitudes. Apart from the already mentioned zonal circulation at the Equator, the „fifty-day” cycle has been established in pressure and temperature, in

at the Equator, the „fifty-day” cycle has been established in pressure and temperature, in cloud amount and convective activity, in long-wave radiation, in the monsoon parameters, and in other meteorological quantities – see *Cechová et al.*, 1988. These „fifty-day” signal exists in subtropical regions and most of them correlate well with analogous oscillations above the Equator, in middle latitudes they appear only rarely. The effect of these oscillations, sometimes referred to as intra-seasonal, on the predictions the higher latitudes outside the tropics has been investigated with the aid of mathematical model in ECMWF and elsewhere.

The next problem to be solved in the research of the Earth's rotation is the prediction of the pole position and LOD, a long-range prediction, in particular. As far as short-term variations in the Earth's rotation are concerned, as early as in 1985 the IUGG and IAG proposed the application of meteorological global numerical models to predict variations in the Earth's rotation. In the NMC Washington, the prediction of EAMF has become operational in June 1986. The British Meteorological Office (Bracknell) has been publishing predictions EAMF since December 1986 and ECMWF (Reading) since April 1987. Meteorological centres transmit to the IERS the values of EAMF calculated from the predicted pressure fields, these predictions are maximum medium-range for 6 to 10 days.

4. Conclusion

Changes in the atmospheric circulation cause vacillations in LOD through the exchange of angular momentum with the surface of the solid Earth. Fluctuations in LOD (on the smaller than two years time scale) can be determined by regularly measured meteorological data. In this paper we examined the axial component of EAMF and explained the data by means of harmonic analysis techniques. Most spectral features at periods of a year or less are common in the by meteorological an LOD data. In the time interval under study we examined the changes of annual, semiannual, the hundred and twenty-day and fifty-day signals in the time series of the meteorological parameters. For the time being, a long-range prediction of the LOD is the object of research. The study of the fluctuations in the angular momentum of the atmosphere and especially of their periodicities can constitute an important basis of the elaboration of methods to predict the parameters of the Earth's rotation.

REFERENCES

- Barnes, R. T., Hide, H. R., White, A. A. and Wilson, C. A.*, 1983: Atmospheric Angular Momentum Fluctuation, Length-of-Day Changes and Polar Motions, *Proc. R. Soc.*, London, Vol. A 387, 31–73.
- Cechová, E., Klimperová, N.*, 1988: 50 day vacillation of meteorological parameters and the Wolf number. *Proc. Vztahy Slunce, Zeme III*, Praha, 194–199 (in Czech)
- Feissel, M., Gambis, D.*, 1980: La mise en évidence de variations rapides de la durée du jour. *Comptes Rendus Acad. Sci.*, B 291, 271.
- Lambeck, K.*, 1980: *The Earth's Variable Rotation*. Cambridge University Press
- Langley, R. B., King, R. W., Shapiro, I. I., Rosen, R. D. and Salstein, D. A.*, 1981: Atmospheric angular momentum and the length of day: a common fluctuation with a period near 50 days. *Nature* 294, 730–732.
- Madden, R. A. and Julian, P. R.*, 1971: Detection of a 40–50 day oscillation in the zonal wind in the Tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.* 28, 702–708.

- Quiroz, R. S.*, 1983: The Climate of the „El Nino” Winter of 1982–1983. A Season of Extraordinary Climatic Anomalies. *MWR* 111, 1685–1706.
- Rosen, R. D.* and *Salstein, D. A.*, 1985: Contribution of stratospheric winds to annual and semiannual fluctuations in atmospheric angular momentum and the length of day. *J. Geophys. Res.* 90, 8033–8041.
- Salstein, D. A.*, 1985: Operational production of effective angular momentum functions for Earth rotation and polar motion. IAG SSG 5,98 *Bulletin* No. 2.
- Salstein, D. A.*, 1987: Calculation and Analysis of Global and Regional Atmospheric Angular-Momentum Function Related to Earth Rotation and Polar Motion. *Proc. Int. Symp. Figure and Dynamics of the Earth, Moon and Planets*, Prague 1986 (red.: P. Holota). ASÚ CSAV a VÚGTK, Praha, 977–990.
- Van Loon, H.*, 1971: Half-yearly variation of the circumpolar drift in the Southern Hemisphere. *Tellus* 23, 511–515.
-

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 95. évf. 4. szám, 1991. július–augusztus
Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 95 No. 4 July–August 1991

Modelling effect of various plant stand albedos on surface processes

M. Unkašević

*Hydrometeorological Institute of Socialist Republic of Serbia Gandijeva 117,
11070 – Beograd, Yugoslavia*

A precise calculation of canopy albedo is not practical because of the complex geometry of leaf and stem orientation and insufficient information as to the optical properties of the leaves and stems of most plants as functions of scattering angles and leaf and stem orientations.

So the purpose of this work is to study the effect of variable surface albedo on the ground surface temperature. The plant stand albedo was calculated using the Schwarzschild approximation (Ross, 1976, 1981), while the surface temperature was predicted using the „force-restore” method (Bhumraikar, 1975; Blackadar, 1976; Deardorff, 1977). For calculations, the sensible heat and specific humidity fluxes of bare ground and variable plant stands the one-dimensional model, (Yamada, 1976; Rakovec, 1978, 1981; Zhang and Anthes, 1982) has been used.

*

A növényállomány albedó felszíni folyamatokra gyakorolt hatásának modellezése. A növényzet albedójának pontos kiszámítása nem lehetséges a levél és a szár bonyolult geometriája valamint azok optikai sajátosságainak a visszaverődési szögek és az orientáció függvényében való hiányos ismerete miatt.

Ezért a dolgozat célja a változó felszín albedó talajfelszín hőmérsékletére gyakorolt hatásának vizsgálata. A növényalbedót Schwarzschild közelítésének (Ross, 1976, 1981) a felhasználásával számítottuk ki, míg a felszíni hőmérsékletet a „kényszer-előállítási” módszer (Bhumraikar, 1975; Blackadar, 1976; Deardorff, 1977) alapján becsültük meg. A csupasz talaj és a különböző növényállományok szenzibilis hő és specifikus nedvesség fluxusának kiszámítására egydimenziós modellt (Yamada, 1976; Rakovec, 1978; Zhang és Anthes, 1982) alkalmaztunk.

1. Introduction

There is a permanent growing interest in the incorporation of physical surface processes, and in particular vegetation processes, (Matthews, 1983) in atmospheric general circulation models and climatic models. Perhaps the most important fact to emphasize in present context is that 63 % of the energy input into the atmosphere originates from the underlying surface (Verstraete and Dickinson, 1986).

Surface albedo, the parameter that controls the absorption of solar radiation at the lower boundary of the atmosphere, is highly variable both in space and time (it depends on the features of the surface, the radiation wavelength and the incidence angle to the surface).

The importance of the vegetation cover results from the fact that the actual size of the vegetation area in contact with the atmosphere is appreciable, since the area of leaf material is much larger than that of the ground surface itself (leaf area index, the ratio of the total area of one side of all leaves per unit area of the ground, often denoted as L).

When considering the albedo change due to surface change, it is important to notice that it is not just the amount of vegetative cover that determines albedo, but the surface texture and structure are also quite significant. For example, it is commonly believed that deforestation increases surface albedo. This is usually true in the case of complete tree removal, but selective cutting of trees would most likely increase the light trapping capability of a canopy thus reducing its albedo. Further observational studies of surface albedo would be especially helpful if carried out with a theoretical framework in mind and if directed to the question of surface albedo changes due to land use change.

It is important to account for effects on albedo of overlying vegetative canopies and of variations in the snow depth when calculating snow albedos in a climate model (Briegleb et al., 1986). Decrease of snow albedos due to crystal growth and accumulation of impurities appears to be quite important, but there is yet little observational basis for incorporating these effects into climate models.

The majority of meso- and micro-scale models contain the ground surface temperature, i. e., the surface temperature of the solid soil beneath the plant stand as a prognostic variable. One of the parameters that influences the ground surface temperature value is the surface albedo.

The basis objective of this study is a more complete description of the plant canopies and of the influence of the variable surface albedo on ground surface temperature and other surface processes.

2. Model for the numerical calculation of mean motion in the atmosphere

A smaller albedo implies a larger fraction of incoming radiation which can be absorbed by the ground and an increase in the heat-driven turbulence. The resulting high ground temperature and strong turbulent transfer promoted stronger surface evaporation, which acted to reduce the amount of the temperature increase.

The original numerical model (Rakovec, 1978, 1981; Zhang and Anthes, 1982) was used for numerical calculation of mean motion in the atmosphere since it gives the soil temperature as a dependent variable (it depends on the heat flux, heat conductivity and heat volumetric capacity of the soil):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f(\bar{v} - v_g) = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'w'}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f(\bar{u} - u_g) = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{v'w'}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'\Theta'}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'q'}). \quad (4)$$

In order to calculate the momentum flux an sensible heat an specific humidity fluxes, Yamada and Mellor's (1975) turbulent closure method was used in this model with the so-called „second degree closure”.

The lower boundary conditions, when $z \rightarrow z_1$ was given by

$$(\bar{u}_2 - \bar{u}_1, \bar{v}_2 - \bar{v}_1) = -\frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_1} (\cos \alpha, \sin \alpha), \quad (5)$$

$$(\bar{\Theta}_2 - \bar{\Theta}_1) = \Theta_* P_r \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (6)$$

$$(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) = q_* P_r \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (7)$$

where indices „1” and „2” concern calculating levels in the atmosphere ($u_1 = v_1 = 0$), and α is the angle between geostrophical wind and surface wind. The friction velocity u_* , potential temperature Θ_* and specific humidity scales q_* in the atmosphere defined in eqs. (5), (6), (7) were needed for calculating the momentum flux and sensible heat and specific humidity fluxes on the first level used:

$$(-\bar{u}'w', -\bar{v}'w')_{z=z_1} = u_* (\cos \alpha, \sin \alpha), \quad (8)$$

$$(-\bar{w}'\bar{\Theta}')_{z=z_1} = k u_* \Theta_* = H_{z=z_1} \quad (9)$$

$$(\bar{w}'q')_{z=z_1} = k u_* q_* \quad (10)$$

The upper boundary conditions, when $z \rightarrow \infty$ were given by

$$(\bar{u}, \bar{v}) = (u_g, v_g), \quad (11)$$

$$(\bar{u}'w', \bar{v}'w', \bar{w}'\bar{\Theta}', \bar{w}'q') = 0. \quad (12)$$

The substitution of momentum flux, sensible heat and specific humidity fluxes (Yamada, 1976) into equations (1-4) gives the following system of equations:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f(\bar{v} - v_g) = \frac{\partial}{\partial z} \left(l Q \tilde{S}_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f(\bar{u} - u_g) = \frac{\partial}{\partial z} \left(l Q \tilde{S}_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right), \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(l Q \tilde{S}_M \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} \right), \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(l Q \tilde{S}_H \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right). \quad (16)$$

Formulations of *Blackadar* (1976) were used here for the length parameter l and the turbulent field scale l_0 to define l .

Values given by *Yamada* and *Mellor* (1975) as well as by *Yamada* (1976) obtained from turbulence data in the neutral state ($R_i = 0$) were used for the stability functions $S_M = f_M(R_i)$ and $S_H = f_H(R_i)$ as well as for the square root of turbulent kinetic energy Q .

For the calculation of system of equations (13–16) it was necessary to determine the distance z where the calculating levels are defined. For that purpose, it was taken that z increases exponentially to some operational level and then increases linearly to the altitude of 3500 m. In this work twenty operational levels were taken, including the levels on which the upper and lower boundary conditions were defined. A „leap frog” scheme was chosen for time derivatives because of its simplicity. However, for space derivatives, a scheme with noncentral differences in space (Mesinger, 1976) was used. Therefore, for example, equation (16) can be written:

$$-A(M)\bar{q}(M+1)^{n+1} + B(M)\bar{q}(M)^{n+1} - C(M)\bar{q}(M-1) = O\bar{q}(M)^n, \quad (17)$$

where coefficients $A(M)$ and $C(M)$ depend on the coefficients for moisture diffusion in the atmosphere ($IQ\tilde{S}_H$) at levels $M = 1$ ($M = 2, \dots, 19$), and $M + 1$, while coefficients $B(M)$ also depend on the time steps Δt . The term $Oq(M)^n$ that has the dimensions of advection, cannot be placed on the left-hand side of equation (17) but is calculated in an explicit way. Using a method given in a book by Richtmayer and Morton (1976), equation solution is:

$$\bar{q}(M)^{n+1} = VH(M)\bar{q}(M+1)^{n+1} + VHP(M), \quad (18)$$

with coefficients $VH(M)$ and $VHP(M)$.

By determining the appropriate initial values for $VH(M)$ and $VHP(M)$ that will satisfy the lower boundary condition for the specific humidity in the atmosphere, all necessary values can be calculated for coefficients $VH(M)$ and $VHP(M)$ for the first time step.

By means of these values in equation (18) the specific humidity at level $M = 19$ can be calculated, using the value of the specific humidity at level $M = 20$, which is given by some upper boundary condition. The same procedure was repeated when calculating the specific humidity at all other levels in subsequent time steps.

3. Surface and canopy model

In this study we have evaluated the factors which are important for determining the albedos and energy balance of a land surface. The concepts of albedo and energy balance are essential to the inclusion of land surface processes in climate models.

The determination of ground surface temperature in a climate model is usually accomplished by solution of a surface energy balance equation. A complex component, however, is the soil heat flux, which apparently requires the time-dependent solution for soil temperature.

3.1 Bare soil surface

For predicting ground surface temperature in an efficient time-dependent equation („force-restore” method) is used (Bhumralkar, 1975; Blackadar, 1976; Deardorff, 1977). This method involves the temperature within a thin 0,01 m slab of soil just below the surface.

The starting equation of the „force-restore” method is in the form of:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g d} [\gamma_G(O, t) - \gamma_G(d, t)], \quad (19)$$

where d is the depth in the ground for which temperature is predicted ($d = 0,01$ m) C_g the volumetric heat capacity of the ground, and γ_G depth d during the time t , equal to:

$$\gamma_G(O, t) = \gamma_s + \gamma_R + \gamma_H + \gamma_{LE}, \quad (20)$$

$$\gamma_G(d, t) = \left(\frac{\omega C_g \lambda_g}{2} \right)^{1/2} \left| \frac{1}{\omega} \frac{\partial T_g}{\partial t}(d, t) + T_g(d, t) - \bar{T}_g \right|, \quad (21)$$

where ω is the frequency of oscillation, λ_g thermal conductivity, and T_g the average temperature of the layer of depth d .

The fluxes of shortwave solar radiation, long-wave ground and atmospheric radiation, sensible and latent heat, which will be defined later, are denoted by γ_s , γ_R , γ_H and γ_{LE} , respectively.

By using equations (19) – (21), for the equation of heat diffusion into the soil and for the implicit schemes for the prognostic equation of ground temperature we get the following (Bhumralkar, 1975):

$$T_g^{t+\Delta t} = T_g^t + \frac{\gamma_G(O, t) - (\omega \lambda_g C_g / 2)^{1/2} (T_g^t - \bar{T}_g)}{C_1 / \Delta t + (\omega \lambda_g C_g / 2) - \partial \gamma_G(O, t) / \partial T_g} \quad (22)$$

where $C_1 = C_g d + (\lambda_g C_g / 2 \omega)^{1/2}$.

It may be noted that all terms on right – hand side of Eq. (20), except γ_s , are functions of T_g . Thus, according to next Eqs. (25) – (27) we obtain

$$\frac{\partial \gamma_G(O, t)}{\partial T_g} = 1,2 \varepsilon_g \sigma T_g^3 + C_2 \left(1 + \frac{L_v}{C_p} \frac{C_{DEO}}{C_{DHO}} \frac{dq_g}{dT_a} \right), \text{ where } C_2 = \rho_0 C_p C_{DHO} |\vec{V}|.$$

The ground volumetric heat capacity C_g , as well as its thermal conductivity λ_g , depend largely on the soil water content in the surface layer W_g , so that for the bulk moisture content of 0,30, volumetric heat capacity and thermal conductivity for clay soil (De Vries, 1963) are:

$$C_g = 2,88 \cdot 10^6 J m^{-3} K^{-1},$$

$$\lambda_g = 1,01 W m^{-1} K^{-1}.$$

When there is a snow cover, these features for average old snow (Robock, 1980) are:

$$C_g = 1,60 \cdot 10^6 J m^{-3} K^{-1},$$

$$\lambda_g = 0,45 W m^{-1} K^{-1}.$$

To realize the equation (22) it is necessary to determine, as accurately as possible, the surface heat flux $\gamma_G(O, t)$.

The direct and diffuse solar radiation flux on the bare soil surface was calculated according to Paltridge and Platt (1976)

$$\gamma_S = \gamma_S + \gamma_D \quad \text{i. e.}$$

$$\gamma_S = (1 - A_p) \gamma_o q_a^m (1 - c) q_s^m (\vec{n} \cdot \vec{r}_o) + \frac{1}{2} (1 - q_s^m) \cos \Theta^{4/3} [1 - c - cr(\Theta_o)] \quad (23)$$

where A_p is albedo of bare soil surface, γ_o the solar constant equal to 1376 Wm^{-2} , c stands for cloudiness, while for diffuse radiation of altostratus clouds the empirical *Tverskoya* formula (Rakovec, 1978) in the form of:

$$r(\Theta_o) = 1,48 + 1,9 \cos \Theta_o \text{ was taken.}$$

The scalar product of $\vec{n} \cdot \vec{r}_o$ determining the direct solar radiation flux per area unit whose vertical is \vec{n} , was calculated in a local spherical coordinate system. q_a^m and q_s^m are transmission coefficients of the atmosphere for absorption and diffusion calculated as:

$$q_a^T = q_s^m = 0,90 \cos \Theta_o^{-1}, \text{ where}$$

$$\cos \Theta_o = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \Omega t, \quad (24)$$

where φ is the latitude and δ the sun's declination.

The net downward flux of the longwave radiation of ground and atmosphere, (Paltridge and Platt, 1976) is equal to:

$$\gamma_R = 0,3 \varepsilon_g \sigma (T_g^4 - \varepsilon_c c T_c^4), \quad (25)$$

where ε_g and ε_c represent ground and cloud emissivity, σ is the Stefan-Boltzman constant equal to $5,7 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$, T_c is the cloud temperature, while the constant (0,3) includes the atmospheric long-wave downwards radiation.

The outward fluxes of sensible heat and water vapor from bare surfaces are usually obtained from the aerodynamic transfer formulas (Dickinson, 1983):

$$\gamma_H = \rho_o C_p C_{DHO} |\vec{V}| (T_g - T_1), \quad (26)$$

$$\gamma_{LE} = \rho_o L_v C_{DEO} |\vec{V}| (q_g - q_1), \quad (27)$$

where ρ_o is the surface air density; C_p is the specific air heat; C_{DHO} and C_{DEO} are aerodynamic transfer coefficients for heat and moisture, respectively; $|\vec{V}|$ is the wind velocity at the first level above the canopy; T_g and q_g are the temperature and specific humidity immediately adjacent to the surface, while T_1 and q_1 refer to the temperature and specific humidity at first reference level above the canopy determined from an atmospheric boundary layer parameterization (Rakovec, 1978; 1981 Zhang and Anthes, 1982); L_v is the coefficient for latent heat of evaporation (or sublimation if the surface water is in the form of snow).

The coefficients C_{DHO} and C_{DEO} may be nearly equal and they generally depend on surface roughness, temperature lapse rate and wind shear (e.g., as combined into a Richardson number) as well as on the chosen reference level.

In this case the bare surface is assumed to be moist. The concentration of water vapor adjacent to a wet surface is a known function of its temperature (equal to that of the surface), i. e.,

$$q_g = q_g \text{ sat}(T_g), \quad (28)$$

where q_g sat it the saturated specific humidity. The overlying air is also assumed to be saturated, hence

$$q_1 = q_{\text{sat}}(T_1) \text{ and } L_v(q_g - q_1) \approx BCp(T_g - T_1)$$

where B is Bowen's ratio given by *Priestley and Taylor, (1972)* as

$$B = \frac{1}{\alpha' \frac{\partial q_{\text{sat}}}{\partial T_a}} - 1. \quad (29)$$

where the value α' characterizes the surface evaporation which is equal to $\alpha_w W_g/W_{\text{sat}}$ ($\alpha_w = 1.26$) and W_{sat} is the ground moisture saturated with water.

In order to change the specific humidity of saturated air q_{sat} with the air temperature, the empirical expression (*Priestley and Taylor, 1972*) was used in the form of

$$\frac{\partial q_{\text{sat}}}{\partial T_a} = 2.67 + 0.011 T_g.$$

3.2. Inclusion of vegetation layer

The influence of the variable plant stand albedo on the ground surface temperature is simulated by using the Schwarzschild approximation (*Ross, 1981*), while the ground surface temperature is predicted by the „force-restore” method.

The heat storage of plant canopies is usually considered negligible, implying a balance between radiative, sensitive and latent heat fluxes, expressed by E_q (20). In this equation, shortwave solar radiative flux γ_{sc} for plant stand was calculated using E_g (21), where $A_p = A_Q$ (E_q (35), section 4) without transmittance through the foliage and longwave ground and atmosphere radiative flux γ_{RC} using E_q (25).

Fluxes of sensible and latent heat were obtained from the aerodynamic transfer formulae (*Monteith, 1981*):

$$\gamma_{\text{HC}} = \rho_o C_p \hat{r}_H^{-1} (T_1 - T_l), \quad (30)$$

$$\gamma_{\text{LEC}} = \rho_o L_v \hat{r}_E^{-1} (q_1 - q_l), \quad (31)$$

where $\hat{r}_H^{-1} = C_{\text{DH}} |\vec{V}|$, $\hat{r}_E^{-1} = C_{\text{DE}} |\vec{V}|$ and T_l and q_l are temperature and specific humidity, on the canopy leaves surface. For calculation C_{DH} and C_{DE} in this case the simplest interpolations as

$$C_{\text{DH}} = (1 - \sigma_f) C_{\text{DHO}} + \sigma_f C_{\text{DHC}}$$

$$C_{\text{DE}} = (1 - \sigma_f) C_{\text{DEO}} + \sigma_f C_{\text{DEC}}$$

were used. σ_f is an area average shielding factor associated with the degree to which the foliage prevents short-wave radiation from reaching the ground. The limits of σ_f are $0 \leq \sigma_f \leq 1$. Estimates of σ_f for various stands of either deciduous or evergreen trees (*Dickinson, 1983*) are from 0.4 to 0.98 and 0.82 for meadow grass.

If the relative area of transpiring vegetation equals to the leaf area index (L (defined as the ratio of the total area of one side of all leaves per unit area of the ground)), then the flux of water out of the leaves, which must balance γ_{LEC} , is given by

$$\gamma_{LEC} = \rho_0 L_v r_s^{-1} L [q_{sat}(T_l) - q_l] \quad (32)$$

The term r_s represents the resistance of the leaf stomata to water diffusion through the leaf. The first term in the brackets is the water vapor concentration inside a leaf, which is generally assumed to be the saturated concentration at the temperature of the leaf.

Elimination of q_l in Eqs. (31) and (32) gives equation (Dickinson, 1983)

$$\gamma_{LEC} = \rho_0 L_v L \frac{[q_{sat}(T_l) - q_1]}{r_E + r_s} \quad (33)$$

where $r_E = Lr_E$, that is used in this case for calculating γ_{LEC} . Due to temperature differences and relative dryness of the overlying air it is convenient to decompose the humidity difference in Eq. (32) by taking:

$$q_{sat}(T_l) = B^{-1} L_v^{-1} C_p (T_l - T_1) + q_{sat}(T_1) \quad (34)$$

Daily values for the leaf temperature T_l was calculated as

$$T_l = T_1 + \frac{(\gamma_{se} - \gamma_{RC}) B_c r_H}{(1 + B_c) \rho_0 C_p}$$

(Moore, 1976 and Monteith, 1981), while latent heat flux of plant canopies was calculated using term $\gamma_{LEC} = \gamma_{HC} / B_c$, where canopy Bowen ratio is equal $B_c = r_H^{-1} B(r_E + r_s)$ and $r_H = Lr_H$.

Daytime values of stomatal resistance r_s for green leaves are usually found to be in the range 100–1000 s m⁻¹. Tall grass or crops would typically have transfer coefficients C_{DHC} and C_{DEC} about four times as large as was appropriate for the smooth surface ($C_{DHO} = C_{DEO} = 2,75 \cdot 10^{-3}$ -a typical value for the aerodynamic drag coefficient evaluated at the 10 m level over a smooth bare ground surface) under conditions of neutral stability (Yamada, 1976).

As a simple numerical example we take $|\vec{V}| = 6 \text{ ms}^{-1}$, so we get for aerodynamic resistance to heat transfer $r_H = 75 \text{ ms}^{-1}$ ($L = 5$ for very dense vegetation), which is the same magnitude or somewhat smaller than r_s in our case ($r_s = 100 \text{ ms}^{-1}$). Short grass would have C_{DHC} decreased by a factor of 2 and r_H increased by a factor of 2. On the other hand, C_{DHC} for forests in an order of magnitude larger than for crops and grassland, so for forests r_H typically assumes values of the order 10–30 ms⁻¹ ($r_H = 10 \text{ ms}^{-1}$, in our case).

The water vapor transfer coefficient r_E^{-1} is usually assumed to have the same value as the heat transfer coefficient r_H^{-1} (Dickinson, 1983).

The total plant stand albedo A_Q which affects the ground surface temperature was generally defined as:

$$A_Q = \frac{A_i \gamma_s + A_{Di} \gamma_D}{\gamma_s + \gamma_D} \quad (35)$$

where the plant stand albedo with direct solar radiation was given as A_i and the one with diffuse solar radiation as A_{Di} ($i = 1, 2, \dots, 7$). They were calculated using the Schwarzschild approximation for visible radiation by assuming different plant stand and ground surface characteristics. The influence of the variable plant stand albedo on ground surface tempera-

ture was tested in a seven-day simulation to attain higher stability in calculation. Following constants were used:

- latitude $\varphi = 45^\circ$,
- the sun's declination $\delta_{\text{summer}} = 19^\circ$, $\delta_{\text{winter}} = -23^\circ$,
- the time step for the prediction $T_g, A_Q, \gamma_S, \gamma_H, \gamma_{LE}, \Delta t = 15 \text{ min}$,
- the starting temperature of the ground is equal to the average temperature at the depth of 0,01 m at 21 p. m. i. e. $T_g = T_g = 284, 6K$,
- ground emissivity $\epsilon_g = 0,95$ and cloud emissivity $\epsilon_c = 0,90$,
- cloud temperature $T_c = 250 K$,
- saturated soil water content is $W_{\text{sat}} = 0,45$,
- relative cloudiness $c = 0,4$.

Equation (24) was used to calculate the sun's zenith angle during the day. In the study, a series of experimental simulations of surface conditions were done and, the results will be given in the section 5.

4. Plant stand albedo (Canopy albedo)

The processes that determine the plant stand albedo are complex and it is tempting in developing climate models to rely on summaries of observational data. However, existing data sets can be quite misleading in conveying the impression that albedos are fixed constants. Albedos are generally dependent on both the wavelength and incidence angle of incoming solar radiation. Plant stand albedos, furthermore, are dependent on the structure of the canopy and on the orientation of plant leaves; the primary intent of this section is to use physical reasoning and simple mathematical models to summarize how these factors determine the plant stand albedos.

Leaves, unlike water droplets, absorb approximately half the incident solar radiation, mostly in the visible.

Most of the light transmitted through the leaf is absorbed by lower leaves or by the ground. If all the transmitted light were subsequently absorbed and all the light reflected from the upper leaf surfaces were to escape the canopy, the plant stand albedo would correspond to the leaf albedo. Much of the light reflected from the leaves situated below the top surface of the canopy is shadowed by other leaves and so further attenuated; this light trapping reduces the plantstand albedos to values considerably lower than of individual leaf surfaces.

In this section the plant stand albedo was approximated by leaf canopy albedo. The plant stand albedo was calculated using the simple Schwarzschild approximation (Ross, 1976, 1981) and Eq. (35) in different cases.

In case of moderately dense canopy ($L = 2$) the plant stand albedo was calculated for a uniform foliage distribution, the foliage scattering coefficient $W_L = 0,65$, where the value 0,21, valid for grass cover, was taken for the surface albedo of the ground A_p , using the equation:

$$A_1 = A_{D1} = A' + (A_p - A') \exp [-L(1 + G/\cos \theta_0)], \quad (36)$$

(Ross, 1981) where G is foliage orientation function (defined as projection of unit foliage area in the direction of observation onto a plane perpendicular to the same direction (and A' was calculated using the equation

$$A' = \frac{1 - (1 - W_L)^{1/2}}{1 + 2(1 - W_L)^{1/2} \cos \theta_0} \quad (37)$$

(Ross, 1981). The sparse plant stand albedo ($L = 0,5$) was calculated under the same conditions as in the previous case, while for the surface albedo of the ground A_p the value 0,14, valid for bare ground, was used with the following equation (Ross, 1981):

$$A_2 = A_{D2} - A_p - (A_p - A') (1 + G/\cos \theta_0)L, \quad (38)$$

where the direct solar radiation albedo A' was calculated using Eq. (37).

The Eq. (37) was used to calculate the albedo values of crops for a dense plant stands and uniform foliage distribution (direct solar radiation albedo A_3), while the diffuse solar radiation albedo was calculated using:

$$A_{D3} = \frac{1 - (1 - W_L)^{1/2}}{1 - W_L} \left[(1 - W_L)^{1/2} - \frac{1}{2} \ln(1 + 2)(1 - W_L)^{1/2} \right]. \quad (39)$$

The albedo values of grassy plant stand were calculated under identical conditions taking into consideration not only foliage but also stems and panicles. The grass cover albedo with direct solar radiation was calculated as:

$$A_4 = \frac{1 - (1 - W_L)^{1/2}}{2(1 - W_L)^{1/2} \cos \theta_0}, \beta_L = \beta_s = \beta_v \frac{1}{3}, \quad (40)$$

$$1 + \frac{2}{\beta_L + \frac{2}{\pi} (\beta_s + \beta_v) \sin \theta_0}$$

while Eq. (38) was used to calculate the grass cover albedo with diffuse solar radiation A_{D4} .

In the case of horizontal foliage, which is dominant in a plant stand, it is possible to obtain the exact albedo value (Cowan, 1971; Ross, 1976). In the case of single scattering ($W_L = 0,15$) for the albedo of very dense plant stand with horizontal foliage, a very small value is obtained:

$$A_5 = A_{D5} = \frac{W_L/2}{1 - W_L/2 + (1 - W_L)^{1/2}} = 0,04, \quad (41)$$

while in the case of large scattering ($W_L = 0,85$) for the albedo of a moderately dense plant stand ($L = 2$) with horizontal foliage, we get

$$A_6 = A_{D6} = \frac{A_p + R_L (1 - A_p) L}{1 + R_L (1 - A_p) L} = 0,53, \quad (42)$$

where the value 0,21, that correspond to the grass cover, was taken for the surface albedo of the ground A_p , and $R_L = W_L/2$.

Because of the presence of snow cover during the winter, the surface albedo has relatively high values. According to numerous measurements (Kung et al., 1964; Hummel and Reck, 1979; Kukla and Robinson, 1980; Robock, 1980; Briegleb and Ramanathan, 1982) the surface albedo of fresh snow can range from 0,75 to 0,90, while only a few days later, due to metamorphosis of the upper layer, it is reduced to around 0,56.

The average value A_p of 0,70 was taken for the snow cover albedo. The sparse plant stand albedo ($L = 0,2$) above the snow A_0 (Eq. 35) with uniform foliage distribution and $W_L = 0,65$ was calculated using the following equation valid for direct radiation:

$$A_7 = A_p - \left[A_p - \frac{1 - (1 - W_L)^{1/2}}{1 + 2 \cos \theta_0 (1 - W_L)^{1/2}} \right] \left[1 + \frac{G}{\cos \theta_0} \right] L, \quad (43)$$

while the plant stand albedo under the same conditions for diffuse solar radiation was calculated using the equation:

$$A_{D7} = \frac{\left\{ \frac{1 - (1 - W_L)^{1/2}}{1 - W_L} \left[1 - W_L - \frac{1}{2} \ln(1 + 2(1 - W_L)^{1/2}) \right] - C_4 \right\} - (1 - C_1 A_P) -}{1 - C_1 A_P - (C_1 - A_P) e^{-2L(1 - W_L)^{1/2}}} \quad (44)$$

$$\frac{- C_5 (C_1 - A_P) e^{-2L(1 - W_L)^{1/2}} + U_g e^{-L(1 - W_L)^{1/2}}}{1 - C_1 A_P - (C_1 - A_P) e^{-2L(1 - W_L)^{1/2}}}$$

where the coefficients C_1 , C_5 and U_g were calculated as with Ross, (1981).

To calculate the albedo of the dense plant stand above the snow A_Q (Eq. 35), Eqs. (37) and (38) with $A_p = 0,70$ were used.

The results obtained by the examination of the effects of the plant stand albedo on the surface processes will be presented in the next section.

5. Experimental testing

In the experimental testing of the effect of the plant stand albedo on the surface temperature seven different cases were considered.

Fig. 1 shows the calculated albedo values for a sparse (Eq. 36) cover compared to the constant albedo value for bare ground surface of 0,14.

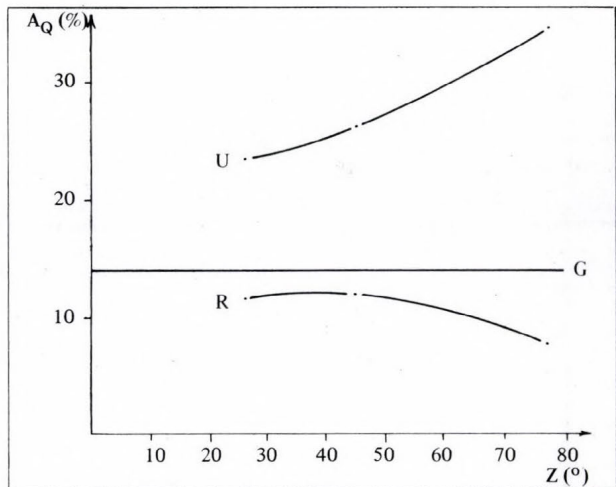


Fig. 1
Albedo A_Q (%) dependence on zenith angle of the sun Z ($^\circ$)
 $h = [90^\circ - Z]$ for: R - sparse plant cover, G - bare soils and U - moderately dense plant cover

The influence of the sparse and dense plant stand albedo, as well as bare ground surfaces, on ground surface temperature is shown on Fig. 2.

The plant stand albedo shows the greatest influence on ground surface temperature during the day from 9 a. m. to 6 p. m., when the maximum temperature for sparse plant stand of 296,3 K and moderately dense plant stand of 294,9 K was obtained. When compared to the maximum temperature of a bare surface 297,0 K, this represents a temperature reduction of 0,7 K and 2,1 K, respectively.

In Fig. 3 the shortwave solar radiation for a bare ground surface and moderately dense vegetation is shown. The graphs obtained are symmetrical in relation to noon while the

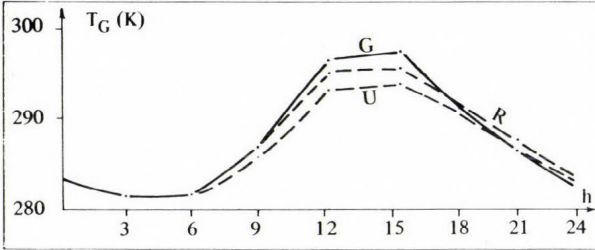


Fig. 2
Diurnal variation of surface temperature T_g (K) for: R - sparse plant cover, G - bare soils and U - moderately dense plant cover

absorbed solar radiation in moderately dense vegetation is reduced by 52 Wm^{-2} in relation to bare ground (Moore, 1976).

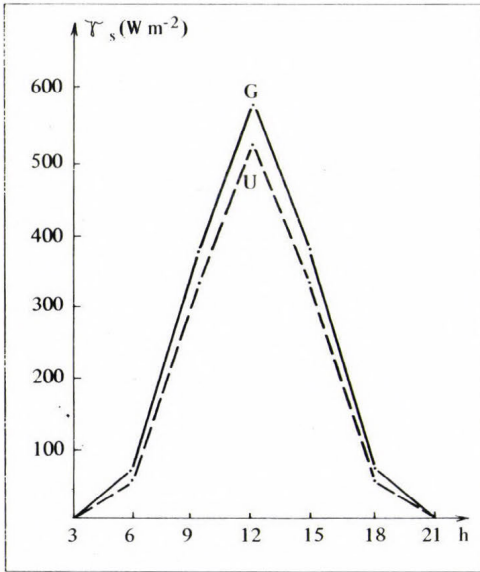


Fig. 3
Diurnal variations of short-wave solar net radiation γ_s (Wm^{-2}) for: G - bare soils and U - moderately dense plant cover

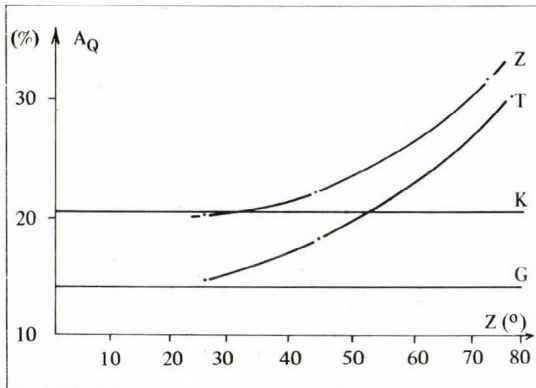


Fig. 4
Albedo A_Q (%) dependence on zenith angle of the sun Z ($h = [90^\circ - Z]$) for: crops (Z) compared with bare soil surface (G) and grassy plant stand (T) compared with the constant (K) for this kind of vegetation

Fig. 4 shows albedo values of crops Z (Eq. 39) compared to bare soil surface albedo G (ploughed field) and of the grassy plant stand albedo T (Eq. (40)) compared to the constant albedo K , value usually used in meso-scale models for this kind of vegetation. These values agree quite well with the experimental data (Kolic, 1976; Ross, 1981).

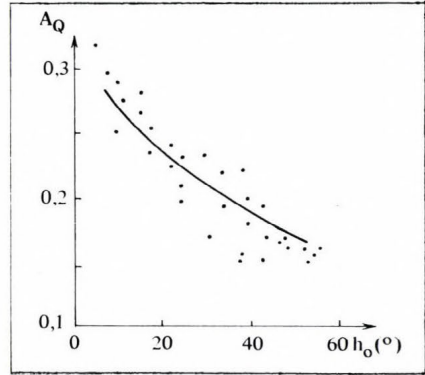


Fig. 5
Albedo A_Q (%) dependence on zenith angle of the sun Z ($h = [90^\circ - Z]$) for: maize plant cover in flowering phase compared with experimental data (Ross, 1981)

Fig. 5 shows the measured albedo values of maize in bloom compared to the curve obtained by using the Schwarzschild approximation for calculating the albedo (assuming the dense plant stand) with the diurnal height of the sun $h_o = \pi/2 - \theta_o$ (Ross, 1991).

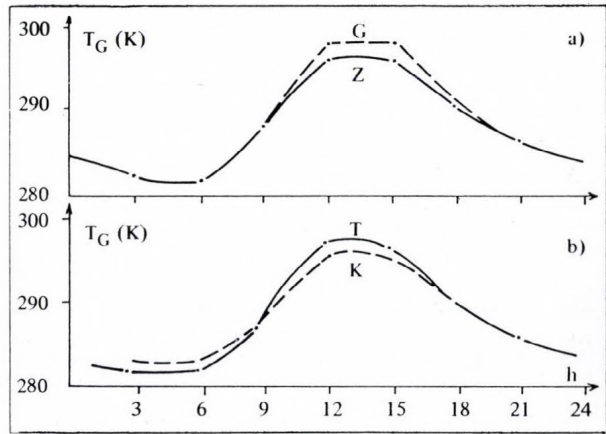


Fig. 6
Diurnal variation of surface temperature T_g (K) for: G - bare soils, and Z - crops
 T - grass and K - albedo of constant value (0,21)

Fig. 6 shows the ground surface temperature obtained by taking into consideration the plant stand albedos (crop and grass) that were compared to the ground surface temperature of bare ground and grass cover with a constant albedo.

If, instead of crop, bare ground surface was to be observed, which is often used in meso-scale models, a maximum error of 1,1 K in the ground surface temperature would occur, while in the situation when the constant instead of the variable grass albedo had to be used the maximum error of -0,9 K in the surface temperature would occur.

The influence of the plant stand albedo value in the case of horizontal foliage and for single scattering (Eq. (41)) as and for large scattering (Eq. (42)) on the ground surface temperature is shown on Fig. 7

The maximum ground surface temperature equal to the temperature of very dense plant stand with large absorption was 297,1 K, while with large scattering the maximum

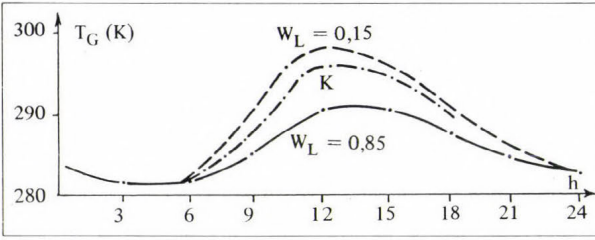


Fig. 7
Diurnal variation of surface temperature T_g (K) – constant value albedo (0,21), strongly absorptive plant cover ($W_L = 0,15$) and strongly scattering plant cover ($W_L = 0,85$)

ground surface temperature was 291,8 K. When compared to the maximum ground surface temperature predicted at the constant albedo value (0,21), a maximum temperature greater by 1,8 K was obtained in the first while in the second case it was smaller by 3,5 K.

Fig. 8 shows the total shortwave net solar radiation for the plant stand whose foliage greatly scatters the sun's radiation. It can be noticed that for the great foliage absorption the

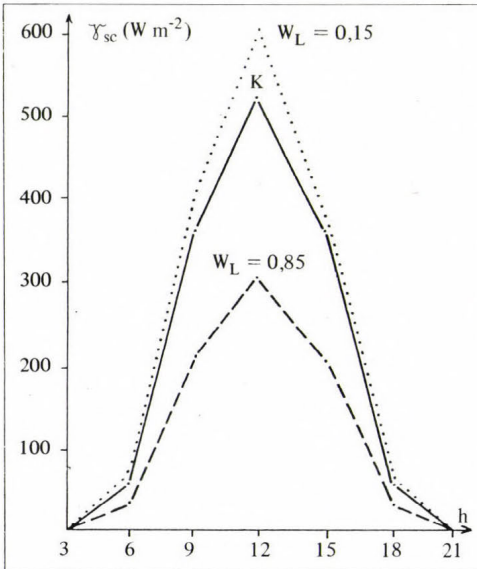


Fig. 8
Diurnal variation of short-wave solar net radiation γ_{sc} (Wm^{-2}) for: K – constant albedo value (0,21), strongly absorptive plant cover ($W_L = 0,15$) and strongly scattering plant cover ($W_L = 0,85$)

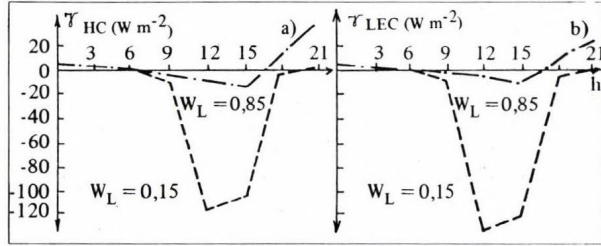
maximum shortwave net radiation at noon on the first day of simulation was $600 Wm^{-2}$, while for the great foliage scattering the maximum shortwave net radiation was nearly two times smaller, i. e. $290 Wm^{-2}$.

The influence of the different foliage scattering coefficient on sensible and latent heat is shown on Fig. 9. The sensible and latent heat fluxes with a small foliage scattering coefficient are significant i. e. the sensible heat flux at noon is $118 Wm^{-2}$, while the latent heat flux in the same instance is $129 Wm^{-2}$. In the case of a large scattering coefficient the sensible heat flux obtained was $12 Wm^{-2}$, and for the latent heat flux the value was $10 Wm^{-2}$.

Leafless hardwood canopies over a snow surface can consequently greatly reduce the effective surface albedo (Roboch, 1980; Dickinson, 1983).

The influence of the snow cover surface albedo as well as the influence of the surface albedo for sparse (Eqs. (43) and (44)) and dense (Eqs. (37) and (38)) plant stand above the snow on the ground surface temperature for a two-day simulation is shown on Figs. 10

Fig. 9
Diurnal variations of: sensitive heat flux $\gamma_{HC} (W m^{-2})$ and latent heat flux $\gamma_{LEC} (W m^{-2})$ for strongly absorptive plant cover ($W_L = 0,15$) and stongly scattering plant cover ($W_L = 0,85$)



A sparse plant stand above a snow cover may decrease the surface albedo considerably, so that, on the first day of simulation, the maximum canopy surface temperature was greater by 3,6 K compared to the maximum snow surface temperature of the snow cover (Fig. 10). Even greater differences are obtained in the presence of a dense plant stand above the snow, so that the maximum canopy temperature of a dense plant above the snow is greater

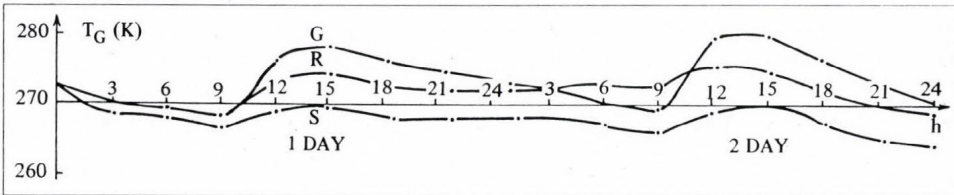


Fig. 10 Diurnal variation of canopy surface temperature $T_g (K)$ for: S – snow cover, R – sparse plant cover over snow and G – dense plant cover over snow

by 5,1 K, while during the second day of simulation is greater by 5,7 K compared to the maximum snow surface temperature of the snow cover (Fig. 10).

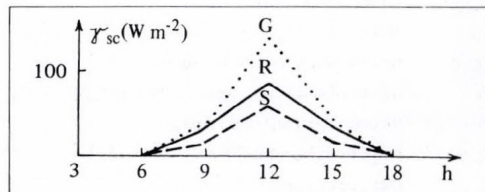
The maximum canopy surface temperatures obtained by the examination of the effects in this way calculated albedfos were presented in the Table 1.

Table 1
The effects of albedos A_0 (%) on the maximum canopy surface temperatures $T_m(K)$

$T_m(K)$	294,9	296,3	295,9	296,1	297,1	291,8	274,6
A_0 (%)	Eqs. (36),(37)	Eqs. (37),(38)	Eqs. (37),(39)	Eqs. (38),(40)	Eq. (41)	Eq. (42)	Eqs. (43),(44)

Fig. 11 shows that the absorbed shortwave radiation with the presence of a very dense plant stand is nearly two times greater in comparison with the shortwave radiation with the presence of a snow cover only.

Fig. 11
Diurnal variations of short – wave solar net radiation $\gamma_{sc} (W m^{-2})$ for: S – snow cover, R – sparse plant cover over snow and G – dense plant cover



6. Conclusions

In this paper a method for calculations of the effect of the plant stand albedo for solar radiation on predictions of ground surface temperature has been proposed.

The plant stand albedo shows the greatest influence on ground surface temperature when the surface is covered with the snow. For example, a sparse plant stand above a snow cover may decrease the surface albedo so that, the maximum canopy surface temperature was greater by 3,6 K compared to the maximum snow surface temperature of the snow cover. Even greater differences are obtained in the presence of a dense plant stand above the snow, this should be taken into consideration when applying the albedo to the climate models.

List of symbols

A_i	- albedo of direct radiation in plant canopy,	L_v	- coefficient for latent heat of evaporation,
A_{Di}	- albedo of diffuse radiation in plant canopy	λ_g	- thermal conductivity,
A_p	- albedo of the ground surface,	M	- atmospheric level number,
A_Q	- total albedo in plant canopy	Ω	- frequency of oscillation equal to
A_1, A_2	- empirical constants,		$2\lambda_g/(\text{period of the wave}),$
α'	- characteristic of surface evaporation,	Q	- velocity scale,
α_w	- constant	q_a	- specific air humidity,
B	- Bowen ratio,	q_w	- specific humidity of saturated air,
B_1, B_2	- empirical constants,	R_i	- Richardson number,
c	- relative cloudiness,	R_L	- coefficient of plant reflectivity,
C_g	- soil volumetric heat capacity,	\tilde{S}_M, \tilde{S}_H	- stability functions,
C_p	- air specific heat at constant pressure,	r_o	- solar radiation direction,
C_{DH}	- aerodynamic transfer coefficient for heat,	r_s	- leaf stomate resistance,
C_{DE}	- aerodynamic transfer coefficient for	ρ_o	- air density,
	moisture,	σ	- Stefan-Boltzman constant,
d	- depth of soil,	σ_f	- shielding factor,
δ	- sun's declination,	T_a	- air temperature,
G	- foliage orientation function,	T_g	- ground surface temperature,
Γ	- function of Richardson's flux number,	T_c	- cloud temperature
γ_1, γ_2	- empirical constants,	T_l	- leaf temperature,
γ_D	- diffuse solar radiation flux,	t	- time,
γ_G	- soil heat flux,	Δt	- time step,
γ_H	- air sensible heat flux,	θ	- potencial temperature,
γ_{LE}	- air latent heat flux,	θ_o	- zenith angle of solar radiation,
γ_o	- solar constant,	$ V $	- near-surface wind velocity,
γ_R	- net longwave radiation flux	W_g	- soil water content,
γ_s	- direct plus diffuse solar radiation flux	W_L	- scattering coefficient in plant canopy,
γ_s'	- direct solar radiation flux,	W_{sat}	- saturated soil water content,
h_o	- height of the sun,	z	- vertical direction
L	- leaf area index,		

REFERENCES

- Bhumralkar, C. M., 1975: Numerical Experiment of the Computation Ground and Surface Temperature in an Atmospheric General Circulation Model. *J. Appl. Met.* 14, 1246-1258.
- Blackadar, A. K., 1976: Modeling the Nocturnal Boundary Layer. *Am. Met. Soc. 3rd Symp. Atm. Turbulence, Diffusion and Air Quality*, Oct. 19-22, Raleigh N. C., 46-49.
- Briegleb, B. and Ramanathan, 1982: Spectral and Diurnal Variations in Clear Sky Planetary Albedo. *J. Appl. Met.* 21, 1160-1171.
- Briegleb, B. P., P. Minnis, V. Ramanathan and E. Harison, 1986: Comparison of regional clear sky albedos inferred from satellite observations and model computations. *J. Clim. Appl. Met.* 25, 214-226.
- Cowan, I., 1971: Light in Plant Stands with Horizontal Foliage. *J. Appl. Ecol.* 8, 579-580.
- Dardorff, J. N., 1977: Efficient Prediction of Ground Surface Temperature and Moisture with Inclusion of a Layer of Vegetation. *J. Geophys. Res.* 83, 1889-1903.
- De Vries, D. A., 1963: *Environmental control of plant growth*. Academic Press, London
- Dickinson, R. E., 1983: Land surface processes and climate - Surface albedos and energy balance. *Advan. Geophys.* 25, 305-353.
- Dickinson, R., 1986: Evapotranspiration in global climate models. *Adv. Space Res.* 26th COSPAR Meeting, July 2-10, Toulouse, 45-56.
- Hummel, J. R. and A. R. Reck, 1979: A Global Surface Albedo Model. *J. Appl. Met.* 18, 239-253.
- Kukla, G. and D. Robinson, 1980: Annual Cycle of Surface Albedo. *Mon. Wea. Rev.* 108, 56-58.
- Kung, E., R. Bryson and D. Lenschow, 1964: Study of a Continental Surface Albedo on the Basis of Flight Measurements and Structure of the Earth's Cover over North America. *Mon. Wea. Rev.* 92, 543-564.
- Mathews, E., 1983: Global vegetation and land use: New high-resolution data bases for climate studies. *J. Clim. Appl. Met.* 23, 474-487.
- Mesinger, F., 1976: *Dinamička Meteorologija. Metode i Problemi Numeričkog Reavanja Jednaci Kretanja*. Gradj. Knjiga, Beograd
- Monteith, J. L., 1981: Evaporation and surface temperature. *Quart. J. R. Met. Soc.* 107, 1-27.
- Moore, J. 1976: A comparative study of radiation balance above forest and grassland. *Quart. J. R. Met. Soc.* 102, 889-899.
- Paltridge, G. W. and C. M. Platt, 1976: *Radiative Processes in Meteorology and Climatology*. Junk, Amsterdam, 231 pp.
- Priestley, C. and B. Taylor, 1972: On the Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters. *Mon. Wea. Rev.* 100, 81-92. Rakovec, J., 1978: *Jednodimenzionalni Model za Odredjivanje Prizemne Temperature*. S. H. M. Z. Beograd
- Rakovec, J., 1981: *Parametrizacija planetarnog granicnog sloja pomocu hipoteze o zatvaranju*. Univerzity of Ljubljana
- Richimayer, I. and K. Morton, 1976: *Difference method for initial value problems*. Second editon. J. Walley and Sons, New York, 460 pp.
- Robock, A., 1980: The Seasonal Cycle of Snow Cover, Sea Ice and Surface Albedos. *Mon. Wea. Rev.* 108, 267-285.
- Ross, J., 1976: *Vegetation and Atmosphere*, J. Monteith, ed. Academic Press. London, 258 pp.
- Ross, J., 1981: *The Radiation Regime and Architecture of Plant Stands*. Junk, The Hague, 184 pp.
- Verstraete, M. and R. Dickinson, 1986: Modeling surface processes in atmospheric general circulation models, *Annales Geophysicae* B. 4, 357-364.
- Yamada, T. and G. Mellor, 1975: A simulation of the Wangaraé atmospheric boundary layer data. *J. Atmos. Sci.* 32, 239-2329.
- Yamada, T., 1976: On the Similarity Function A, B and C of the Planetary Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.* 33, 781-793.
- Zhang, D. and R. Anthes, 1982: A High-Resolution Model of the Planetary Boundary Layer - Sensitivity Test and Comparisons with SESAME - 79 Data. *J. Appl. Met.* 21, 1594-1609.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 95. évf. 4. szám, 1991. július–augusztus
Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 95 No. 4 July–August 1991

Calculation of diurnal variation of surface temperature using a simplified energy balance model

Z. Dunkel, K. Pásztor and Cs. Tiringér

Central Meteorological Institute H - 1525 Budapest PO Box 38

To describe the daily run of canopy surface temperature a simplified energy balance model was constructed following the recommendation of Sellers et al. (1986). We have only one data set. The results of a remote sensing experiment executed at the Szarvas Agrometeorological Observatory (Hungary, 46° 52' N; 20° 31' E) on a sunflower crop grown in continually compensated lysimeter representing well-watered (potentially transpiring) vegetation were used to test the model. Selecting the rainless days from the measured data series in the period 16th June - 3th August 1988 (48 days) we received a 22-day-long data series. The validity of the model was evaluated comparing the calculated and the measured surface temperature. The calculated daily course is near to the measured values and the model appears to perform realistically.

*

A felszínhőmérséklet napi menetének számítása egyszerűsített energiaegyensúlyi modellel. Követve Sellers et al. (1986) javaslatát a felszínhőmérséklet időbeli menetének leírására egy egyszerűsített energiaegyensúlyi modellt konstruáltunk. Csak egy adat együttes állt rendelkezésünkre. A Szarvasi Agrpmeteorológiai Observatóriumban evapotranspirométerbe vetett napraforgó állomány felett elvégzett távérzékelési kísérlet adatait használtuk fel a modell tesztelésére. Az 1988 június 16-tól augusztus 3-ig (48 nap) tartó mérések közül kiválasztottuk a csapadégmentes napokat, s így egy 22 nap terjedelmű adatsort kaptunk. A modell jóságát a számított és mért adatok összevetésével becsültük. A számított napi menet jól követi a mért értékeket, s úgy tűnik, hogy a modell jól működik.

Introduction

The energy balance simply states that the incoming energy of a system is equal to the sum of the outgoing energy and internal storage. Since the various forms of transported energy are generally a function of temperature, the energy balance can be used to determine the temperature and the changes in temperature of the system. The energy balance can be written as

$$R_n = D + G + J + A + H + LE \quad (1)$$

where:

R_n	- net flux of radiation	$[Wm^{-2}]$
D	- net rate of horizontally advected energy	$[Wm^{-2}]$
G	- heat flux across the bottom of a control volume	$[Wm^{-2}]$
J	- net physical storage in the volume per unit time	$[Wm^{-2}]$
μA	- net biochemical storage per unit time	$[Wm^{-2}]$
H	- vertical flux of sensible heat	$[Wm^{-2}]$
LE	- vertical flux of latent heat	$[Wm^{-2}]$

A simplified version of equation (1) has been used for calculations. The net flux μA is a measure of the rate of energy stored biochemically. The average value of μA may be as large as 15 Wm^{-2} (daytime) and as small as -3 Wm^{-2} (nighttime). Similar results were given by *Hunkár* (1986) for maize canopy. The minimum efficiency was 0.55 % and the maximum value never reached more than 5.6 %. This is a negligible quantity in comparison with R_n . Although the flux divergence term D is significant, it is not easily measured and is therefore often neglected. The physical storage J is again a negligible quantity. A typical maximum value of it in a well-developed canopy is about 20 Wm^{-2} (*Thom* 1975). For this reason a simplified version of Equation (1) can be introduced:

$$R_n = G + H + LE \quad (2)$$

We have used (2) as the basis for the following considerations. One possible way to solve it is to establish a correlation between the measured quantity of water actually evaporated and the surface temperature or net flux of radiation. This method needs a great number of simultaneous measurements of evaporation and surface temperature. In addition, if the crop or the subjacent surface change, we should establish new data bases. In the course of our research two simple methods were employed, both of which demand a considerable amount of field experimentation. One of them was recommended by *Jackson* (1977). He found a good linear regression between the one-time-a-day (taken between 13.30 and 14.00 hours) measurements of $T_C - T_A$ (surface or skin temperature minus air temperature measured in standard wind shelter) and daily values of vertical flux of sensible heat. He assumed that the soil heat flux for 24-hour periods can be taken as constant. When these simplifications are made (3) becomes

$$R_n - LE = a + b (T_C - T_A) \quad (3)$$

where:

- T_C - surface temperature of a plant canopy [°C]
- T_A - temperature of the surrounding air (taken at 2 meters) [°C]
- a - constant value of the soil heat flux
- b - being a composite constant that must be determined by means of several measurements

Choosing a relatively short time unit the evapotranspiration can be determined as a remainder term of the Eq. 2. The disadvantage of this method is that the simultaneously measured temperature data are not always available. We have chosen the other more complicated way to simulate the terms of Equation (2) (*Sellers* 1986).

1. The Structure of the Simplified Surface Model

The governing equation for the canopy temperature is:

$$C_C \frac{T_C}{t} = R_{nC} - H_C - LE_C \quad (4)$$

where:

- C_C - heat capacity of the canopy [Jm⁻²K⁻¹]

The subscript „C” refers to the canopy.

The net radiation fluxes are obtained by subtracting the emitted thermal radiation from the absorbed radiation:

$$R_{nC} = (1 - \alpha) \cdot S - \sigma (\epsilon_C \cdot T_C^4 + \epsilon_A \cdot T_A^4) \quad (5)$$

where:

α	- canopy albedo	
S	- sum of the incoming radiation for the canopy	$[\text{Wm}^{-2}]$
σ	- Stefan-Boltzmann constant	$[\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}]$
ϵ_C	- canopy emissivity	
ϵ_A	- air emissivity	

The sensible and latent heat fluxes can be expressed by the well-known resistance formulation, whereby

$$\text{flux} = \frac{\text{potential difference}}{\text{resistance}}$$

This approach makes it possible to treat the effects of the canopy and the air together, because the air resistance can be added to the canopy resistance. The term H_C is determined in the following way:

$$H_C = \rho \cdot c_p \frac{T_C - T_A}{r_D} \quad (6)$$

where:

ρ, c_p	- density and specific heat of the air	$[\text{kgm}^{-3}], [\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$
r_D	- aerodynamic resistance between ground and canopy air space	$[\text{sm}^{-1}]$

The neutral value of the aerodynamic resistance for the transfer of heat and water vapour from the ground cover and the soil surface to the height h_A , can be written as

$$r_D = \int_0^{h_A} \frac{1}{K_M} dz \quad (7)$$

where:

K_M	- momentum transfer coefficient	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
h_A	- the water vapour and sensible heat source height, may be defined as the center of action	$[\text{m}]$

The determination of K_M needs detailed measurements of the wind profile. Theoretically the heat transfer coefficient does not correspond to the momentum transfer coefficient. But unless the condition are extremely unstable it is permissible to use a universal transfer coefficient. The available measuring instruments do not allow to determine r_D by (7), so we had to use a simpler relationship:

$$r_D = \frac{C_1}{|u_h|} \quad (8)$$

where:

u_h	- wind speed at h	$[\text{ms}^{-1}]$
C_1	- surface dependent constant, obtained partly from the literature (Goudriaan, 1977) and partly from our experiments.	

The transpiration rate from the vegetation is given by

$$LE = \frac{e^*(T_C) - e_A}{r_C + r_D} \frac{\rho_{cP}}{\gamma} (1 - W_C) \quad (9)$$

where:

L	- latent heat of vaporization	[Jkg ⁻¹]
$e^*(T_C)$	- saturation vapour pressure at temperatures (At the stomata the air is supposed to be saturated until the soil moisture content reaches the wilting point.)	T_C [hPa]
e_A	- vapor pressure in canopy air space at temperature	
T_A	- measured at 2 meters high in thermometer screen	[hPa]
r_C	- canopy resistance	[sm ⁻¹]
γ	- psychrometric constant	[hPaK ⁻¹]
W_C	- wetness fraction of canopy and ground cover,	0 < W_C < 1

If any part of the canopy is wet, we suppose, that $r_C = 0$ and calculate as for free water surface. These conditions exist after rain until the canopy dries out. In our investigations only the cloudless days were considered, when $W_C = 0$. Practically and theoretically the determination of r_C is the most difficult. This term integrates the resistance of the canopy against the water during the whole period from the draining till the transpiration. The quantity of r_C is not measurable directly. We could measure only the resistance of the leaf surface, which is called stomatal resistance. It can be measured by steady state porometer. The stomatal resistance has daily and monthly course. It depends not only on the species of plant but also on the water and nutritive supply in the soil (Szeicz et al. 1969, Anda 1986, 1987). To approximate the stomatal resistance is more complicated than that for the aerodynamic resistance. Adapted from Goudriaan (1977) Sellers (1986) submitted, using other sources, a possible theoretical approach. This gives a connection between the measurable parameters and the canopy resistance:

$$\frac{1}{r_C} = V_C N_C \int_0^{\text{LAI}} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{O(\phi, \Theta) f(\Sigma)}{r_S(S, \phi, \Theta, \Phi)} \sin \phi \cdot d\phi \cdot d\Theta \cdot d\text{LAI} \quad (10)$$

where:

V_C	- fractional area covered by the canopy	
N_C	- green leaf fractions of total leaf and stem area indices (as function of time)	
$O(\phi, \Theta)$	- leaf angle distribution	
r_S	- the stomatal resistance of an individual green leaf (measureable)	
$f(\Sigma)$	- product of all stress terms influencing stomatal resistance	
ϕ, Θ	- leaf azimuth, inclination angle	
S	- downward PAR (photosynthetically active radiation)	
	flux above canopy	[Wm ⁻²]
Φ	- extinction coefficient	
LAI	- leaf area index	[m ² m ⁻²]

The practical application of Eq. 10 is difficult because we have no information about the spatial distribution of angles. So to calculate the r_C value a similar method was used as in case of r_D . We approach r_C empirically that gives only the daily changes of the canopy resistance according to R_n .

$$r_c = \frac{C_2}{R_{nc}} \cdot f(W) \quad (11)$$

where:

C_2 – surface dependent constant calculated from the other evaporation values measured by remote sensing technique (Szabo, 1988)

$$W = \frac{\Theta}{\Theta_S}$$

Θ – volumetric soil moisture in the investigated layer, $[m^3 m^{-3}]$
 Θ_S – saturation value of $[m^3 m^{-3}]$
 $f(W)$ – is the function of the soil moisture

The temporal change of the soil moisture content is given by the water balance equation.

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{1}{\Theta_S h} [P_I - Q_D - \frac{1}{\rho_w} (E_C + E_S)] \quad (12)$$

where:

h – thickness of the soil layer $[m]$
 P – infiltration of precipitation into the upper soil moisture store $[ms^{-1}]$
 Q – flow into the deeper layer $[ms^{-1}]$
 E_C – transpiration from the canopy $[kgm^{-2}s^{-1}]$
 E_S – transpiration from the soil surface $[kgm^{-2}s^{-1}]$

In the case of a cloudless day the precipitation, P and the flow into the deeper layer, Q can be neglected. Since in our investigations we supposed that all the ground was covered by canopy E_S was negligible too. The (4) governing prognostic equation was solved by an implicit backward method. The terms of (4) were expanded to Taylor's series. Using the first term of the Taylor series we got an algebraic expression for the hourly changes of the T_C .

$$C_c \frac{\Delta T_C}{\Delta t} R_{nc} + \frac{\partial R_{nc}}{\partial T_C} \Delta T_C - H_C - \frac{\partial H_C}{\partial T_C} \Delta T_C - LE_C - \frac{\partial LE_C}{\partial T_C} \Delta T_C \quad (13)$$

where:

C_c – heat capacity $[Jm^{-2}K^{-1}]$
 t – time $[s]$

T_C could then be obtained from (13). Adding ΔT_C to the initial T_C at starting time the T_C value will give T_C for time $t_o + \Delta t$. The starting surface temperature value can be determined by remote sensing using satellite data or near-to-surface measurements. In the model calculations we used a 1 hour (3600 s) time step.

2. Tests of the method

The described method can be tested using micrometeorological measurements and biophysical data at a point. From 16th June to 3rd August 1988 measurements were carried out on in a sunflower field of the Agrometeorological Observatory Szarvas (Hungary $46^{\circ} 52'N 20^{\circ} 31'E$). The canopy surface temperatures were measured with an infrared thermometer of type KT-24 with a 10-12 micrometer waveband, which has an accuracy of ± 0.1 K. It was positioned on a platform 10 meter high to view the surface vertically, under the

canopy growing in the Thornthwaite type compensated lysimeter (the plants were grown in the lysimeter transpire potentially). The diameter of field of view was about 1 meter so we measured not only the canopy temperature in the lysimeter but that of the surrounding surface too. This bias is not a measurable quantity. A one channel data logger was connected to the infrared thermometer and the continuously measured and collected surface temperature values were the basis of all calculations. The standard meteorological data were measured continuously in the Szarvas Agrometeorological Observatory. The data referring to cloudless conditions were chosen and the final data basis consists of only 22 days.

Table I The results of the model.

<i>t</i>	T_C	T_a	R_{nC}	H_C	LE	$T_{Cmes}-T_{Ccal}$
<i>Average values</i>						
7	18.7	19.5	109.1	-25.0	181.8	-0.3
8	20.7	21.2	231.8	-15.9	296.8	0.0
9	22.4	23.1	348.4	-23.5	421.2	-0.1
10	23.2	24.4	430.3	-37.9	497.5	-0.1
11	23.6	25.4	458.6	-60.3	529.6	0.1
12	24.0	26.1	494.5	-71.9	580.0	0.0
13	23.8	27.0	486.9	-110.8	592.2	-0.1
14	23.4	27.2	439.8	-131.7	557.1	-0.2
15	22.9	27.4	375.0	-157.0	515.9	0.0
16	22.6	27.4	301.6	-169.9	458.8	0.0
17	21.1	26.6	194.2	-194.0	342.0	0.9
18	20.5	26.0	105.4	-184.2	273.3	0.6
19	18.9	24.3	8.6	-161.0	138.7	0.7
<i>The best fitting case</i>						
7	16.7	17.8	122.2	-44.3	222.2	-1.3
8	19.7	19.6	283.0	4.8	356.5	-1.1
9	21.6	21.8	416.4	-8.0	481.0	-0.6
10	21.8	22.6	427.7	-27.8	461.0	-0.3
11	22.8	23.4	488.1	-18.8	537.6	-0.8
12	21.4	24.4	460.6	-99.3	518.0	-0.3
13	21.6	24.7	442.7	-105.2	555.1	-0.6
14	21.5	25.3	386.4	-123.9	507.9	-0.6
15	19.0	24.3	208.9	-159.5	313.3	0.8
16	18.9	23.6	234.9	-194.3	425.1	0.6
17	17.8	23.4	88.0	-166.2	232.9	1.9
18	18.6	22.9	167.3	-169.5	358.4	0.3
19	16.2	1.7	40.2	-188.2	183.7	0.7
<i>The worst fitting case</i>						
7	21.2	23.6	121.4	-87.2	250.5	0.5
8	21.9	24.3	248.5	-93.5	369.5	1.7
9	23.0	25.2	366.4	-84.3	490.8	2.6
10	25.2	27.0	495.5	-68.3	667.2	1.9
11	25.2	28.3	555.4	-107.5	676.8	3.0
12	26.3	29.8	587.5	-149.9	781.8	2.5
13	27.6	31.8	585.9	-175.7	830.9	1.3
14	26.7	32.3	561.3	-249.9	758.0	2.0
15	26.7	32.9	482.9	-278.1	766.3	1.2
16	25.5	32.8	359.7	-330.2	620.1	2.1
17	24.4	32.1	243.5	-321.4	514.8	3.0
18	22.2	30.6	97.7	-345.5	353.5	4.5
19	20.8	29.0	7.2	-243.1	220.3	4.6

t – time (hour), T_C – calculated surface temperature, $^{\circ}C$, T_a – air temperature $^{\circ}C$, R_{nC} – radiation balance, Wm^{-2} , H_C – sensible heat flux, Wm^{-2} , LE – latent heat flux, Wm^{-2} , $T_{Cmes}-T_{Ccal}$ – difference between measured and calculated surface temperature, $^{\circ}C$

Table I shows the average of the daily results, the best and the worst case. Fig.1 illustrates the measured and the calculated surface temperature on three successive days.

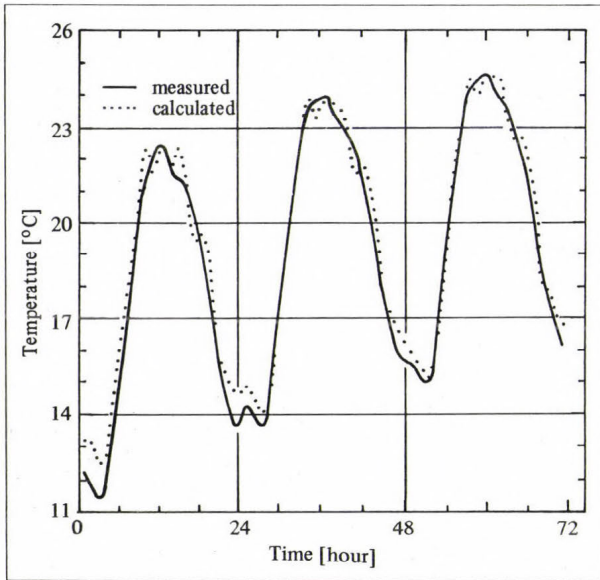


Fig. 1
Temporal run of surface temperature ($^{\circ}\text{C}$), sunflower, grown in lysimeter, on three consecutive days, Szarvas 1988

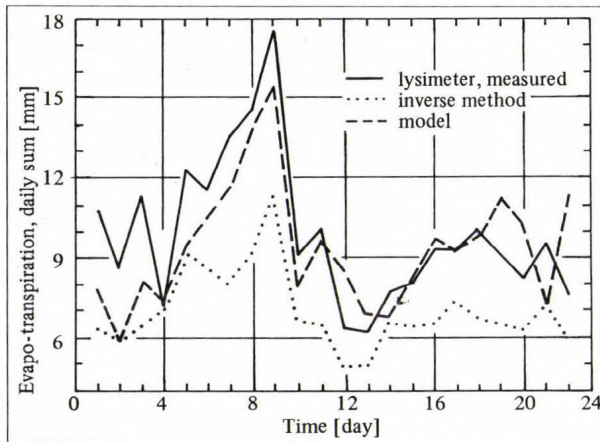


Fig. 2
Comparison of daily evapotranspiration values (mmday^{-1}) on cloudless days, 22 days chosen from 16 th June - 3th August 1988 period

Fig.2 shows the daily evapotranspiration rate in mmday^{-1} units calculated by the model as compared to data, measured in the lysimeter and data calculated by Szabó's (1988) inverse method.

3. Conclusion

The accuracy of the model was investigated only in the case of well-watered stand. The calculated values fit to the measured one well except for a few time steps as shown in Table I. The model reproduces the daily course of surface temperature well. The reason for

for this is that the principal term in the model is the radiation balance. The basic uncertainty factor of the model is that the surface temperature is calculated as a relatively small remainder term after subtracting the latent and sensible heat flux. This leads to the appearance of some instability (oscillations) in the calculated values. The other reason is the relatively high time step. During the quick change of incoming radiation the one-hour-time-step integrates a too long time and it would be better to use a smaller time-step. The aerodynamic resistance was supposed to be proportional to the square root of wind speed. This condition is true only at near neutral atmospheric stability conditions. This simplification was not true on days when the differences between calculated and measured value were too high. The model proved to be insensitive to the so called surface heat capacity. Varying its value between wide limits the calculated surface temperature shows only a small variation. The situation is similar for the initial surface temperature too. After a few hours the difference is small and the model follows the course of the skin temperature. Only one series of experiments was executed using the simplified model but it was found that the model reproduced the time series of latent and sensible heat fluxes and surface temperature fairly well compared with the available data.

REFERENCES

- Anda, A. 1986: Effect of Cement Kiln Dust on the Radiation Balance and Yields of Plants. *Env. Pollution (Ser. A)* 40: 249-256
- Anda, A. 1987: Effect of Cement Kiln Dust on the Radiation and Water Balance and Yields of Winter Wheat. *Acta Agronomica Hungarica* 36: 267-275
- Goudriaan, J. 1977: Crop Micrometeorology: A Simulation Study. Wageningen Center for Agricultural Publishing and Documentation, 249 pp.
- Hunkár, M. 1986: Solar radiation balance and efficiency in a maize stand. *Időjárás* 90: 221-227
- Jackson, R. D. 1977: Wheat canopy temperature: a practical tool for evaluating water requirements. *Water Resour. Res.*, 19: 285-296
- Sellers, P. J., Mintz, Y., Sud, Y. C. and Dalcher, A. 1986: A Simple Model for Use within General Circulation Models. *J. Atm. Sciences* 43: 505-531
- Szabó, T. 1988: An inverse method to solve the energy-balance equation using surface temperature. *Időjárás* 93: 115-120
- Szeicz, G., Endrődi, G. and S. Tajchmann. 1969: Aerodynamic and Surface Factors in Evaporation. *Water Resour. Res.* 5: 380-394
- Thom, A. S. 1975. Momentum, mass and heat exchange in plant communities. In (Monteith, ed.,) *Vegetation and the Atmosphere: Volume I. Principles*. London. Academic Press.

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 95. évf. 4. szám, 1991. július–augusztus
Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 95 No. 4 July–August 1991

Instabilitási vonal regionális ciklonban*

Bodolainé Jakus E.

Központi Előrejelző Intézet H-1675 Budapest, P. O. Box 32.

Tánczer T.

Országos Meteorológiai Szolgálat Számítóközpont H-1675 Budapest, P. O. Box 32.

A tanulmány egy kvázi-stacionárius, leszakadt hideg légcsepp keleti meleg oldalán kialakult peremháborgásban vizsgálja egy intenzív, heves szélviharokat okozó instabilitási vonal mezoléptékű szerveződését és kialakulásának feltételeit. A nedves izentropikus analízisek szerint a vonal kialakulásában a meredeken emelkedő, konvektíven instabilis légrétegződésű meleg, nedves szállítószalag és a domborzat játssza a döntő szerepet.

*

Instability line in a regional cyclone. In the study conditions of forming and meso-scale organizing of a squall-line, developing on the east warm side of a cold cut-off low, are investigated. In the development of the squall line the convective instability in the warm moist conveyor belt and the influence of the orography play a decisive role as it is indicated by the moist isentropic charts.

Bevezetés

A digitálisan kiértékelt radar és infravörös műholdképek széleskörű felhasználása a mezoléptékű konvektív időjárási rendszerek tanulmányozásában eddig nem ismert tulajdonságaikra és a szerveződésük sajátos formáira derített fényt. A 80-as években a csapadék rendszerek és konvektív viharok több új elvi modelljét alkották meg, amelyeket legutóbb *Browning* (1985) foglalt össze. Más szerzők, például *Carlson et al.* (1983) nagy fontosságot tulajdonítanak a földrajzi régióknak bizonyos típusú konvektív rendszerek és azok kialakulását megelőző helyzetek létrejöttében. Az említett szerzők a regionális folyamatok tanulmányozásának előrejelzési értéket is tulajdonítanak, mert szerintük adott szinoptikus léptékű áramlásra a régió azonos módon válaszol. A Kárpát-medence mezoléptékű konvektív időjárási rendszereinek létrejöttében igen nagy szerepe van a Földközi-tengernek, az Észak-Adria térségének és az Alpok délkeleti hegyvonulatainak, amit hazai tanulmányok bizonyítanak (*Bodolai I. et al.*, 1967; *Bodolainé Jakus és Vissy*, 1988).

E dolgozat egy hideg légcsepp peremén képződött peremháborgásban vizsgál, egy sajátos módon vonalba rendezett konvektív rendszert – instabilitási vonalat –, amelyet szélviharok kísértek a Dunántúl térségében.

* A kutatást a Magyar Tudományos Akadémia támogatta

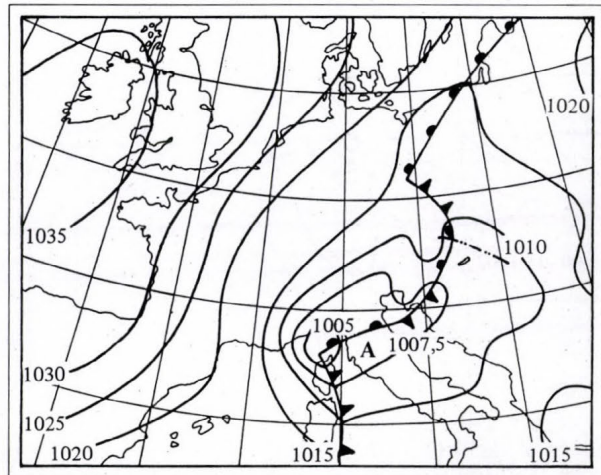
1. A vizsgálat módszerei

A bevezetőben említett konvektív rendszer vizsgálatát a megfigyelésekkel nyújtott adatbázis határozta meg. A szinoptikus léptékű folyamatokat, a talajközeli szinoptikus és nyomástopográfiai térképeken kívül, pszeudo-nedves izentropikus felületeken, valamint a pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet tér-idő vertikális metszetein tanulmányoztuk.

A mezoléptékű folyamatok nyomonkövetésére a magyarországi óránkénti szinoptikus térképek, a Fuess-féle szélregisztrátumok feldolgozásából származó izochron és izotacha analízisek, valamint óránkénti radaradatok és infravörös műholdképek nyújtottak lehetőséget. A radaradatok három állomásról (Szentgotthárd/Farkasfa, Budapest/Ferihegy és Nyíregyháza/Napkor) álltak rendelkezésre. Az adatokat $20 \times 20 \text{ km}^2$ -es négyzetekre manuálisan digitalizálják és azokhoz csapadékintenzitás értékeket ($\text{mm}/\text{ó}$) rendelnek hozzá. A műholdas adatbázist a METEOSAT-2 geostacionárius műholdról vett analóg IR felvételek képezték. Ezeket digitalizálással mennyiségi értékelésre teszik alkalmassá. Az adatokból felhőtető hőmérsékleteket állítottunk elő a *Pintér és Tanczer* (1987) által kifejlesztett kalibrációs eljárás segítségével.

2. A szinoptikus helyzet

Magyarország időjárását 1987. május 3–6 között a Genovai-öböl, és Észak-Olaszország fölött örvénylő kvázi-stacionárius ciklon, illetve annak regionális peremháborgásai irányították. A szőbanforgó ciklonnak és frontjainak talajközeli helyzetét 1987. május 4-én 18 UTC órákor az *1. ábra* mutatja. Ez a talajközeli háborgás sorozat egy hideg légcsepp

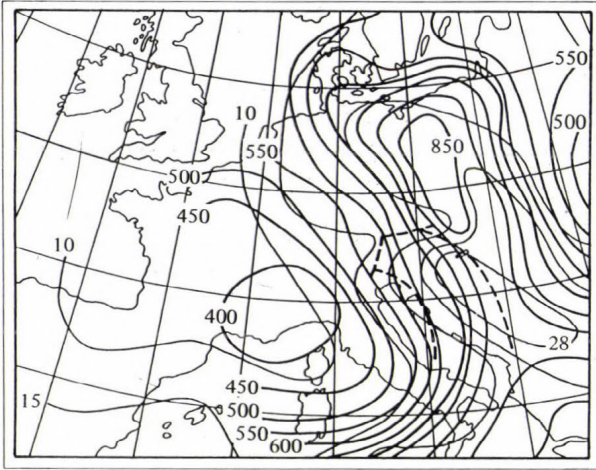


1. ábra:

A talajközeli szinoptikus helyzet
1987. május 4-én 18 UTC órákor

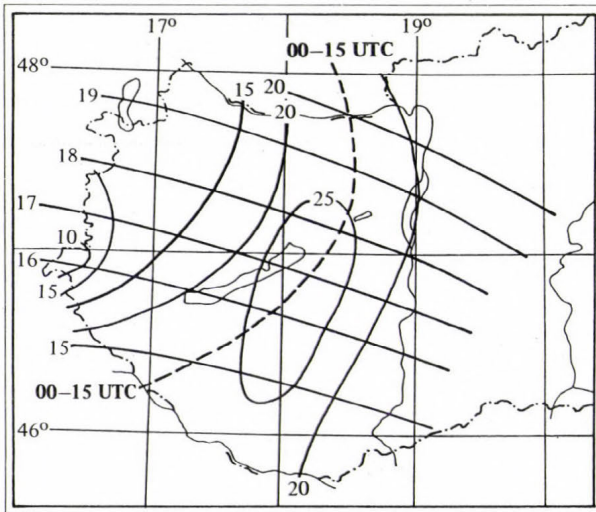
keleti peremén képződött, amit a 2. ábrán feltüntetett $\theta_w = 12^\circ\text{C}$ -os nedves izentropikus felület nyomási mezeje bizonyít. Ez a hideg légcsepp a leszakadt hideg örvény (cut-off low) tipikus esete, amely perzisztens feltételt biztosít keleti melegoldali peremháborgások kialakulásához. Ebben a szinoptikus helyzetben, mindvégig a peremháborgás keleti meleg oldalán maradván, május 3-án 14 órától 6-án 22 óráig különböző erősségű és szerveződésű konvektív rendszerek jöttek létre Magyarország területén. Ezek közül legfontosabb az a heves szélvi-

harokkal és jégesővel is kísért instabilitási vonal volt, amely május 4-én haladt át a Dunántúlon. Az instabilitási vonal átvonulásának izochronjait és a kifutó szél maximális szellőké-



2. ábra:

A $\Theta_w = 12^\circ\text{C}$ pszeudo-nedves izentrop felület 1987. május 4-én 12 UTC órákor. A vékony vonal a kihullható vízmennyiség mm-ben. A szaggatott nyíl a meleg nedves szállító szalagot jelöli



3. ábra:

Az 1987. május 4-én átvonult instabilitási vonal izochronjai (vastag vonal), a maximális szellőkések izotahái (vékony vonal) és a tartós csapadék határa (szaggatott vonal)

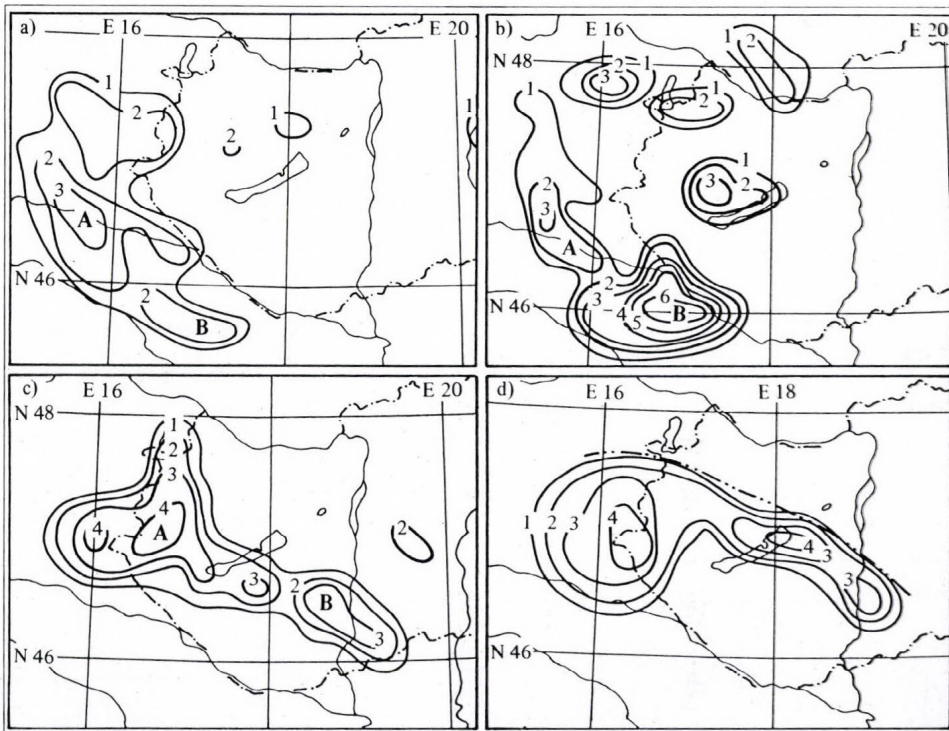
seinek izotacháit a 3. ábra szemlélteti. Az ábrán elhatároltuk azt a területet, ahol május 4-én az instabilitási vonal megjelenéséig, 00–15 UTC között folytonosan, illetve csak kisebb megszakításokkal csapadéktevékenység (eső, zápor) fordult elő.

3. Az instabilitási vonal fejlődésének mezoléptékű analízise

Az előző pontban vázolt szinoptikus helyzetet a hazai szinoptikus irodalom és az előrejelző gyakorlat sem tartja számon heves viharokat okozó helyzetként. Első közelítésben tartós csapadéktevékenység rendelhető hozzá, főleg a Dunántúl térségében. Ezt mutatja a 3. ábrán jelzett csapadéktevékenység területe is.

A szentgotthárdi óránkénti radar megfigyelések 4-én 00 UTC órától több-cellás, váltakozó kiterjedésű csapadék tömböket mutatnak a Dunántúl, Kelet-Ausztria és Horvátország területén. Kisebb tér-idő méretű csapadékos objektumok azonban a Dunától keletre lévő területeken is észlelhetők. A felhőtető magasságok azonban 14 óráig sehol sem haladják meg a 4–6000 m-t, és csak egy-egy cellában észlelnek záport.

A csapadék-cellák vonallá rendeződésének folyamatát a 4a; b; c; d. ábra szemlélteti. A 4a. ábrán 13 UTC órákor megfigyelt csapadékos terület Kelet-Ausztria feletti része



4. ábra:

A radarral becsült csapadékinintenzitás eloszlása 1987. május 4-én a) 13, b) 14, c) 16 és d) 17 UTC órákor.

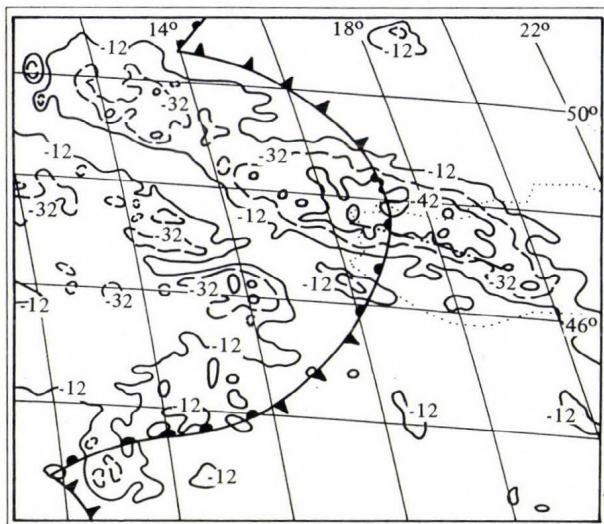
Az izovonalaknál a csapadékinintenzitás kódszámai:

1 ~ 0,15 - 0,35, 2 ~ 0,35 - 0,8, 3 ~ 0,8 - 2,0, 4 ~ 2,0 - 7,6, 5 ~ 4,6 - 11,0, 6 ~ 11,0 - 26,0 mm/órát jelentenek

egységesen kis intenzitású (0,2–0,8 mm/ó), de felhővel teljesen borított terület. A Pohorje- és Bilo-hegység vonulata fölött azonban egy elliptikusan elnyúlt, nagyobb intenzitású (2 mm/ó), A-val jelölt csapadékcella analizálható, amely a Papuk-hegység irányában egy második, bár kevésbé intenzív cellával (B jelű) folytatódik. Ez a második cella a 4b. ábrán láthatóan intenzifikálódik, miközben kisebb csapadékos területek a Dunántúl középső részén is észlelhetők. A 4c; d. ábrán már az A- és B-cellákból összekapcsolódott és vonalba rendezett konvektív objektum azonosítható.

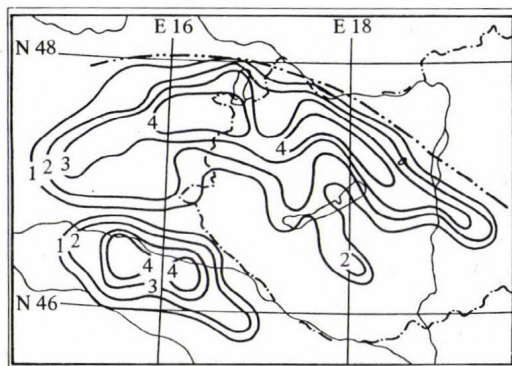
A talajközeli szinoptikus térképen és a mezoszínoptikus térképen az instabilitási vonalat a szélfordulás, az erős kifutó szél és a légnyomási tendencia zérus vonala jelöli ki. A légnyomási mező nem adaptálódik ehhez az instabilitási vonalhoz, szemben a klasszikusnak nevezhető instabilitási vonalakkal, amelyeknél a vonal a hideg fronttal párhuzamosan nyomási teknőkben található, mögötte a zivataros magas nyomásnak megfelelő nyomási gerincel. A talajközeli helyzetről 18 UTC órákor az 1. ábra ad áttekintést.

A vonalba rendezett mezoléptékű konvektív rendszer teljes kiterjedését, szerkezetét a METEOSAT-2 IR kép felhőtető hőmérséklet eloszlása mutatja legátfogóbban. Az instabilitási vonal 18 UTC órakor az 5. ábrán láthatóan csaknem merőlegesen helyezkedett



5. ábra:
A felhőtető hőmérséklet eloszlása a METEOSAT-2 IR műholdképek alapján 1987. május 4-én 18 UTC órákor

el a talajközeli fronthoz képest, és NNW irányban halad át a Dunántúl térségén, miközben Ausztria keleti részére is kiterjedt. A vonalnak a Dunától keletre eső része – a 6. ábrán látható



6. ábra:
A radarral becsült csapadékintenzitás eloszlása 1987. május 4-én 18 UTC órákor

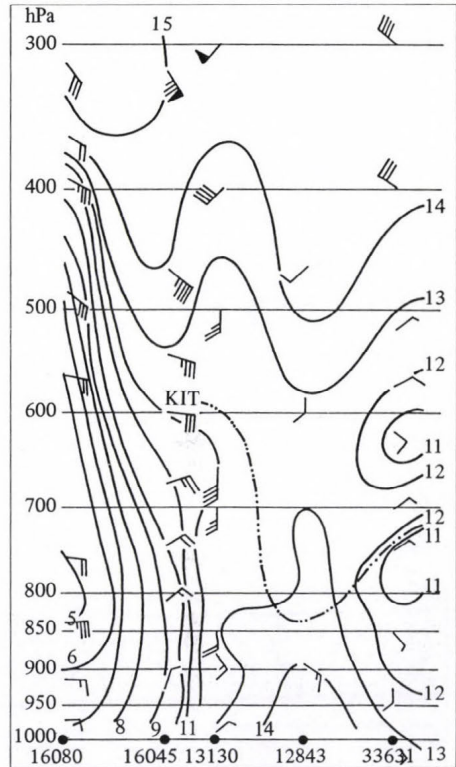
radarral becsült csapadékintenzitás eloszlása szerint – gyengébb, mint a Dunántúl középső részén. A maximális csapadékintenzitás és a leghidegebb felhőtető hőmérséklet gócai a legintenzívebb cellák helyét és a maximális szellőkések területeit is kijelölik.

4. Az instabilitási vonal kialakulásának feltételei

Az instabilitási vonal kialakulását meghatározó szinoptikus folyamatokról a pszeudo-nedves izentropikus analízis nyújt áttekintést. A 2. ábra a $\theta_w = 12^\circ\text{C}$ -os izentrop felület izobármezejét és a potenciálisan kihullható vízmennyiség izoplétáit mutatja be 1987. május

4-én 12 UTC óraker. Tekintettel a kvázi-stacionárius hideg légcseppre, az áramvonalak közelítéssel trajektóriáknak tekinthetők, és ezekből kijelölhető egy meleg nedves szállítószalag, amely SSE irányból meredeken emelkedik a horvátországi Papuk-, Medvednica- és Ivanscica-hegység, valamint a szlovéniai Alpok délkeleti vonulatai (Kamni Alpok, Pohorje, stb.) irányába, miközben ez utóbbi térség felett található peremháborgás fölé helyeződik. Az instabilitási vonal a szállítószalag által érintett hegységek mentén alakult ki.

A szállítószalagban a légrétegződés konvektíve instabilis volt ($d\theta_w/dz < 0$). Ezt a pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet Miláno-Ungvár közötti, közelítőleg SSW-ENE irányú vertikális metszetén a Budapest-Zágráb közötti szakasz bizonyítja (7. ábra.) A konvektív



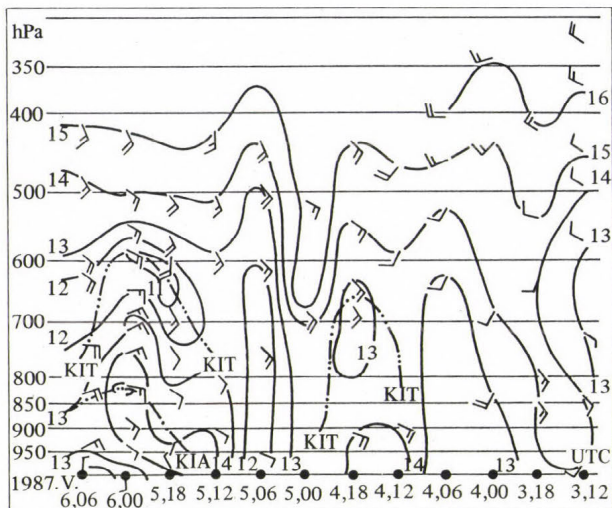
7. ábra:

A pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet (θ_w) térbeli vertikális metszete 1987. május 4-én 12 UTC óraker (KIT: a konvektív instabil réteg teteje)

instabilis réteg alsó határa 1000 hPa-on van, felső határa meredeken emelkedik 850 hPa-ról 600 hPa-ra. A metszet nyugati részén a hideg légcseppet körülzáró pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet izopletái szintén emelkednek 400 hPa fölé.

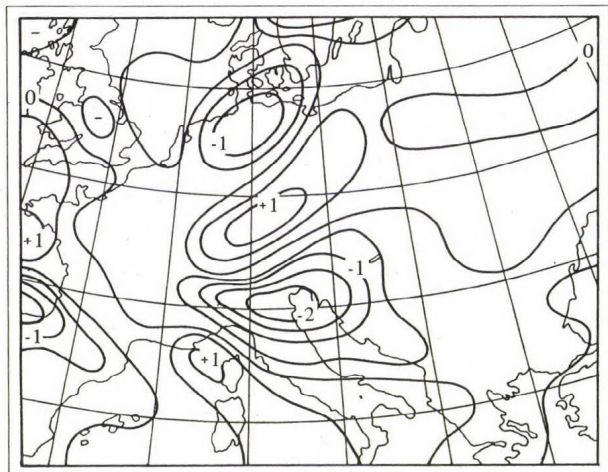
A konvektív folyamat alakulásáról a Budapesten végzett rádiószondás felszállásokból számított pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet időbeli vertikális metszete is jó áttekintést nyújt (8. ábra). Szembetűnő, hogy az instabilitási vonal átvonulásának időszakában (4-én 12–18 UTC-ig) a légrétegződés a talajtól 650 hPa-ig konvektíve instabilis. A zivartevékenység után, a párolgási hővesztés nyomán a pszeudo-nedves potenciális hőmérséklet csökken, az izopleták süllyednek. További zivatarok 5-én 20 és 6-án 06 UTC között akkor jelentkeznek, amikor egy viszonylag vastag konvektív instabilis réteg alakul ki, amelynek alapja 950 hPa-ról emelkedik 820 hPa-ig, majd süllyed 850 hPa-ra, miközben a réteg teteje legnagyobb magasságát 600 hPa-t 6-án 00 UTC óraker éri el. A legtöbb zivatar is ebben az időben fordult elő, azonban ezeket már nem kísérte szélvihar.

Más irányú vizsgálatok is rámutatnak, hogy a legintenzívebb zivatarok akkor fordulnak elő, ha a konvektív instabilis réteg alsó határa 1000 hPa, és átfogja az egész alsó troposzférát.



8. ábra:
A pseudo-nedves potenciális hőmérséklet (Θ_w) időbeli vertikális metszete Budapest fölött, 1987. május 3-án 12 – 6-án 06 UTC óráig (KIA: a konvektív instabilis réteg alapja)

A konvektív instabilitás felszabadításában esetünkben a domborzat döntő szerepet játszott. Az intenzív cellák a horvátországi hegységek és az Alpok délkeleti vonulatai mentén alakultak ki. A cirkulációs gyorsulás nem járult hozzá az instabilitás felszabadulásához. Ezt *Meszlényi és Tünczer (1988)* dolgozatából is láthatjuk: a 9. ábra tanúsága szerint a



9. ábra:
A cirkulációs gyorsulás eloszlása a 850 hPa-os szinten $0,5 \cdot 10^{-7} s^{-2}$ egységben. 1987. május 4-én 12 UTC órákor. (*Meszlényi és Tünczer, 1988* szerint)

cirkulációs gyorsulás május 4-én 13 UTC-re számított eloszlása az instabilitási vonal kialakulásának térségében kedvezőtlen feltételt jelentett, a frontális cirkuláció leéptülését eredményezte. Ezzel szemben az 5. ábrán is láthatóan az Ausztria-Csehszlovákia felé irányuló hideg front térségében a cirkulációs gyorsulás pozitív, amit a -32° -os felhőtető hőmérsékletek eloszlása és a vele kapcsolatos csapadék aktivitás is megerősít.

5. Következtetések

Az esettanulmányból adódó következtetések az alábbiakban foglalhatók össze:

1. A Genovai-öböl, Dél-Franciaország és a Pó-síkság nyugati része fölött elhelyezkedő kvázi-stacionárius, leszakadt hideg légcsepp keleti meleg oldala kedvező feltételt biztosított a peremháborgások fennmaradásához.

2. Az Alpok délkeleti lejtői mentén kialakult peremháborgás centrális része fölé meredeken emelkedő konvektive instabilis rétegződésű, nedves meleg szállító szalagban a domborzat kedvező konfigurációja folytán a konvektív instabilitás vonalba rendezetten szabadult fel.

3. A konvektív instabilitás felszabadításában a cirkulációs gyorsulás a jelen esetben nem játszott szerepet.

4. Az instabilitási vonalat alkotó mezoléptékű konvektív cellák a domborzat legkiemelkedőbb régióiban alakultak ki és identitásukat az összeolvadási folyamat során vonalba rendezetten is megőrizték.

5. A maximális csapadékintenzitás és a leghidegebb felhőtető hőmérséklet gócai kijelölték az instabilitási vonalat alkotó legintenzívebb cellák helyét és ezzel az érintett területen a vonal átvonulását kísérő legveszélyesebb időjárási jelenségek (szélvihar, jégeső, stb) helyét is.

IRODALOM

Browning, K.A., 1985: Conceptual models of precipitation system. *Meteor. Mag.* 114, 293–319.

Bodolai, I., Bodolainé-Jakus, E. and Böjti, B., 1967: Macrosynoptical condition for the formation of Slovenian squall-lines and some properties of cold fronts with thunderstrom. *Időjárás* 71, 129–142.

Bodolainé-Jakus, E. und Vissy K., 1988: Untersuchung des Einflusses der Alpen auf die heftige Stürme herforrufenden Gewitter in Ungarn, unter Einbeziehung von Radar und Satelliten daten. (Előadás a XX. Alpi Konferencián Sestolában, Olaszország)

Carlson, T. N., Benjamin, S. G. and Forbes, G. S., 1983: Elevated mixed layers in the regional severe storm environment: conceptual model and case studies. *Mon. Wea. Rev.* 111, 1453–1473.

Pintér F. és Tünczer T., 1987: A talajfelszíni hőmérséklet kiszámítása infravörös METEOSAT-WEFAX adatokból. *Beszámolók 1984.* Orsz. Meteorológiai Szolgálat, Budapest, 55–61.

Meszlényi Á. és Tünczer T., 1988: A frontális cirkuláció szerepe az instabilitási vonalak kialakulásában. Kézirat

IDŐJÁRÁS

Az Országos Meteorológiai Szolgálat folyóirata. 95. évf. 4. szám, 1991. július–augusztus
Journal of the Hungarian Meteorological Service, Vol. 95 No. 4 July–August 1991

Radioaktív anyagok nagy távolságú terjedése

Gyenes Lajos

Központi Léggörfizikai Intézet H-1675 Budapest, Pf. 39.

Az 1986. április 26-án bekövetkezett csernobili baleset, amely Európában veszélyes szennyezettséget okozott, rávilágított a radioaktív anyagok terjedési vizsgálatának fontosságára. Az alábbiakban ismertetésre kerül egy nagy távolságú vizsgálatra alkalmas modell. Ez a forrás közelkörzetére érvényes Gauss-típusú szubmodellből és a távolkörzetre alkalmazható szegmentált trajektória szubmodellből tevődik össze. Bemutatásra kerülnek a csernobili adatbázis felhasználásával számított ^{131}I és ^{134}Cs koncentráció és felszíni ülepedési értékek egy kiválasztott trajektória mentén. Budapesti izotóp mérések felhasználásával összehasonlításra kerültek napi számított és mért koncentráció, illetve ülepedési értékek, Magyarországra vonatkozóan. Az eredmények hasznos információkat szolgáltathatnak egy komplex döntési modell kidolgozásához.

*

Investigation of long range transport of radioisotopes in the atmosphere. The Chernobyl accident occurred on April 26, 1986 produced dangerous contamination in Europe. This event pointed out the importance of the investigation of the long range transport of radioactive products. A model describing radionuclide transport on regional and continental scales is presented in this study. The model consist of a Gauss-type submodel to simulate the dispersion in the vicinity of the source and a segmented trajectory submodel applicable in distant areas. Concentrations and depositions of ^{131}I and ^{134}Cs calculated along a selected trajectory are presented using the Chernobyl data base. Applying the results of isotope measurements in Budapest, the calculated and measured daily concentration and deposition values are compared. The results will provide useful information for a more complex decision model.

Bevezetés

Napjainkban egyre bővül azoknak a szennyezőanyagoknak a köre, amelyek a légkörbe jutva az emberiségre nézve közvetlenül vagy közvetve veszélyt jelentenek. Ilyen anyagoknak tekinthetők a radioaktív izotópok. Normál körülmények között ugyan az atomerőművekből nem kerülhet ki jelentősebb mennyiségű radioaktív anyag, balesetek azonban előfordulhatnak. Sajnálatos módon ezt a megállapítást igazolja a csernobili baleset is. A radioaktív anyagok a cirkulációs rendszer hatására a Föld bármely pontjára eljuthatnak, a légkör széles rétegeiben szétszóródhatnak és a felezési időtől, meteorológiai viszonyoktól függően hosszú ideig is a légkörben tartózkodhatnak. Szükség van tehát olyan modellre, amely nyomon követi ezeknek az anyagoknak a terjedését, szóródását, leírja az alapvető kikerülési folyamatokat és meghatározza egy adott hely szennyezettségi szintjét, mégpedig folyamatosan rendelkezésre álló, könnyen hozzáférhető meteorológiai és egyéb adatok felhasználása útján.

A célunk az volt, hogy számos folyamatot leegyszerűsítve olyan modellt hozzunk létre, amelynek input adatigénye nem haladja meg a jelenleg operatív rendelkezésre álló

adatbázist, általános feltételek esetére azonban közelítő becslést ad pontforrásból kikerülő szennyezőanyag területi és időbeli koncentráció- és depozíció-eloszlására vonatkozólag.

1. A modell felépítése

Számításainkhoz trajektóriamodellt alkalmaztunk. Az alkalmazott rácsrendszer Európa térségére vonatkozóan 18x15 rácpontot tartalmaz. A rácpontok távolsága a 60° szélességi körön 300 km, y tengelyének irányítása pedig párhuzamos a 13° hosszúsági körrel. A trajektóriák számítása a meteorológiai viszonyoktól függően, kétféle módon történik.

A vizsgálatok szerint lokális, regionális, illetve kontinentális léptékben más-más modell alkalmazása célszerű. Ennek oka, hogy a forrásból kikerülő szennyezőanyagfelhő alakja, kiterjedése, valamint fizikai paraméterei a transzport során változnak. Lokális léptékben, azaz a forrás néhány száz 10 km sugarú környezetében az empirikus úton levezetett, Gauss-típusú modellek normál meteorológiai körülmények között valóságos koncentráció-eloszlást szolgáltatnak (Machta, 1979). A távolság növekedésével azonban a valóságos és számított koncentrációértékek közötti különbség egyre inkább nő. A forrástól távoli körzetekre szegmentált trajektóriamodellt használtunk, amely mellett egyszerű felépítése és viszonylag kis adatigénye szolgált. Ez a modell azonban a forrás körüli területre ad torz eredményeket. Célszerűnek mutatkozott tehát, hogy a forrás körüli 800–1500 km sugarú terület szennyezettségi szintjét a kettő kombinálásával született hibrid modell segítségével írjuk le. Hasonló modellek külföldön már eddig is léteztek (ApSimon et al., 1980; ApSimon és Wilson, 1986; ApSimon, 1985). Ezért a vizsgálat során egy közel- és egy távolkörzetet definiáltunk, amelyekben különböző egyenleteket használtunk a diffúziós folyamatok leírására.

Közelkörzet

A forrás környezetének koncentráció eloszlására a következő Gauss-típusú egyenletet alkalmaztuk, (1), amely szektorátlagolt koncentráció számítására alkalmazott formula (Fekete et al., 1983) kikerülési és átalakulási változata:

$$C_{i,j,t} = \frac{2Qb}{2\pi\sigma_z u} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{H_e}{\sigma_z}\right)^2 - \frac{x_0}{u}\left(\frac{0,693}{\tau} + \frac{v_{\bar{u}}}{D_a} + \lambda P^{0,8} + a\right)\right\} t_a^{-0,45} \quad (1)$$

ahol:

- $C_{i,j,t}$ – az (i,j) rácpontban a t időintervallumra vonatkozó átlagos felszínközeli koncentráció, (Bq/m^3);
 Q – emisszió, (Bq/s);
 b – korrekciós tényező, a stabilitás és a távolság függvénye;
 σ_z – függőleges turbulens szóródási együttható, (m);
 u – a vizsgált időintervallumban, a forrás környezetére jellemző átlagosszélsebesség, (m/s);
 x_0 – a számítási pont és a forrás közötti távolság, (m);
 n – a szélnyírás hatását magába foglaló korrekciós tényező, amely empirikus úton lett meghatározva:

$$n = \frac{360}{|\Theta_{850} - \Theta_f|} \quad n = \begin{cases} 72, & \text{ha } |\Theta_{850} - \Theta_f| < 5^\circ \\ 10, & \text{ha } |\Theta_{850} - \Theta_f| > 36^\circ \end{cases} \quad (2)$$

- Θ_{850}, Θ_f – a 850 hPa-os szinten, illetve a felszínen a szél iránya, fok;
 H_e – a kibocsátás effektív magassága, (m);
 τ – a vizsgált radioaktív izotóp felezési ideje, (s);
 $v_{\bar{u}}$ – száraz ülepedési sebesség, (m/s);

- D_a – a fáklya átlagos vertikális kiterjedése, (m);
 λ – a vizsgált anyagra jellemző kimosódási együttható, l/s (óra/mm);
 P – a csapadék átlagos intenzitása a közelkörzeten belül, (mm/óra);
 t_a – az átlagolási időszakra vonatkozó korrekciós tényező;
 a – empirikus úton meghatározott átalakulási együttható, (l/s).

A trajektória mentén az a forrástól vett maximális távolság, ameddig a fenti egyenletet érvényesnek fogadjuk el, 60 km. Ezen a távolságon belül a koncentrációeloszlást addig a pontig írjuk le az (1) egyenlettel, ameddig a fáklya teteje, $(H_e + 1.25 \sigma_z)$ el nem éri a forrás környezetére és az adott időszakra jellemző maximális keveredési magasságot. A fáklya tengelyére merőleges metszetet tekintve, horizontális irányban homogén eloszlást tételezünk fel, a koncentráció azonban a szóródási szektor nagyságától, azaz közvetve a fáklyát tartalmazó légréteg szélnyírásától, valamint a légkör stabilitásától egyaránt függ.

Távolkörzet

A számítások a trajektóriák menti szegmensekre, illetve rácspontokra történnek. A szegmensek végpontjai Lagrange-i módon advektálódnak és minden szegmens az egymást követő időperiódusok között a fáklya egy-egy szakaszának viselkedését írja le (WMO, 1979). A modell kvázi kétszintes. Az alsó szint felső határa egybeesik az aktuális időlépcsőbeli maximális keveredési magasság trajektóriaszegmensen belüli átlagával. Ebben az alsó rétegben homogén koncentrációeloszlást tételeztünk fel. A vizsgált réteg felső határát 2500 m-nek vettük. A 2500 m és az alsó szint felső határa közötti légréteget 50 m vastag stabil rétegekre osztottuk, amelyek számítástechnikailag külön-külön kezelhetők, és bennük homogén az eloszlás. Egy adott trajektóriaszegmens mentén figyelembe vett stabil rétegek száma:

$$W = (2500 - H_{i,j,k})/50 \quad (3)$$

ahol:

$H_{i,j,k}$ – az aktuális maximális keveredési magasság.

A trajektória modell kiindulási koncentrációját a Gauss-modell által a két körzet határára számított értékek vertikálisan integrált átlaga adja meg. A modellben a horizontális irányú diszperziót empirikus úton közelítjük, mégpedig úgy, hogy a horizontális szóródási szektor szélessége az idő függvényében változik. A kiindulási sektorszélesség:

$$y_0 = (2\pi x_0)/n \quad (4)$$

A trajektória modell kezdetétől a szektor szélessége lineárisan növekszik és a következő egyenlettel adható meg:

$$y_1 = 1.25 (t_1 - t_0) + y_0 \quad (5)$$

ahol:

- y_1 – a szektor szélessége az l trajektóriaszakasz végpontjában, (m);
 n – a trajektória indulásától az adott pontba érkezéséig eltelt idő, (s);
 t_0 – az éaz időtartam, amely alatt a radioaktív felhő a két körzet határpontjába érkezik, (s).

A szélirányú horizontális diszperzió elhanyagolható, hiszen az az advekcióhoz képest kicsi. Általános esetben egy szegmens végpontjában a felszíni koncentráció a kikerülősi folyamatokon és a szektor szélességén túl, az aktuális és az azt megelőző szegmens menti

keveredési magasságtól, ezáltal pedig a stabil rétegek számától is függ. A legelső rétegekben a koncentráció *Henmi* (1979) alapján, a következő módon kerül kiszámításra:

$$C_{1,0} = C_x \frac{y_1-1}{y_1} \exp \left\{ - \left(\frac{0,693}{\tau} + \frac{v_0}{H_1} + \lambda P_1^{0,8} + a \right) t \right\}$$

$$C_x = \begin{cases} C_{1-1,0} + \sum_m C_{1-1,m} & \text{ha } H_{1-1} < H_1 \\ C_{1-1,0} & \text{ha } H_{1-1} \geq H_1 \end{cases} \quad (6)$$

ahol:

- $C_{1,0}$ – az l trajektóriaszegmens végpontjában az alsó rétegbeli átlagkoncentráció, (Bq/m^3);
 $C_{1,m}$ – a H_{1-1} és H magasságú szintek közötti (m) stabil rétegben az átlagkoncentráció, (Bq/m^3);
 H_1 – a trajektóriaszegmens mentén az átlagos keveredési magasság, (m);
 t – a trajektóriaszegmensre vonatkozó átlagolási idő, (s);
 P_1 – a szegmensre átlagolt csapadékkintenzitás, (mm/óra).

A kapcsos zárójelen belül az első tag a radioaktív bomást, a második a száraz ülepedést, a harmadik a csapadék általi kimosódást, míg az utolsó az átalakulásokat reprezentálja. A stabil rétegekre vonatkozó egyenlet:

$$C_{1,m} = C_x \frac{y_1-1}{y_1} \exp \left\{ - \left(\frac{0,693}{t} + \lambda P_1^{0,8} + a \right) t \right\}$$

$$C_x = \begin{cases} C_{1-1,0} & \text{ha } H_1 < h_m < H_{1-1} \\ C_{1-1,0} & \text{ha } h_m > H_1 \text{ és } h_m > H_{1-1} \end{cases}$$

$$C_{1,m} = C_{1,0} \quad \text{ha } H_{1-1} < h_m < H_1$$

ahol:

- $C_{1,m}$ – az l trajektóriaszegmens végpontjában, az (m), stabil rétegben az átlagkoncentráció, (Bq/m^3);
 h_m – az m stabil réteg magassága, (m).

Amennyiben az aktuális szegmens mentén a kevert réteg magasabb, mint az előző szegmens mentén, úgy a két felső határ közötti stabil rétegekből szennyezőanyag keveredik az alsóbb rétegbe.

Fordított kevert réteg elrendeződés esetén az alsó homogén eloszlású rétegből kerül a magasabb régiókba szennyezőanyag, úgy, hogy a felszínközeli rétegektől izolálódik. Ezáltal egy nem egyenletes vertikális koncentráció profil jön létre, amely közvetett módon tartalmazza a föld-légkör rendszer hőháztartásában rejlő ingadozásokat. A modellben kiszámításra kerül a száraz ülepedés, illetve a csapadék általi kimosódás útján a felszínre ülepedett radioaktív anyag mennyisége is. A rácspontbeli koncentráció és az ülepedési sebesség ismeretében a következő módon számítható ki a száraz ülepedés útján, egy adott helyen a felszínre került szennyezőanyag:

$$D_{sz,i,j,t} = C_{i,j,t} v_0 \quad (8)$$

ahol:

- $D_{sz,i,j,t}$ – az (i, j) rácspontban száraz ülepedés útján a felszínre került radioaktív anyag, ($\text{Bq/m}^3 \text{s}$);
 $C_{i,j,t}$ – az (i, j) rácspontban, a t időintervallumban a felszínközeli rétegbeli átlagkoncentráció, (Bq/m^3).

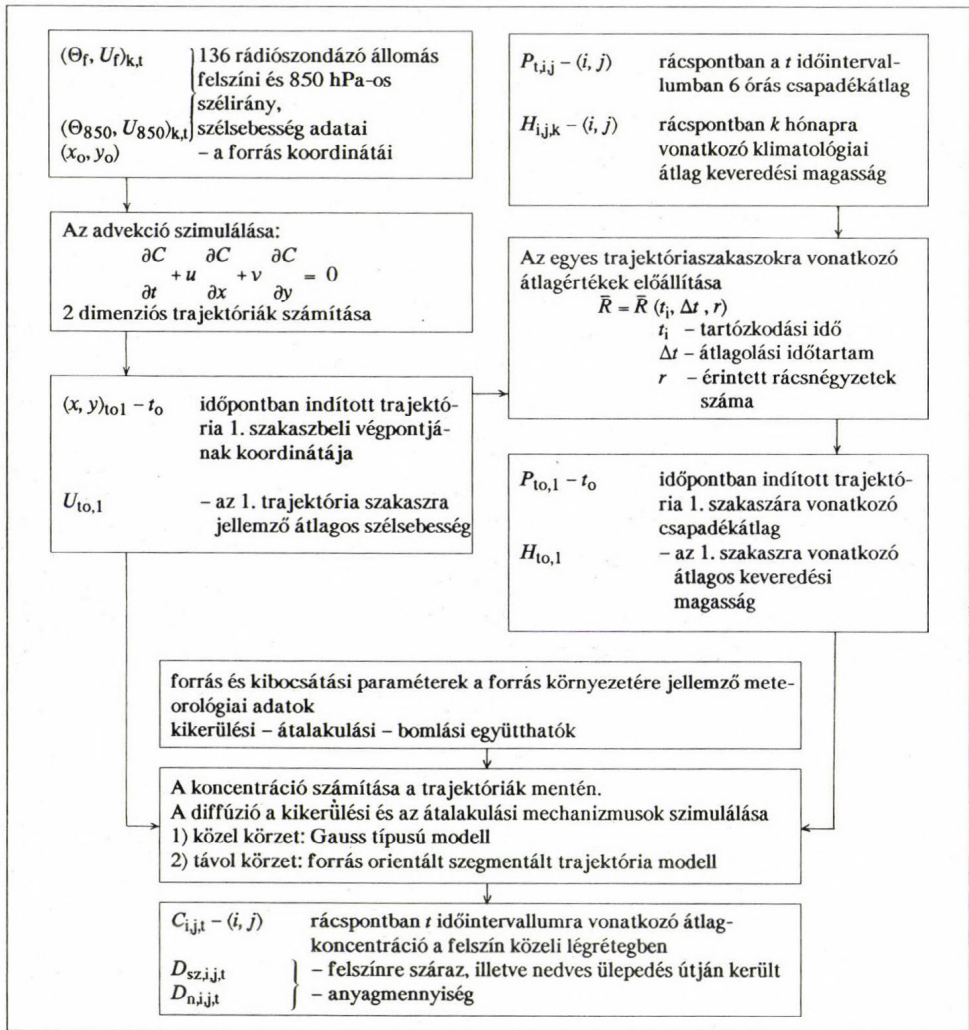
A nedves ülepedés mértéke:

$$D_{n,i,j,t} = \lambda P_{i,j,t}^{0,8} H_{i,j,k} (C_{i,j,t} + \sum_m C_{i-j-t-m}) \quad (9)$$

ahol:

- $D_{n,i,j,t}$ – az (i, j) rácspontban, nedves ülepedés útján a felszínre került radioaktív anyag, ($\text{Bq/m}^3\text{s}$);
 $C_{i,j,t,m}$ – az (i, j) rácspontban, a (t) időintervallumban, az (m) stabil rétegbeli átlagkoncentráció, (Bq/m^3);
 $P_{i,j,t}$ – az (i, j) rácspontban a csapadék intenzitása;
 $H_{i,j,k}$ – az (i, j) rácspontban az adott k hónapra vonatkozó klimatológiai átlagos keveredési magasság.

A csapadék általi kimosódásnál feltételezzük, hogy az általunk vizsgált teljes légszlop a felhőzet alatt helyezkedik el. A modell működési sémája az 1. ábrán látható.



1. ábra: A modell működési sémája

Alapvetően három modulból tevődik össze. Az elsőben a trajektóriák kerülnek kiszámításra, a másodikban meteorológiai adatok rácsponti értékeinek előállítása, míg a harmadikban a szegmensek végpontjaiban, illetve a rácspontokban a koncentráció és depozíció értékek adott időlépcsőbeli értékeinek, valamint napi átlagértékeknek a kiszámítása történik.

A következő fejezetben a felhasználásra kerülő adatbázist ismertetjük.

2. A modell adatbázisa

Meteorológiai paraméterek. A modellhez a következő meteorológiai tényezők, illetve ezekből leszármaztatott, a légkör állapotát jellemző paraméterek szükségesek (Szepesi et al., 1987):

- szélmező,
- csapadék,
- a légkör stabilitása,
- keveredési magasság.

A kikerülési körülményekre tekintettel, a 850 hPa-os főzobárszintet fogadtuk fogadtuk el a vezetőáramlás szintjének. A forrás környezetében azonban, ahol a kezdeti szóródásban még jelentősebb szerepe van a szélmezőnek, főként a szélnyírásnak, a felszíni széladatokat is figyelembe vettük. Az interpoláció Európa 136 rádiószondázó állomásának adatai alapján történt. A csapadék szerepe nagy fontosságú a szennyezőanyagok kimosódását, felszínre történő ülepedését tekintve. Jelen vizsgálatnál a folyamatosan rendelkezésre álló hat órás csapadéktérképek alapján interpoláltunk a rácspontok metszéspontjaiba csapadékösszegeket úgy, hogy ezeket az átlagokat a metszéspontot, mint középpontot tartalmazó rácsnégyzetekre tekintettük reprezentánsnak.

A légkör stabilitása főként a kezdeti szóródási folyamatokat befolyásolja erőteljesen. Megállapításához szükség van a szennyezőanyagot magába foglaló légréteg vertikális hőmérsékleti profiljára. Jelen vizsgálathoz ilyen profilok nem álltak rendelkezésre, így az éjszakai és a reggeli időszakra stabilis, míg a nappali és esti órákra normál, illetve pozitív izoterm légrétegződést vettünk figyelembe.

A kevert réteg vastagsága jelentősen hat a szennyezőanyag vertikális eloszlására. A modellben az alsó réteg vastagságát adja meg, értékét a trajektóriák mentén folyamatosan meg kell határozni. Kiszámításához a napi maximális hőmérséklet, a reggeli 6 órai hőmérséklet profil, valamint az éjszakai átlagos szélesebség szükséges (Fekete et al., 1983). A vizsgálat idején azonban pontos előállítására nem volt lehetőség, ezért a keveredési magasság adott időszakra vonatkozó klimatológiai átlagának európai eloszlását vettük alapul.

Emisszió, forrás és szennyezőanyag paraméterek. A számításokhoz szükség volt a forrást jellemző kikerülési paramétereknek, valamint az emisszióknak a becslésére. Az egyes radioaktív izotópok figyelembe vételéhez nagy segítséget jelentett az a szovjet jelentés, amely a csernobili baleset körülményeivel foglalkozott (*Nemzetközi Atomenergia Ügynökség*, 1986); a kibocsátott radioizotópok eloszlása, az egyes izotópok kikerülésének időbeli lefutása és mennyisége alappillért jelentik a koncentráció számításának. Amennyiben ezek az adatok nem állnak rendelkezésre, az atomerőmű típusa, illetve teljesítménye alapján lehet becslést adni az emisszióra vonatkozóan (Slade, 1968). A szovjet tudósok mérései alapján (N. A. Ügynökség, 1986), valamint az izotópok felezési idejének a figyelembe vételével számítottuk ki a vizsgált időszakokra a ^{131}I és ^{134}Cs izotópok napi átlagos emisszióit. Elfogadtuk azt a becslést is, amely szerint az erőműből kijutó radioaktív anyag kb. 40 %-a az erőmű 50 km sugarú körzetében ülepedett le.

A vizsgálathoz a jódot és a céziumot választottuk ki. A jódot külön végeztük a számításokat gőz, illetve aeroszol fázisra. Ezt az indokolta, hogy a különböző fázisokban eltérő tulajdonságúak, így a kikerülési mechanizmusok eltérő módon hatnak rájuk. Emellett feltételeztük, hogy a gőzfázisban lévő jódot, egy része fokozatosan jódot aeroszollá alakul át. A mérések is igazolták a jódot kétféle légköri előfordulását, bár erre vonatkozóan konkrét adataink csupán a KFKI mérései alapján vannak (Deme és Láng, 1986).

A számítások során három alapvető kikerülési mechanizmust, illetve a jódgőz átalakulását vettük figyelembe. A radioaktív bomlás hatására történő aktivitáscsökkenést a felezési idő egyértelműen meghatározza. A száraz ülepedés hatásának a figyelembe vétele meglehetősen nehéz. Mérések, megfigyelések útján az egyes anyagokra jellemző ülepedési tartományokat állapítottak meg (Barabás, 1982). Megfelelő információk hiányában ezek közül a baleset időpontját figyelembe véve képeztünk átlagértékeket.

A nedves ülepedés alapvetően a csapadék mennyiségétől és érintenzitásától függ. Nem állandó kikerülési folyamatot jelent tehát, ám nagy csapadékszónákban a légkör radioaktív izotóp tartalmának jelentős része a felszínre, talajba kerülhet. Az egyes radioaktív anyagok egyedi tulajdonságainak jellemzésére pedig a szakirodalomban leginkább elfogadott együtthatókat használtuk fel.

Az I. táblázatunk tartalmazza a jód és a cézium, számításainkban felhasznált átalakulási és kikerülési együtthatóit, valamint a felezési időket.

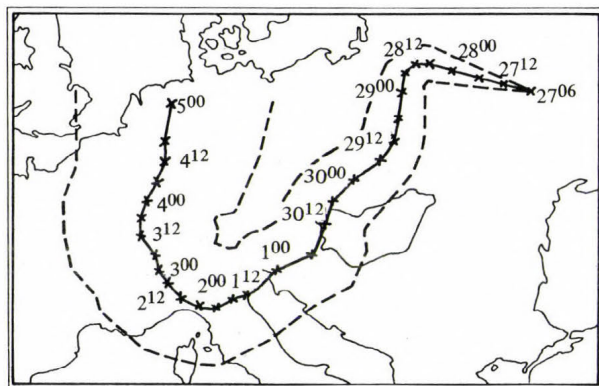
I. táblázat:

A ^{131}I és ^{134}Cs izotópokra jellemző kikerülési és átalakulási együtthatók (ApSimon et al., 1980)

Izotóp		Felezési idő	Átalakulási együttható sebesség [1/s]	Száraz ülepedési [cm/s]	Kimosódási együttható [1/s]
^{131}I	gőz	8 nap	$5 \cdot 10^{-7}$	0,3	$1,5 \cdot 10^{-5}$
	aeroszol			0,3 – 0,4	$5 \cdot 10^{-5}$
^{134}Cs		2,1 év	–	0,3	$5 \cdot 10^{-5}$

3. Eredmények

A számításokat az 1986. április 27. és május 5. közötti időszakban induló trajektóriák mentén végeztük el, hat órás időlépcsőt alkalmazva. Ebben az időszakban került ki a sérült reaktorból a sugárzó anyagok többsége. A számításokat a trajektória-szegmensek határpontjaira, valamint rácspontokra végeztük el. Bemutatás céljából egy olyan trajektóriát választottunk ki, amely – összehasonlítva a különböző trajektória-számítások eredményeit – kis ingadozást mutatott, és áthaladt Magyarország területén.



2. ábra:

A csernobili atomerőműtől kiinduló trajektória. (Az indítás időpontja: 1986. április 27. 06 GMT, (a), 1986. május 4. 00 GMT, b)). A középvonal mentén látható értékek a radioaktív felhő adott pontba érkezési idejét, a szaggatott vonalak a szóródási szektor határait jelölik.)

A kiválasztott trajektória, a szóródási szektorokkal és az áthaladási időpontokkal együtt a 2. ábrán látható. A trajektóriák mentén a szóródási szektorokon belül kiszámítottuk a ^{131}I és ^{134}Cs izotópok alsó, kevert rétegbeli koncentrációit, valamint a száraz, illetve nedves ülepedés útján a felszínre került izotópmennyiséget. Az április 27. 06 GMT időpontban induló trajektória mentén végzett számítások eredményeit a II. táblázat tartalmazza. Megfigyelhető, hogy jódgőz esetén mind a koncentráció, mind az ülepedési értékek kb. két nagyságrenddel csökkentek a kibocsátástól számított két nap elteltével. A jódgőz és a jódaeroszol koncentrációja közötti különbség a transzport során fokozatosan csökkent, és főként a meteorológiai viszonyoktól függően 7–10 nap után ^{131}I összaktivitásán belül közel azonos részarányt képviseltek. A ^{134}Cs izotóp koncentrációja ugyanezen időszak során jóval kisebb mértékben változott. Az ülepedési értékek a hat óra alatt a felszínre ülepedett izotópmennyiséget jelentik. A számított és mért értékek összevetéséhez, illetve egy adott hely szennyezettségi szintjének megállapításához kiszámítottuk a hat órás kibocsátásokból származó radioaktív felhőkből az egyes rácspontra jutó ^{131}I és ^{134}Cs koncentráció – és ülepedési értékeket. Ezekből, az áthaladási időintervallumok ismeretében, a napi mérési időszakokhoz igazodó átlagértékeket képeztünk, amelyek már összevethetők a mért értékekkel.

II. táblázat:

Számított jód, illetve cézium koncentráció (Bq/m^3) és hatórás ülepedés (Bq/m^2) értékek az április 27. 06 GMT időpontban kiinduló trajektória mentén

Izotóp neve	27,18	28,06	28,18	29,06	29,18	30,06	30,18	1,06	2,06	3,06
	Számítás időpontja (nap, óra)									
$^{131}\text{I}_g$	koncentráció									
	131,7	59,5	35,3	22,8	16,7	11,3	8,2	6,1	3,6	2,2
	száraz ülepedés									
	8537,6	3884,9	2285,1	1477,9	1084,4	731,9	531,2	396,7	231,5	145,7
$^{131}\text{I}_{aer}$	nedves ülepedés									
	-	-	-	-	-	691,2	-	-	-	129,9
	koncentráció									
	17,1	16,4	10,3	7,0	7,5	6,4	5,5	4,7	2,9	2,2
$^{131}\text{I}_o$	száraz ülepedés									
	1481,2	1418,8	889,4	609,7	649,7	549,4	471,2	410,6	247,2	188,9
	nedves ülepedés									
	-	-	-	-	-	1297,2	-	-	-	421,1
^{134}Cs	koncentráció									
	148,8	76,3	45,6	29,8	24,2	17,7	13,7	10,8	6,5	4,4
	ülepedés									
	10 018,8	5303,7	3174,5	2087,6	1734,1	3269,7	1002,4	807,3	478,7	885,6
^{134}Cs	koncentráció									
	7,4	4,0	2,6	2,0	1,6	1,1	0,9	0,8	0,6	0,4
	száraz ülepedés									
	160,6	85,7	58,2	43,3	35,7	24,7	20,4	17,3	13,0	9,5
^{134}Cs	nedves ülepedés									
	-	-	-	-	-	233,5	-	-	-	4,9

A III. táblázatban a számított átlagértékek, a KFKI (Deme és Láng, 1986) mérések eredményei, valamint a mért és számított értékek részarányai találhatóak. Az esetek nagy részében magasabbak voltak a számított, mint a mért koncentráció-értékek, a hányadosaik pedig kétszeres faktoron belül ingadoztak. Itt néhány esetben ezek az eltérések a számítási módszer hibáin túl, magyarázhatók a mérési pontatlanságokkal is. A felszínre ülepedett radioaktív anyag újraaktivizálódása következtében, valamint a trajektória-modellben figyelembe nem vehető áramlatoknak köszönhetően azokban az esetekben is kimutattak radioaktív anyagokat a légkörben, illetve a felszínen, amikor a számítások szerint nem haladt át trajektória a vizsgált területen. Ez utóbbi tényezőket a modell jelenleg nem veszi figyelembe.

III. táblázat:

A modell által számított és a mért ^{131}I értékek (KFKI), valamint százalékos arányuk a csernobili balesetet követő négy napon

	Koncentráció (Bq/m ³)		Szár az ülepedés (Bq/m ²)		Nedves ülepedés (Bq/m ²)		Koncentráció (Bq/m ³)	Ülepedés (Bq/m ²)
	$^{131}\text{I}_g$	$^{131}\text{I}_{aer}$	$^{131}\text{I}_g$	$^{131}\text{I}_{aer}$	$^{131}\text{I}_g$	$^{131}\text{I}_{aer}$	^{134}Cs	^{134}Cs
április 28-án 08 ^h -tól – 30-án 08 ^h -ig								
Számított	2,4	1,1	480,0	363,0	455,0	856,0	0,2	≈ 100,0
Mért	4,0	0,9	–	–	–	–	0,1	<1000,0*
Mért/számított %	166,0	81,0	–	–	–	–	50,0	?
április 30-án 08 ^h -tól – május 1-én 08 ^h -ig								
Számított	6,4	3,1	1866,0	1143,0	230,0	432,0	0,6	52,0
Mért	4,6	1,9	–	–	–	–	0,3	70,0
Mért/számított %	71,0	61,0	–	–	–	–	50,0	134,0
május 6-án 08 ^h -tól – 7-én 08 ^h -ig								
Számított	7,7	3,5	516,0	266,0	–	–	1,2	105,0
Mért	3,8	3,7	–	–	–	–	0,5	14,6
Mért/számított %	49,0	105,0	–	–	–	–	41,0	13,0
május 7-én 08 ^h -tól – 8-án 08 ^h -ig								
Számított	10,0	4,0	1600,0	1400,0	–	–	1,2	106,0
Mért	7,4	2,2	–	–	–	–	0,3	6,3
Mért/számított %	74,0	55,0	–	–	–	–	25,0	5,0
Átlagos mért/számított %	90,0	75,0	–	–	–	–	41,5	50,6

* a baleset kezdetétől IV. 30 08 GMT-ig kiülepedett összes radioaktív izotópmennyiség

4. Következtetések

Célunk olyan egyszerűen kezelhető modell létrehozása volt, amely alkalmas radioaktív izotópok nagy távolságú terjedésének közelítő leírására, illetve amelynek segítségével megbecsülhető a kikerült anyagok területi eloszlása a légkörben és a felszínen. Az egyszerű szerkezetet indokolták az adatszolgáltatás hiányosságai is, nevezetesen az, hogy csupán 12 óránként állnak rendelkezésre magassági meteorológiai információk, és azok is csupán néhány főzobár szintre vonatkozóan. A számítások és mérések összehasonlítása szerint a fentiek figyelembe vételével létrehozott modell normál meteorológiai körülmények között, mind a légköri koncentrációt, mind pedig a felszíni ülepedést illetően nagyságrendileg jó közelítést ad. A legnagyobb bizonytalansági tényezőt a trajektóriák meghatározása jelenti. Azokon a területeken, ahonnan nincs a birtokunkban orografikus tényezőket is figyelembe véve megfelelő sűrűségű adatbázis, a trajektóriák hibái a koncentráció-eloszlásban lényeges torzulást okozhatnak.

IRODALOM

- ApSimon, H. J.*, 1985: Long-range atmospheric dispersion of radioisotopes - I. The Mesos modell *Atm. Env.* 19, 99-111.
- ApSimon, H. M. and Wilson J. J.*, 1986: Preliminary analysis of dispersion of the Csernoby release. Imperial College, London
- ApSimon H. M., Goddard, A. J. H. and Wrigley J.*, 1980: *Estimating the Possible Transfrontier Consequences of Accidental Releases. The ME-SOS Model for Long-Range Atmospheric Dispersion.* Imperial College of Science and Technology, London U. K.
- Barabás, K.*, 1982: *Atmospheric dispersion models related to radionuclide discharges.* IAEA-Vienna
- Deme S. és Láng E.*, 1986: KFKI Sugárvédelmi főosztályának mérései a cselnobili atomerőmű balesetének következtében létrejött sugárzási helyzetről. *Előzetes beszámoló. KFKI-1986-42/K.*
- Fekete K., Popovics M. és Szepesi D.*, 1983: Légszennyező anyagok transzmissziójának meghatározása. *OMSZ Hivatalos Kiadványai LV. kötet*
- Henmi T.*, 1979: Long-range transport model of SO₂ and sulfate and its application to the Easter U. S. *WMO - No. 538*, 321-328.
- Iványi Zs. és Mersich I.*, 1981: Atomerőművek által kibocsátott, sugárzó anyagok terjedése a légkörben. *Időjárás* 85, 245-256.
- Machta, L.*, 1979: A handbook to estimate climatological concentration, deposition and horizontal fluxes of pollutants on a regional scale. *Technical Report; No. 11.* Chelsea College, University of London
- Nemzetközi Atomenergia Ügynökség*, 1986. augusztus: A Szovjetunió Állami Atomenergia Bizottságának jelentése a csernobili atomerőmű balesetről
- Slade, D. H.*, 1968: *Meteorology and Atomic Energy.* U. S. Atomic Energy Commission
- Szepesi D., Popovics M. és Gyenes L.*, 1987: A csernobili reaktorbaleset sugárszennyezésének levegőkörnyezeti vonatkozásai Európában és Magyarországon. *Magyar Villamos Művek Tröszt Közleményei, 1987/3.*
- WMO*, 1979: Symposium on the long-range transport of pollutants and its relation to general circulation including stratospheric/tropospheric exchange processes. *WMO - No. 538.* Sofia

GOUDIE, ANDREW: *The Nature of the Environment* (A környezet természete.) Második, bővített kiadás. Basil Blackwell, Oxford, Cambridge, 1989. XII + 370 oldal, 188 ábra, 50 táblázat, 131 fénykép és az ajánlott irodalom rövid jegyzéke.

Napjainkban egyre több országban vetődik fel a környezetvédelem kérdése. Hivatalos állami szervek, politikai pártok és természetvédő szervezetek egyaránt megtalálhatók a téma iránt érdeklődők között. A környezetvédelem problémáiról különböző felkészültségű és előképzettségű személyek tesznek közzé nyilatkozatokat. Általában természettudományi vagy műszaki végzettségűek, de szép számmal vannak közöttük közgazdászok és jogászok is. Általános probléma a felsőfokú környezetvédelmi szakemberképzés hiánya. Hazánkban a környezetvédelmi igazgatóságok munkatársai többnyire geológus, hidrológus, mérnök vagy agrármérnök végzettséggel rendelkeznek. A felsőfokú tantervekben viszont nagyon esetleges és rendszerezetlen a témakör tárgyalása. Ismereteink szerint egyedül a Műszaki Egyetem indít rendszeres kurzusokat – posztgraduális képzési formában.

A környezetvédelmi képzés bevezető tankönyveként mindenki számára ajánlható Andrew Goudie szép kiállítású és gazdagon illusztrált könyve. Goudie a természeti földrajz professzora az Oxfordi Egyetemen. A tankönyv első kiadása 1984-ben jelent meg és 4 év alatt háromszor nyomtatták újra. Ez a szép siker készítette a szerzőt a könyv bővített kiadásának megjelentetésére. (Azóta a bővített kiadást is újranyomták.)

A könyv, amely gazdag gyűjteménye természeti és gazdasági földrajzi, meteorológiai, geológiai, talajtani és növénytani ismereteknek, 5 részből, részletesebben 16 fejezetből áll. Az első rész két fejezete környezetünk megismerésének geológiai és meteorológiai alapvetését adja meg. A meteorológiával foglalkozó fejezet a légkör szerkezetének ismertetésétől indulva leírja Földünk éghajlati öveinek sajátosságait, bemutatja a csapadék és a hőmérséklet globális eloszlását és a hidrológiai ciklust. Részletes magyarázatát kapjuk annak, hogyan határozzák meg az éghajlati viszonyok a talajtípusokat, a vegetációt, az egyes éghajlati övek flóráját és faunáját. Külön alfejezet foglalkozik a klímaváltozások következményeivel, bár klímaváltozáson a szerző ezúttal csak a glaciális és interglaciális korszakok periódikus váltakozását érti a Milankovics–Bacsák elmélet szerint. Az éghajlattani kutatásokban az utóbbi időben reflektorfénybe került klímaváltozási kérdések tárgyalására később kerül sor.

A második rész 4 fejezete éghajlati adatok alapján négy övezetre osztja Földünket. A sarki övezet bemutatásakor a vegetáció és az állatvilág sajátosságai mellett a jégtakaró tulajdonságairól és viselkedéséről olvashatunk részletesen. A mérsékelt égöv leírása ismét gazdag tárháza meteorológiai ismereteknek. Megtudhatja az olvasó, hogyan jönnek létre eltérő tulajdonságú légtömegek határán ciklonok és anticiklonok a nyugati szelek övében. A fejezetet a jellemző talajtípusok és a jellemző növénytakaró bemutatása zárja. A sivatagi övről és a trópusokról szóló fejezet gondolatmenete megegyezik az első fejezetével.

A könyv harmadik részében egy másik lehetséges osztályozás logikáját követve a hegységek és a partvidékek természetföldrajzi bemutatását találjuk. Igen érdekes az emberi beavatkozás hatásainak ismertetése. A szerző a negyedik részt méretezte a

legbővebbre. A 7 fejezet környezetünk elemeivel egyenként foglalkozik. A bioszféra, a litoszféra, a pedoszféra és a hidroszféra leírása mellett önálló fejezet tárgyalja a hidrológiai ciklust. A fejezet alapján betekintést nyerhetünk alapismeretek szintjén a felhő- és csapadékképzés fizikájába. A hidrológiai ciklus szemléltetését viszont pontosabbá tehetné volna néhány jellemző számadat. Igen újszerű az emberi épített környezet egységes leírása az utolsó fejezetben. A városklímától a levegő és a vizek szennyezésének problémáin át a városokban élő állatok leírásáig terjed az áttekintés.

Az utolsó rész egyetlen fejezetbe tömöríti annak a szemléletmódnak a népszerűsítését, hogy az ember csak élő és élettelen környezetével együtt alkot egységes egészet, és meg kell találnunk a harmonikus kölcsönhatások lehetőségeit.

A tankönyv írója hatalmas ismeretanyagot halmozott fel. Minden fejezetet, minden témát ábrák és táblázatok bemutatásával tesz szemléletessé és gazdag fényképanyag gondoskodik arról, hogy megismerhessük a természet kutatóinak arcmását és élénk táruljon Földünk felszínének és légkörének gazdag változatossága. A könyv függeléke a tanulást segítő feladatokat, valamint a további érdeklődők számára fejezetenként 4–10 tételből álló irodalomjegyzéket tartalmaz. Részletes szószedetet találunk a kötet végén. A könyvet mindazoknak ajánljuk, akik a természet oldaláról szeretnének a környezetvédelem kérdéseire közelíteni. Meteorológus szakemberek a légkörrel kapcsolatban álló földi szférákról kaphatnak hasznos ismereteket.

Gyúró György

ATMOSPHERIC ENVIRONMENT

an international journal

CONTENTS

Volume 25A Number 3/4 1991

International Conference on Aerosols and Background Pollution

Aerosol Climatology

Review Article

- J. W. Fitzgerald* 533 Marine aerosols: a review
- General Papers*
- M. H. Smith* 547 North Atlantic aerosol remote concentrations measured at a Hebridean coastal site
- P. M. Park and I. E. Consterdine*
- S. G. Jennings, C. D. O'Dowd,* 557 Physical characteristics of the ambient aerosol at Mace Head
T. C. O'Connor and F. M. McGovern
- T. C. O'Connor and* 563 Aerosol climatology measurements with a Nolan-Pollak counter
F. M. McGovern
- M. J. Harvey, G. W. Fisher,* 569 Summertime aerosol measurements in the Ross Sea region of Antarctica
I. S. Lechner, P. Isaac, N. E. Flower and A. L. Dick
- P. Brand, J. Gebhart, M. Below,* 581 Characterization of environmental aerosols on Heligoland Island
B. Georgi and J. Heyder
- S. Bürgermeister and H.-W. Georgii* 587 Distribution of methanesulfonate, nss sulfate and dimethylsulfide over the Atlantic and the North Sea
- J. C. H. Van der Hage* 597 Background aerosol and electric conductivity of marine Atlantic air
- W. R. Leitch and G. A. Isaac* 601 Tropospheric aerosol size distributions from 1982 to 1988 over eastern North America
- J. Heintzenberg, J. Ström,* 621 Vertical profiles of aerosol properties in the summer troposphere of central Europe, Scandinavia and the Svalbard region
J. A. Ogren and H.-P. Fimpel

Aerosol Instrumentation

- U. Baltensperger, H. W. Gäggeler,* 629 Continuous background aerosol monitoring with the epiphaniometer
D. T. Jost, M. Emmenegger and W. Nüegeli

- A. D. Clarke* 635 A thermo-optic technique for in situ analysis of size-resolved aerosol physicochemistry
- P. H. Kaye, N. A. Eyles, I. K. Ludlow and J. M. Clark* 645 An instrument for the classification of airborne particles on the basis of size, shape, and count frequency
- P. C. S. Devara and P. Ernest Raj* 655 Study of atmospheric aerosols in a terrain-induced nocturnal boundary layer using bistatic lidar

Aerosol Composition and Removal

- I. Borbély-Kiss, L. Bozó, E. Koltay, E. Mészáros, Á. Molnár and Gy. Szabó* 661 Elemental composition of aerosol particles under background conditions in Hungary
- C. A. Pio, I. M. Santos, T. D. Anacleto, T. V. Nunes and R. M. Leal* 669 Particulate and gaseous air pollutant levels at the Portuguese west coast
- G. J. Keeler, J. D. Spengler and R. A. Castillo* 681 Acid aerosol measurements at a suburban Connecticut site
- J. van Daalen* 691 Air quality and deposition of trace elements in the province of South-Holland
- J. R. Stedman* 699 Measurements of background sulphur and scavenging ratios at a site in the west of Northern Ireland
- J. Porstendörfer, G. Butterweck and A. Reineking* 709 Diurnal variation of the concentrations of radon and its short-lived daughters in the atmosphere near the ground
- R. S. Hamilton and T. A. Mansfield* 715 Airborne particulate elemental carbon: its sources, transport and contribution to dark smoke and soiling
- H. Horváth* 725 Spectral extinction coefficients of background aerosols in Europe, North and South America: a comparison
- E. Remoudaki, G. Bergametti and R. Losno* 733 On the dynamic of the atmospheric input of copper and manganese into the western Mediterranean Sea
- B. Lim, T. D. Jickells and T. D. Davies* 745 Sequential sampling of particles, major ions and total trace metals in wet deposition
- R. Losno, G. Bergametti, P. Carlier and G. Mouvier* 763 Major ions in marine rainwater with attention to sources of alkaline and acidic species
- K. W. Nicholson, J. R. Branson and P. Giess* 771 Field measurements of the below-cloud scavenging of particulate material
- L. Levkov, D. P. Eppel and H. Grassl* 779 Modelling the atmospheric transport of trace metals including the role of precipitating clouds

<i>B. T. McGann and S. G. Jennings</i>	791	The efficiency with which drizzle and precipitation sized drops collide with aerosol particles
<i>D. A. Bell and C. P. R. Saunders</i>	801	The scavenging of high altitude aerosol by small ice crystals
<i>T. Shumann</i>	809	Aerosol and hydrometeor concentrations and their chemical composition during winter precipitation along a mountain slope—III. Size differentiated in-cloud scavenging efficiencies

Volume 25A Number 5/6 1991

<i>L.H. J. M. Janssen, F. Van Haren, P. Bange and H. Van Duuren</i>	829	Measurements and modelling of reactions of nitrogen oxides in power-plant plumes at night
<i>W. W. Nazaroff and G. R. Cass</i>	841	Protecting museum collections from soiling due to the deposition of airborne particles
<i>D. P. Chock</i>	853	A comparison of numerical methods for solving the advection equation III
<i>E. Buijsman, P. J. Jonker, W. A. H. Asman and T. B. Ridder</i>	873	Chemical composition of precipitation collected on a weathership on the North Atlantic
<i>H. C. Rodean</i>	885	A structure for models of hazardous materials with complex behavior
<i>J. Beer, R. C. Finkel, G. Bonani, H. Gäggeler, U. Görlach, P. Jacob, D. Klockow, C. C. Langway, Jr, A. Nefel, H. Oeschger, U. Schonerer, J. Schwander, U. Siegenthaler, M. Suter, D. Wagenbach and W. Wölfli</i>	899	Seasonal variations in the concentration of ^{10}Be , Cl, NO_3 , SO_4^{2-} , H_2O_2 , ^{210}Pb , ^3H , mineral dust, and d^{18}O in Greenland snow
<i>H. Tsukada, J. Ishida and O. Narita</i>	905	Particle-size distributions of atmospheric ^{129}I and ^{127}I aerosols
<i>M. A. Al-Zanaidi, M. P. Singh and M. El-Karim</i>	909	Traffic co-dispersion pattern in Kuwait
<i>N. Berg, P. Dunn and M. Fenn</i>	915	Spatial and temporal variability of rime ice and snow chemistry at five sites in California
<i>M. T. Morandi, P. J. Liroy and J. M. Daisey</i>	927	Comparison of two multivariate modeling approaches for the source apportionment of inhalable particulate matter in Newark, NJ
<i>R. Kamens, C. Lee, R. Wiener and D. Leith</i>	939	A study to characterize indoor particles in three non-smoking homes
<i>M. M. Millán, B. Artinano, L. Alonso, M. Navazo and M. Castro</i>	949	The effect of meso-scale flows on regional and long-range atmospheric transport in the western Mediterranean area

<i>F. Desiato and M. G. Ciminelli</i>	965	Plume dispersion investigated by LANDSAT imagery
<i>C. N. Hewitt and M. B. Rashed</i>	979	The deposition of selected pollutants adjacent to a major rural highway
<i>R. R. Yaaqub, T. D. Davies, T. D. Jickells and J. M. Miller</i>	985	Trace elements in daily collected aerosols at a site in southeast England
<i>S. N. Pandis, S. E. Paulson, J. H. Seinfeld and R. C. Flagan</i>	997	Aerosol formation in the photooxidation of isoprene and β -pinene
<i>G. O. Rubel</i>	1009	Partitioning of partially soluble volatiles between the vapor and liquid aerosol phase
<i>C. S. Sloane, J. Watson, J. Chow, L. Prichett and L. W. Richards</i>	1013	Size-segregated fine particle measurements by chemical species and their impact on visibility impairment in Denver
<i>F. A. A. M. De Leeuw and H. J. Van Rheineck Leyssius</i>	1025	Sensitivity of oxidant concentrations on changes in u. v. radiation and temperature
<i>V. Kumar, H. S. Vora, T. N. Das, M. N. Kumbhare and R. Koul</i>	1033	Microprocessor-based air analyzer unit for sub parts per billion level measurements of hydrogen peroxide
<i>S.-C. Tsay, G. L. Stephens and T. J. Greenwald</i>	1039	An investigation of aerosol microstructure on visual air quality
<i>A. Febo and C. Perrino</i>	1055	Prediction and experimental evidence for high air concentration of nitrous acid in indoor environments
<i>J. Arey, A. M. Winter, R. Atkinson, S. M. Aschmann, W. D. Long and C. L. Morrison</i>	1063	The emission of (Z)-3-hexen-1-ol, (Z)-3-hex-enylacetate and other oxygenated hydrocarbons from agricultural plant species
<i>W. Baeyens and H. Dedeurwaerder</i>	1077	Particulate trace metals above the Southern Bight of the North Sea-II. Origin and behaviour of the trace metals
<i>S. F. Mueller</i>	1093	Estimating cloud water deposition to subalpine spruce-fir forests I. Modifications to an existing model
<i>S. F. Mueller, J. D. Joslin, Jr and M. H. Wolfe</i>	1105	Estimating cloud water deposition to subalpine spruce-fir forests-II. Model testing
<i>Technical Notes</i>		
<i>T. J. Dean and J. D. Johnson</i>	1123	Proportional-plus-integral control of experimental ozone concentrations in a large open-top chamber
<i>B. Y. Underwood</i>	1127	Conditioned particle motion in the collision model of turbulent dispersion

Volume 25A Number 7 1991

The Fourth International Workshop on Wind and Water Tunnel Modelling of Atmospheric Flow and Dispersion

- A. Robins* 1133 Introduction
- W. Bächlin, W. Theurer and E. J. Plate* 1135 Wind field and dispersion in a built-up area—a comparison between field measurements and wind tunnel data
- W. F. Dabberdt and W. G. Hoydysh* 1143 Street canyon dispersion: sensitivity to block shape and entrainment
- K. Kitabayashi* 1155 Wind tunnel simulation of airflow and pollutant diffusion over complex terrain
- R. A. Waters, D. J. Hall and T. Masood* 1163 The performance of extraction booths subject to draughts—a wind tunnel study
- B. Sevruk, J.-A. Hertig and R. Spiess* 1173 The effect of a precipitation gauge orifice rim on the wind field deformation as investigated in a wind tunnel
- M. Poreh and J. E. Cermak* 1181 Wind tunnel measurements of line integrated concentration
- G. König-Langlo and M. Schatzmann* 1189 Wind tunnel modeling of heavy gas dispersion
- A. H. Huber, S. Pal. Arya, S. A. Rajala and J. W. Borek* 1199 Preliminary studies of video images of smoke dispersion in the near wake of a model building
- J. T. Lee, D. L. Call, R. E. Lawson, Jr, W. E. Clements and D. E. Hoard* 1211 A video image analysis system for concentration measurements and flow visualization in building wakes
- K. Okabayashi, Y. Ide, H. Takahashi, N. Kane, S. Okamoto and K. Kobayashi* 1227 A new wind tunnel technique for investigating gas diffusion behind a structure
- A. H. Huber* 1237 Wind tunnel and Gaussian plume modeling of building wake dispersion
- M. Poreh, M. Rau and E. J. Plate* 1251 Design considerations for wind tunnel simulations of diffusion within the convective boundary layer
- M. Rau, W. Bächlin and E. J. Plate* 1257 Detailed design features of a new wind tunnel for studying the effects of thermal stratification
- R. Morel, E. Alcaraz, M. Ayrault, R. Zegadi and P. Mejean* 1263 Effects of thermal stable stratification on turbulent boundary layer characteristics

- B. Lehmann and J. Mante 1271 Laser Doppler measurement of the dynamics of large turbulent structures with a scanning technique
- K. Marotzke 1277 Spectra of longitudinal turbulence measured in a boundary layer wind tunnel
- General Papers*
- L. Mølhave, J. G. Jensen and S. Larsen 1283 Subjective reactions to volatile organic compounds as air pollutants
- C. M. Berkowitz 1295 The response of sulfate linearity and precipitation chemistry to gas-phase profiles
- P. Hurley and W. Physick 1313 A Lagrangian particle model of fumigation by breakdown of the nocturnal inversion
- J. M. Waldman, S.-K. C. Liang, P. J. Lioy, G. D. Thurston and M. Lippmann 1327 Measurements of sulfate aerosol and its acidity in the SO₂ source region of Chestnut Ridge, PA
- P. D. Capel, C. Leuenberger and W. Giger 1335 Hydrophobic organic chemicals in urban fog
- W. H. Snyder, L. H. Khurshodyan, I. V. Nekrasov, R. E. Lawson, Jr and R. S. Thompson 1347 Flow and dispersion of pollutants within two-dimensional valleys
- J. Arey, S. B. Corchnoy and R. Atkinson 1377 Emission of linalool from Valencia orange blossoms and its observation in ambient air
- Y. Akutsu, F. Toyoda, K. Tomita, F. Yoshizawa, M. Tamura and T. Yoshida 1383 Effect of exhaust from alcohol fuel on ozone formation in the atmosphere
- D. P. Eppel, G. Petersen, P. K. Misra and R. Bloxam 1391 A numerical model for simulating pollutant transport from a single point source
- C. Anastasi, L. Hopkinson and V. J. Simpson 1403 Natural hydrocarbon emissions in the United Kingdom
- S. Fujita, Y. Ichikawa, R. K. Kawaratani and Y. Tonooka 1409 Preliminary inventory of sulfur dioxide emissions in East Asia

Volume 25A Number 8 1991

- S. K. Kjærsgaard, L. Mølhave and O. F. Pedersen* 1417 Human reactions to a mixture of indoor air volatile organic compounds
- K. N. Rayner and I. D. Watson* 1427 Operational prediction of daytime mixed layer heights for dispersion modelling
- H. Hakola, S. Joffre, H. Lähtilä and P. Taalas* 1437 Transport, formation and sink processes behind surface ozone variability in North European conditions
- G. D. Rolph and R. S. Artz* 1449 A paired comparison of two precipitation chemistry sites in east-central Mississippi
- R. Simó, M. Colom-Altés, J. O. Grimalt and J. Albaigés* 1463 Background levels of atmospheric hydrocarbons, sulphate and nitrate over the western Mediterranean
- E. A. Betterton* 1473 The partitioning of ketones between the gas and aqueous phases
- H. Sievering, J. Boatman, J. Galloway, W. Keene, Y. Kim, M. Luria and J. Ray* 1479 Heterogeneous sulfur conversion in sea-salt aerosol particles: the role of aerosol water content and size distribution
- M. Luria and H. Sievering* 1489 Heterogeneous and homogeneous oxidation of SO₂ in the remote marine atmosphere
- M. W. M. Hisham and D. Grosjean* 1497 Sulfur dioxide, hydrogen sulfide, total reduced sulfur, chlorinated hydrocarbons and photochemical oxidants in southern California museums
- A. H. Knap and K. S. Binkley* 1507 Chlorinated organic compounds in the troposphere over the western North Atlantic Ocean measured by aircraft
- K. Weston and D. Fowler* 1517 The importance of orography in spatial patterns of rainfall acidity in Scotland
- M. Martin, J. Plaza, M. D. Andrés, J. C. Bezares and M. M. Millán* 1523 Comparative study of seasonal air pollutant behavior in a Mediterranean coastal site: Castellón (Spain)
- C. L. Benner, D. J. Eatough, N. L. Eatough and P. Bhardwaja* 1537 Comparison of annular denuder and filter pack collection of HNO₃(g), HNO₂(g), SO₂(g), and particulate-phase nitrate, nitrite and sulfate in the south-west desert
- W. H. White and E. S. Macias* 1547 Chemical mass balancing with ill defined sources: regional apportionment in the California desert
- R. A. Carhart and A. J. Policastro* 1559 A second-generation model for cooling tower plume rise and dispersion—I. Single sources

- M. Böhm, B. McCune and T. Vandetta* 1577 Diurnal curves of tropospheric ozone in the western United States
- I. Grgić, V. Hudník, M. Bizjak and J. Levec* 1591 Aqueous S(IV) oxidation-I. Catalytic effects of some metal ions
- S. Wunderli and R. Gehrig* 1599 Influence of temperature on formation and stability of surface PAN and ozone. A two year field study in Switzerland
- A. Hashem and C. S. Parkin* 1609 A simplified heavy particle random-walk model for the prediction of drift from agricultural sprays
- P. J. Hanson and S. E. Lindberg* 1615 Dry deposition of reactive nitrogen compounds: a review of leaf, canopy and non-foliar measurements
- D. Olivari and E. Palli* 1635 Investigation of fluctuating properties of a neutral plume using digital image analysis techniques
- C. C. Travis, P. H. Craig and J. C. Bowers* 1643 Characterization of human exposure to ambient levels of benzene using pulmonary „wash-out” data
- L. J. Thibodeaux, K. C. Nadler, K. T. Valsaraj and D. D. Reible* 1649 The effect of moisture on volatile organic chemical gas-to-particle partitioning with atmospheric aerosols-competitive adsorption theory predictions
- D. S. Sheppard, J. E. Patterson and M. K. McAdam* 1657 Mercury content of Antarctic ice and snow: further results
- R. G. Derwent and M. E. Jenkin* 1661 Hydrocarbons and the long-range transport of ozone and PAN across Europe
- J. M. Davis* 1679 An evaluation of the delta-Eddington contrast and transmission model
- J. Padro, G. den Hartog and H. H. Neumann* 1689 An investigation of the ADOM dry deposition module using summertime O₃ measurements above a deciduous forest
- J. D. Kahl, R. C. Schnell, P. J. Sheridan, B. D. Zak, H. W. Church, A. S. Mason, J. L. Heffter and J. M. Harris* 1705 Predicting atmospheric debris transport in realtime using a trajectory forecast model
- Short Communications*
- H. Hoss, H. Elias and K. J. Wannowius* 1715 Sulfur(IV) oxidation by hydrogen peroxide in aqueous suspensions of SiO₂, Al₂O₃, TiO₂ and zeolite
- R. M. Harrison and A. G. Allen* 1719 Scavenging ratios and deposition of sulphur, nitrogen and chlorine species in eastern England

SZERZŐINK FIGYELMÉBE

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

A kéziratokat a szerkesztő bizottság 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, mód-szerét és a kapott eredményeket.

Szövegrész: Alcímekkel értelemszerűen fejezetekre tagolandó.

Irodalmi hivatkozások: Szövegben a hivatkozás tartalmazza a szerző(k) nevét aláhúzva és a publikálás évét. Például egyetlen szerző esetén: *Róna* (1909), vagy ha a szerző neve a szövegbe nem illeszthető be: (*Róna*, 1909); két szerző esetén: *Gamow* és *Cleveland*, (1953). Ha adott szerzők ugyanazon évben publikált több cikkére hivatkozunk, akkor az évszámhoz *a*, *b*) stb. betűket írunk. Az irodalom felsorolása a **cikk végén** a szerző(k) neve szerinti betűrendben történik. Folyóirat esetén: szerző(k) neve, évszám, a cikk címe, a folyóirat neve, kötetszám, kezdő és befejező oldalszám. Például: *Dési, F.*, 1955: A meteorológiai kutatás időszerei kérdései. *Időjárás* 57, 65–70. Könyv esetén: Szerző(k) neve, évszám, könyvcím, kiadó, megjelenés helye. Például: *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 betűkkel és kézzel írott jeleket a margón ceruzával írt magyarázattal kell ellátni.

A szerzők megjelent tanulmányukért 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: **H-1525, Budapest, P. O. B. 38. Hungary.**

Papers will be subjected to constructive criticism by unidentified referees.

The manuscript should meet the following formal requirements:

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

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

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

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

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

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

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

Az Országos Meteorológiai Szolgálat Folyóirata

Készült az Országos Meteorológiai Szolgálat Nyomdájában,
1024 Budapest, Kitaibel Pál utca 1. Telefon: 1 353 500
Felelős vezető: **Máthé Gyuláné**
Felelős kiadó: **Dr. Mersich Iván**, az OMSZ elnöke
Levélcím: 1525 Budapest, Pf.: 38.

INDEX: 26 361

HU ISSN 0324-6329