

G

E



A

C

T

A

VOLUME  
20

1993



ASOCIACION ARGENTINA  
GEOFISICOS Y GEODESTAS

ASOCIACION ARGENTINA  
GEOFISICOS Y GEODESTAS



C O M I S I O N                      D I R E C T I V A

*Presidente:*

Agr. Rubén Rodríguez

*Vicepresidente:*

Dra. Ana Osella

*Secretaria:*

Dra. María Cristina Pomposiello

*Tesorera:*

Téc. Gabriela de Carli

*Vocales Titulares:*

Ing. Jorge Giordano

Agr. Miguel González

Ing. Cristina Pacino

Lic. Claudio Brunini


*Vocales Suplentes:*

Lic. Marta Ghidella

Dra. Cintia Piccolo

Dr. Víctor Hugo Ríos

Ing. Manuel Mamaní

G E  A C T A

Editor:

Dra. Ana Osella

Departamento de Física.

Fac. de Ciencias

Exactas y Naturales.

Universidad de Buenos Aires.

Ciudad Universitaria - Pab. 1.

1428 - Buenos Aires - Argentina.

Fax: 54.1 786-0620

Comité Editorial Asesor

*Advisory Editors:*

Dra. María Luisa Altinger

Dr. Alberto Giráldez

Ing. Antonio Introcaso

Ing. Roberto Quintela

Dra. Cintia Piccolo

Dra. María Cristina Pomposiello

Agr. Rubén Rodríguez

Dr. Otto Schneider

G  
E  


A  
C  
T  
A

VOLUME  
20

1993



ASOCIACION ARGENTINA  
GEOFISICOS Y GEODESTAS



## EVOLUTION OF THE FLUID MODELS FOR THE SOLAR CORONAL EXPANSION

P. Alexander

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires  
Buenos Aires, Argentina*

### Abstract

The question of just how the solar corona is expanding into the surrounding interplanetary region has been one of the most striking topics of space science since the late 1950's and it is still far from a definitive answer. The present script gives an overview of the observations and theories that led to the concept of that expansion and describes the subsequent models up to the present time. Finally, some of the open questions on the phenomenon are mentioned.

### Resumen

El interrogante acerca de cómo la corona solar se expande hacia la región interplanetaria circundante ha sido uno de los temas más apasionantes de la ciencia espacial desde fines de la década del '50 y está aún lejos de una respuesta definitiva. El presente escrito hace una revisión de las observaciones y teorías que condujeron al concepto de esa expansión y describe los modelos subsiguientes hasta la actualidad. Finalmente se mencionan algunos de los interrogantes abiertos de este fenómeno.

### 1. Introduction

The solar corona is the outer shell of the Sun's atmosphere and has traditionally been observed at the time of solar eclipse. The fluid in this zone is so hot ( $1-2 \times 10^6$  K) that even the Sun's enormous gravity can no longer retain it and a continuous outflow of mass, called the "solar wind", fills the interplanetary region. Electrons and protons are the major constituents of this gas.

It is wellknown that the Sun is the Earth's main source of energy. Although the energy the Sun puts into release of the solar wind is about one millionth of the amount given off through the electromagnetic radiation, some phenomena such as geomagnetic storms and aurorae show that the first also plays an important role in determining the evolution of the Earth system. The study of the solar wind may not only improve the understanding of the variable conditions in our planet, but also broaden the knowledge on plasma theory, astronomy, space physics, geophysics and other areas.

This paper is an extension of a previous publication (Alexander 1992a) on the history of the study of the solar coronal expansion. There is no intention of providing an encyclopedic survey of everything that has been done in the field; some but by no means all of the relevant literature will be cited in this script. The classification in periods is by importance rather than by the date the works were performed. The next section gives an overview on the progress of knowledge, theories and observations related to the solar coronal expansion, up to the appearance of the first fluid models for this phenomenon. The following two sections show the details of the evolution of the original fluid models up to nowadays, according to the constrictions imposed by the increasing number of satellitary observations. The concluding section exhibits some open questions on the solar wind.

## 2. The Prehistory

An early reference to the absence of vacuum around the Sun may be found in Cassini's (1672) (see fig. 1) theory that dust particles scatter the zodiacal light. Cometary studies during the first half of the nineteenth century were concerned with an interplanetary resisting medium in relationship with the form of comet tails and in agreement with Newton's ideas of the ether (see e.g. Bessel 1836). During the second half of that century Sabine (1852) suggested the existence of a connection between the sunspots and magnetic fluctuations on the Earth, and the observation that some transient and intense solar phenomena were followed by the appearance of geomagnetic storms and aurorae some hours later also led to a cause-effect link between solar activity and terrestrial events (see e.g. Carrington 1860). These facts provided the motivation for many studies on the probable gas emission from the Sun, including those of Fitzgerald (1892) and Milne (1926), and its effects on the geomagnetic field (see e.g. Chapman 1919, Chapman and Ferraro 1931, 1933). These ideas were initially rejected, among others by Kelvin (1892), but they slowly gained recognition during the first half of the present century.

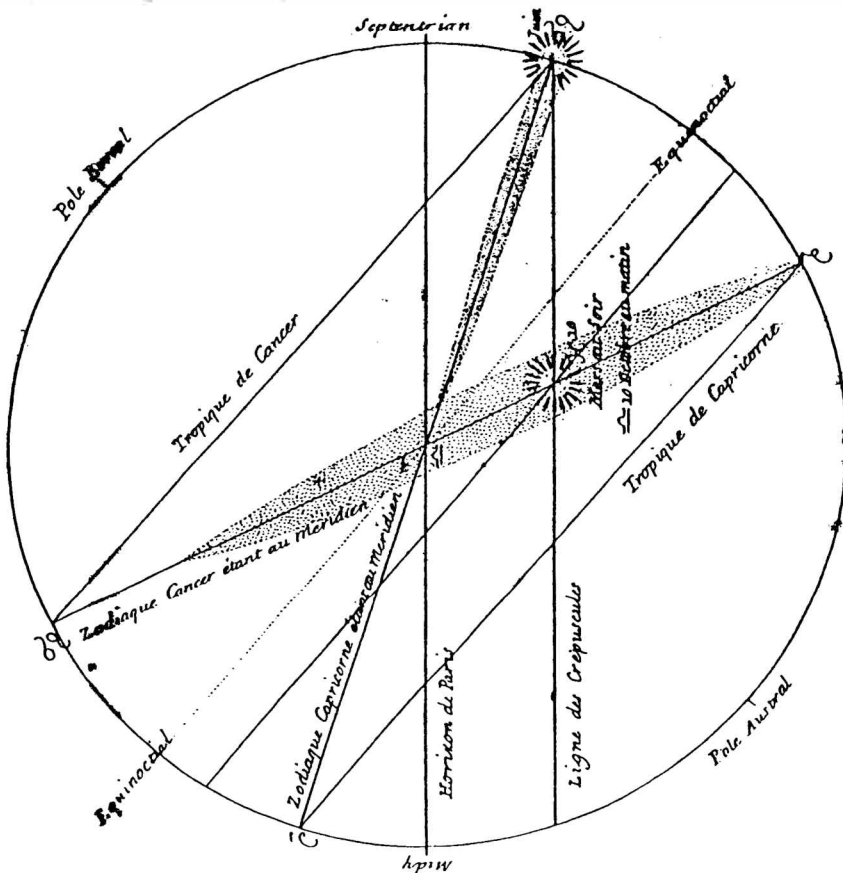


Fig. 1: An illustration included in Cassini's work

New observational evidence for the was exhibited during the 1950's. The suggested (Behr and Siedentopf 1953) that with a density of  $1000 \text{ cm}^{-3}$  near the Earth would produce the zodiacal light and that the order of  $10 \text{ per cm}^3$  near the Earth intensity following sunspot activity of explained if the Earth was enveloped by that activity because the surrounding medium our planet (Morrison 1956). The whistle these ideas and suggested electron densities now know that such a position refers to agreed with other measurements.

Some researchers had previously in "corpuscular radiation" with comet tail: particle radiation" and the recurrence of papers were the supports for the burial of Biermann (1951, 1953, 1957) was the directions in his explanation of the previously established the base for most of the models now known to be different from that proposed

presence of an interplanetary gaseous medium. Light was found to be strongly polarized. It was shown an effect was produced by scattering from electrons in orbit. Nowadays scattering from particulate matter is polarization, and observations yield electron densities of other interesting fact was the decrease in cosmic-ray flux by Forbush (1954). This phenomenon could be explained by a plasma cloud ejected from the Sun as a consequence of a magnetic field would prevent the cosmic-rays from reaching Earth (Helliwell and Morgan 1959) also confirmed of a few  $100 \text{ per cm}^3$  at distances of 4 Earth radii. We Earth's magnetosphere, but at that time such numbers

did not deepen the ideas of an interaction of (Biermann 1943) and of an interrelation between "solar wind" and types of geomagnetic activity (Bartels 1939). These views of a discrete flow of particles through a vacuum: that who suggested a continuous outflow of gas in all directions, the antisolar orientation of comet tails, and that concept models. By the way, the solar wind-comet interaction is explained by Biermann at that time.

### 3. The History

The evidence for mass ejection was based on a hydrostatic model (the corona and its energy was transferred only by heat conduction, all models were:

disrupted by Chapman (1957), when he considered a model where particles stayed at rest). It was assumed that energy was conserved and fluxes being negligible. The equations for the plasma

$$\frac{dP}{dr} + \frac{Gm_s m_p N}{r^2} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{d}{dr} (r^2 Q) = 0 \tag{2}$$

$$P = 2NkT \tag{3}$$

$$Q = -k_e T^{5/2} \frac{dT}{dr} \tag{4}$$

where P is the total pressure of electrons and protons, G the gravitational constant,  $m_s$  the mass of the Sun,  $m_p$  the proton mass, N the density of the plasma at the heliocentric distance, Q the heat flux

and protons, G the gravitational constant,  $m_s$  the mass of either species (neutrality is assumed to be valid),  $r$  the heliocentric distance,  $T$  the temperature,  $k_e$  the electron conductivity (of the electrons because the contribution of the

ions is negligible in the solar wind),  $k$  Boltzmann's constant,  $T$  the temperature for electrons or protons (the collisions ensure the equality) and  $k_0$  is a weak function of  $N$  and  $T$  and therefore it is considered to be a constant (Chapman estimated for the solar wind a value of the order of  $5.2 \times 10^{-7}$  erg  $\text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{K}^{-7/2}$ ). Equation (1) expresses the hydrostatic equilibrium, (2) represents the conservation of energy, (3) shows that the equation of state for an ideal gas is assumed to be valid and (4) is the Spitzer and Härm (1953) formula for a radial heat flux. The stationary state and the spherical symmetry have been considered in the first two equations.

Chapman's model was accepted because the calculated density at 1 AU (one astronomical unit = Sun-Earth mean distance =  $1.5 \times 10^8$  km) was compatible with the values inferred from whistler, zodiacal light and comet observations (all of them of the order of  $500 \text{ cm}^{-3}$ ). This model leads to a difficulty at large heliocentric distances (as will be explained in the next paragraph). Nonetheless, its importance rests on the fact that it showed that the corona could not terminate near the Sun.

Parker (1958a) examined Chapman's model and found that the pressure remained finite as  $r \rightarrow \infty$  and was large in comparison with any reasonable estimate of interstellar pressure which might be invoked for balance. Inclusion of loss mechanisms (e.g. radiation) did not provide a satisfactory resolution of the problem, and as Parker was aware of Biermann's papers he concluded that the corona must expand. He proposed the following hydrodynamic model:

$$\frac{d}{dr} (r^2 N U_r) = 0 \quad (5)$$

$$m_p N U_r \frac{dU_r}{dr} = - \frac{dP}{dr} - \frac{G m_s m_p N}{r^2} \quad (6)$$

where  $U_r$  is the fluid's mean radial velocity as measured from the Sun. Notice that (5) is the continuity equation and (6) is the radial component of the equation of motion, both for a steady-state, spherically symmetric flow. The equation of state (3) was also included and the need for an energy equation like (2) was avoided by the inclusion of a given outline for the temperature: constant up to some distance and null (because thermal conduction is negligible when compared with the other energy fluxes) from there on. He also computed the magnetic field and predicted an interplanetary spiral configuration.

Parker obtained analytical solutions. The results reproduced the velocities required by Biermann's work, the calculated densities at 1 AU were in agreement with the accepted values at that time and  $P \rightarrow 0$  as  $r \rightarrow \infty$ . The outflow of mass, termed by Parker (1958b) the solar wind, was a necessary consequence of the high temperature of the corona. In the following years Parker (e.g. 1963, 1964, 1965) introduced some additional ideas into his model, for example the inclusion of an energy equation.

For some time the existence of the solar wind was involved in controversy. An important support was provided by the first in situ measurements made in 1959 by the Soviets with spaceships Lunik III and Venus I (Gringauz et al 1960) and in 1961 by the Americans with spacecraft Explorer 10 (Bonetti et al 1963). A notable program performed on the Mariner 2 space probe in 1962 removed any possible doubts as to the existence and composition of the continuous solar wind (Neugebauer and Snyder 1962). The observed velocities and densities were in agreement with the values obtained by the previous spacecrafts (about 300 km/sec and  $5 \text{ cm}^{-3}$ ). In the years following



1962 the interplanetary magnetic field configuration was found to fit Parker's description.

The objections to the hydrodynamic model continued for some time. Chamberlain (1960) considered an evaporative model of the corona that determined a critical level above which coronal ions would move outward from the Sun with no further collisions. In this solar "exosphere" the motion of individual ions in the gravitational and electric field were followed and mean properties deduced as a function of heliocentric distance. The mean speed of the ions at 1 AU was found to be 10 km/sec, so that this "solar breeze" model was considered to be unrealistic after some years of measurements. Some later exospheric models (for example Brandt and Casinelli 1966, Jockers 1970) significantly reduced the discrepancy with observations. Nevertheless, the models based on Parker's ideas provided more appropriate descriptions. The analysis of the measurements also suggested a hydrodynamic behaviour.

Why may hydrodynamic models be appropriate to describe the solar coronal expansion? The assumption underlying this concept is that the mean free path is small near the Sun, and at other places the interplanetary magnetic field causes the particles to interact indirectly so that the medium still behaves as a conventional fluid even if there are essentially no collisions (see e.g. Dessler 1967). An important theoretical support for the idea that a strong magnetic field can cause a plasma to be described as a hydrodynamic system even if collisions are rare was developed by Alfvén (1950).

Since Parker's original paper, two different points of view have been adopted to obtain a complete set of equations for the solar plasma: the macroscopic description (hydrodynamics, fluids) and the microscopic description (kinetics, statistics). The equation sets derived with either framework are not complete, because every equation includes a variable that is also determined by the next equation of the hierarchy. The continuity equation (5) includes the density and the velocity, the evolution of the last one also being given by the equation of motion (6), but this last expression contains the pressure so that the energy equation is needed, which may include the pressure (this magnitude is not present in Chapman's energy equation because he neglected the thermal energy) but also introduces the heat flow, etc.. A closure relationship has to be used to break this chain at some step.

Most models developed after Parker's original idea were based on his equation set. Usually they included the three basic hydrodynamic equations, i.e. continuity, motion and energy (it may be more than one energy equation if thermal anisotropy or different temperatures for each species are considered) and the heat flow equation in terms of the other magnitudes (the closure relationship). Chamberlain (1961) was the first author that included all these equations and obtained a solution from them. Two of Maxwell's equations, Gauss' law for the magnetic field and the Faraday-Henry law (for a fluid with a high electrical conductivity), were usually used to find the magnetic field. After the application of the steady-state and spherical symmetry conditions in an inertial frame of reference fixed to the Sun they yield

$$\frac{d}{dr} (r^2 B_r) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{d}{dr} [r(U_r B_\phi - U_\phi B_r)] = 0 \quad (8)$$

where  $B_r$  and  $B_\phi$  refer to the radial and azimuthal magnetic field components  $U_\phi$  is the azimuthal velocity. Some authors replaced the last equation by

$$\frac{U_\phi - \omega r}{U_r} = \frac{B_\phi}{B_r} \quad (9)$$

where  $\omega$  is the angular speed of the Sun. It can be shown that (8) and (9) are equivalent for the solar wind (Weber and Davis 1967). Parker used (7) and a simplified version of (9) in his initial equation set.

The topology of the solutions of the models following Parker's idea was similar: a transition from subsonic to supersonic flow near the Sun,  $P \rightarrow 0$  as  $r \rightarrow \infty$ ,  $B_r \sim r^{-2}$ , etc.. In order to reduce even more the gap between predictions and observations, mainly in the equatorial plane of the Sun at 1 AU (where most data come from), the successive papers aimed to use more complex equation systems, which required numerical solution. The most significant differences in the results of these schemes were related to the expressions used for the energy equation and the closure relation and the treatment of the magnetic field.

Energy equations assuming the steady-state and the spherical symmetry, like the one used by Noble and Scarf (1963)

$$dr \left[ r^2 \left( \frac{Nm_p U_r^3}{2} + \frac{5P U_r}{2} + Q \right) \right] + \frac{U_r G m_s m_p N}{r^2} = 0 \quad (10)$$

included not only the heat, as in equation (2), but also the kinetic, thermal, and gravitational terms. Some models also introduced energy exchange terms between both species (e.g. Hartle and Sturrock 1968, Cuperman and Harten 1970, Toichi 1971) or dissipation of hydromagnetic waves (for example Barnes 1969, Hung and Barnes 1973). The relevance of the last two concepts to the corona remains debatable.

Regarding the closure relation, two paths have been taken. One way cuts the chain of the hierarchy at the equation of motion, which means that either the temperature is a given function of the other variables, as considered for example by Parker (1958a) with his isothermal-like description, or that the same holds for the pressure, as applied for example by Weber and Davis (1967) with the polytropic law

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{constant} \quad (11)$$

where  $\rho$  is the mass density of the gas and  $\gamma$  is the polytropic index (found from theory or measurements). The other way interrupts the chain with the energy equation, which implies that the heat flow  $Q$  will be expressed in terms of the other physical magnitudes. Some examples, as considered respectively by Parker (1964), Wolff et al (1971), Hollweg (1976) are:

$$\mathbf{Q} = -k_o T^{5/2} \nabla_r T \quad (12)$$

$$\mathbf{Q} = -k_o T^{5/2} \nabla_{\parallel} T \quad (13)$$

$$\mathbf{Q} = \frac{3}{2} N k T_e (\mathbf{U} - \Omega \times \mathbf{r}) \alpha \quad (14)$$

where  $\nabla_r$  is the radial gradient,  $\nabla_{\parallel}$  the gradient parallel to the magnetic field,  $T_e$  the electron temperature,  $\mathbf{U}$  the bulk velocity of the fluid,  $\Omega$  the angular velocity of the Sun,  $\mathbf{r}$  the heliocentric position and  $\alpha$  a factor that depends on the electron velocity distribution function. The source of the first two equations is the paper by Spitzer and Härm (1953) and the third equation was derived by Hollweg in his paper.

The hydrodynamic description of collisionless plasmas in strong magnetic fields and the inclusion of magnetic field  $\mathbf{B}$  not only in (7) and (8), but also in the equation of motion through the term

$$\frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi}$$

gave birth to the MHD (magnetohydrodynamic) models of the solar wind. Notice that the magnetic force term is not included in (6). The azimuthal component of the equation of motion shows now that the angular momentum is carried not only in azimuthal particle motions but also in the azimuthal magnetic stresses. Weber and Davis (1967) closed the system with a polytrope and achieved similar results to Parker's original model. Later on, the energy equations also included the term

$$\frac{B^2}{4\pi}$$

and the corresponding solutions led to larger values for the speed at 1 AU, which was even in better agreement with observations (see e.g. Brandt et al 1969, Whang 1971). A remarkable consequence of the inclusion of the new terms was the increased complexity of the resolution because the magnetic field had to be found in a selfconsistent way with the other variables instead of being independently calculated at the end of the process, so that an important help in the search for numerical solutions has been provided by the steeply increasing power of computers in the last decades.

More variables were included in some developments. The two-fluid models (e.g. Sturrock and Hartle 1966, Cuperman and Harten 1970) argued that the collision frequency was very low in almost all the heliosphere and introduced different temperatures  $T_e$  and  $T_p$  for electrons and protons. The equation of state (3) had to be replaced by

$$P = Nk(T_e + T_p) \quad (15)$$

Incorporation of this effect left the continuity equation (5) unchanged and required the use of (15) in the momentum equation. However, separate energy equations had then to be written for each species. Other models included the thermal anisotropy (e.g. Weber and Davis 1970, Hollweg 1971, Marsch and Richter 1987), which is originated not only by the low collision frequency beyond some heliocentric distance, but also by the privileged direction introduced by the magnetic field. The last change, which gave rise to a tensor for the pressure, also affected the equation of motion, and one equation of energy was needed for each thermal component of electrons and protons. Studies of the role played by viscosity have been undertaken by several investigators (among others Scarf and Noble 1965, Weber and Davis 1970, Wolff et al 1971) and this concept has been finally discarded for the solar wind.

#### 4. The Modern Age

Based on lessons learned from model studies and observational data, solar wind models appeared to converge in the direction of a two-region concept: near the Sun the solar wind is one-fluid and thermally isotropic, whereas at large heliocentric distances the plasma becomes collisionless, which implies that the electrons and protons have different temperatures and that the protons become thermally anisotropic (see e.g. Burlaga 1971, Leer and Holzer 1972, Acuña and Whang 1976, Alexander 1992b). The position of the transition zone is a few tenths of solar radii away from the Sun's surface. Some authors have concluded that there is a need for three-dimensional and time-dependent solar wind models (see e.g. Fahr and Fichtner 1991).

Asking for the "average" solar wind may be meaningless. It seems reasonable that one criterion for sorting the solar wind into categories should be the bulk speed. Low- and high-speed streams might be essentially different phenomena and might result from different conditions in the corona. For a long time theorists have thought in terms of a "quiet" wind and believed to find it represented in the "slow" wind (for references see Hundhausen 1972), because the models fit the experimentally determined numbers for the low-speed wind much better. Other authors (see e.g. Feldman et al 1976) suggested that the quiet wind is more likely to be found in the "fast" wind, i.e. in the high-speed streams occurring predominantly a few years before sunspot minimum.

The evolution of the low-speed wind is not an issue because, as just stated, predictions of MHD models are generally consistent with measurements. The differences between theory and observations are more appreciable for the high-speed wind (Neugebauer 1991) and there is no shortage of suggestions about the mechanisms responsible for its behaviour: wave acceleration, suprathermal electron heat flux and small-scale sources of momentum and energy (see e.g. Whang and Chien 1978, Pnevman 1986, Chuan-Yi Tu 1987).

#### 5. Open Questions

We are far from consensus or from agreement between predictions and measurements on many points. The relative contributions of diverse mechanisms to the high-speed flow have to be determined. The models for the slow wind still yield to low values for the azimuthal speed at 1 AU. It is also desirable to find an appropriate description of the electron heat conduction for the distant collisionless solar wind because the classical Spitzer-Härm conductivity represents an inadequate

expression for that fluid (see e.g. Scudder and Olbert 1983). Measurements at short and large distances from the Sun are needed because the tests of the solutions at 1 AU are not sufficient to give definite answers about the validity of the models (see Barnes 1992). These problems show that probably even more sophisticated equation sets must still be developed.

## References

- Acuña, M. and Whang, Y.C.: A two-region model of the solar wind including azimuthal velocity, *Astrophys. J.*, 203, 720 (1976)
- Alexander, P.: Historical perspectives on the study of the solar coronal expansion, *Eos*, 73, 433 (1992a)
- Alexander, P.: Una descripción magnetohidrodinámica de la expansión de la corona solar, Tesis de Doctorado, Universidad de Buenos Aires (1992b)
- Alfvén, H.: *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford (1957)
- Barnes, A.: Collisionless heating of the solar wind plasma. II. Application of the theory of plasma heating by hydromagnetic waves, *Astrophys. J.*, 155, 311 (1969)
- Barnes, A.: Acceleration of the solar wind, *Rev. Geophys.*, 30, 43 (1992)
- Bartels, J.: Geomagnetic and solar data, *J. Geophys. Res.*, 54, 296 (1949)
- Behr, A. and Siedentopf, H.: Untersuchungen über Zodiaklicht und Gegenschein nach lichtelektrischen Messungen auf dem Jungfrauoch, *Zeitsch. Astrophys.*, 32, 19 (1953)
- Bessel, F.W.: Beobachtungen über die physische Beschaffenheit des Halley'schen Kometen, *Astron. Nachr.*, 13, 185 (1836)
- Biermann, L.: Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Zeitsch. Astrophys.*, 29, 274 (1951)
- Biermann, L.: Physical processes in comet tails and their relation to solar activity, *Mem. Soc. Sci. Liège*, 13, 251 (1953)
- Biermann, L.: Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas, *Observatory*, 77, 109 (1957)
- Bonetti, A., Bridge, H.S., Lazarus, A.J., Lyon, E.F., Rossi, R. and Scherb, F.: Explorer 10 plasma measurements, *J. Geophys. Res.*, 68, 4017 (1963)
- Brandt, J.C. and Cassinelli, J.P.: Interplanetary gas XI. An exospheric model of the solar wind, *Icarus*, 5, 47 (1966)
- Brandt, J.C., Wolff, C. and Cassinelli, J.P.: Interplanetary gas XVI. A calculation of the angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, 156, 1117 (1969)
- Burlaga, L.F.: The Solar Envelope, NASA-GSFC, Greenbelt (1971)
- Carrington, R.C.: Description of a singular appearance seen in the Sun on September 1, 1859, *Month. Not. R. Astron. Soc.*, 20, 13 (1860)
- Cassini, J.D.: Découverte de la lumière celeste que paroist dans le zodiaque, *Mem. Acad. Sci. (Paris)*, 8, 121 (1666-1699)
- Chamberlain, J.W.: Interplanetary gas II. Expansion of a model solar corona, *Astrophys. J.*, 131, 45 (1960)
- Chamberlain, J.W.: Interplanetary gas III. A hydrodynamic model of the corona, *Astrophys. J.*, 133, 675 (1961)
- Chapman, S.: An outline of a theory of magnetic storms, *Proc. R. Soc. (London)*, A95, 61 (1919)
- Chapman, S. and Ferraro, V.C.A.: Theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmos. Elect.*, 36, 77 (1931)
- Chapman, S. and Ferraro, V.C.A.: New theory of magnetic storms, *Terr. Magn. Atmos. Elect.*, 38, 79 (1933)
- Chapman, S.: Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere, *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, 2, 1 (1957)
- Chuan-Yi Tu: A solar wind model with the power spectrum of alfvénic fluctuations, *Solar Phys.*, 109, 149 (1987)
- Cupperman, S. and Harten, A.: Noncollisional coupling between the electron and proton components in the two-fluid model of the solar wind, *Astrophys. J.*, 162, 315 (1970)
- Dessler, A.J.: Solar wind and interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys.*, 5, 1 (1967)
- Fahr, H.J. and Fichtner, H.: Physical reasons and consequences of a three-dimensionally structured heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 58, 193 (1991)
- Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J. and Gosling, J.T.: High-speed solar wind flow parameters at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 81, 5054 (1976)
- Fitzgerald, G.F.: Sunspots and magnetic storms, *The Electrician*, 30, 48 (1892)
- Forbush, S.E.: World-wide cosmic-ray variations 1937-1952, *J. Geophys. Res.*, 59, 525 (1954)
- Gringauz, K.I., Bezrukikh, V.V., Ozerov, V.D. and Rybchinsky, R.E.: Study of the interplanetary ionized gas, high energy electrons, and solar corpuscular radiation by means of three electrode traps for charged particles on the second Soviet cosmic rocket, *Soviet Phys. "Doklady" (English Transl.)*, 5, 361 (1960)
- Hartle, R.E. and Sturrock, P.A.: Two-fluid model of the solar wind, *Astrophys. J.*, 151, 1155 (1968)
- Helliwell, R.A. and Morgan, M.G.: Atmospheric whistlers, *Proc. IRE*, 47(2), 200 (1959)
- Hoffmeister, C.: Physikalische Untersuchungen an Kometen I. Die Beziehungen des primären Schweifstrahls zum Radiusvektor, *Zeitsch. Astrophys.*, 22, 265 (1943)
- Hollweg, J.V.: Collisionless solar wind. 2. Variable electron temperature, *J. Geophys. Res.*, 76, 7491 (1971)
- Hollweg, J.V.: Collisionless electron heat conduction in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 81, 1649 (1976)
- Hundhausen, A.J.: *Coronal Expansion and Solar Wind*, Springer, New York (1972)
- Hung, R.J. and Barnes, A.: Dissipation of hydromagnetic waves with application to the outer solar corona. I. Collisionless protons and collisional electrons, *Astrophys. J.*, 180, 253 (1973)

## *Alexander*

- Jockers, K.: Solar wind models based on exospheric theory, *Astron. Astrophys.*, 6, 219 (1970)
- Kelvin, W.T.: Address to the Royal Society at their Anniversary Meeting, Nov. 30, 1892, *Proc. R. Soc. (London)*, A52, 300 (1892)
- Leer, E. and Holzer, T.E.: Collisionless solar wind protons: a comparison of kinetic and hydrodynamic descriptions, *J. Geophys. Res.*, 77, 4035 (1972)
- Marsch, E. and Richter, A.K.: On the equation of state and collision time for a multicomponent, anisotropic solar wind, *Ann. Geophys.*, 5A(2), 71 (1987)
- Milne, E.A.: Emission of atoms from stars, *Month. Not. R. Astron. Soc.*, 86, 459 (1926)
- Morrison, P.: Solar origin of cosmic-ray time variations, *Phys. Rev.*, 101, 1397 (1956)
- Neugebauer, M.: The quasi-stationary and transient states of the solar wind, *Science*, 252, 404 (1991)
- Neugebauer, M. and Snyder, C.W.: Solar plasma experiment, *Science*, 138, 1095 (1962)
- Noble, L.M. and Scarf, F.L.: Conductive heating of the solar wind. I, *Astrophys. J.*, 138, 1169 (1963)
- Parker, E.N.: Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, 128, 664 (1958a)
- Parker, E.N.: Interaction of the solar wind with the geomagnetic field, *Phys. Fluids*, 1, 171 (1958b)
- Parker, E.N.: *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience, New York (1963)
- Parker, E.N.: Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds. II. Integration of the heat-flow equation, *Astrophys. J.*, 139, 93 (1964)
- Parker, E.N.: Dynamical theory of the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 4, 666 (1965)
- Pneuman, G.W.: Driving mechanisms for the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 43, 105 (1986)
- Sabine, E.: On periodical laws discoverable in the mean effects of the larger magnetic disturbances, *Phil. Trans.*, 142, 103 (1852)
- Scarf, F.L. and Noble, L.M.: Conductive heating of the solar wind II. The inner corona, *Astrophys. J.*, 141, 1479 (1965)
- Scudder, J.D. and Olbert, S.: The collapse of the local, Spitzer-Härm formulation and a global-local generalization for heat flow in an inhomogeneous, fully ionized plasma, *Solar Wind Five, NASA Conf. Publ.*, 163 (1983)
- Spitzer, L. and Härm, R.: Transport phenomena in a completely ionized gas, *Phys. Rev.*, 89, 977 (1953)
- Sturrock, P.A. and Hartle, R.E.: Two-fluid model of the solar wind, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 628 (1966)
- Toichi, T.: Thermal properties of the solar wind plasma, *Solar Phys.*, 18, 150 (1971)
- Weber, E.J. and Davis, L.: The angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, 148, 217 (1967)
- Weber, E.J. and Davis, L.: The effect of viscosity and anisotropy in the pressure on the azimuthal motion of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 75, 2419 (1970)
- Whang, Y.C.: Conversion of magnetic-field energy into kinetic energy in the solar wind, *Astrophys. J.*, 169, 369 (1971)
- Whang, Y.C. and Chien, T.H.: Expansion of the solar wind in high-speed streams, *Astrophys. J.*, 221, 350 (1978)
- Wolff, C.L., Brandt, J.C. and Southwick, R.G.: A two-component model of the quiet solar wind with viscosity, magnetic field, and reduced heat conduction, *Astrophys. J.*, 165, 181 (1971)

## EQUATORIAL ELECTROJET CURRENT DENSITY TURBULENT REDUCTION

Matías de la Vega

*Dept. de Fis., Fac. de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires,  
Ciudad Universitaria Pabellón I, 1428 Buenos Aires, Argentina.*

**Abstract**

It was shown in a previous paper that turbulence reduces the equatorial electrojet current density at noontime. This problem is further analyzed by computing the turbulence level in the long wavelength region of the spectrum using Kraichnan's direct interaction approximation (DIA). The self-consistent equations for the electrojet current density and turbulence level are solved; the current density thus obtained fits in well with experimental data.

**Resumen**

En un trabajo previo se mostró que al mediodía la turbulencia reduce la intensidad del electrochorro ecuatorial. En el presente trabajo se profundiza el estudio utilizando la aproximación de interacción directa (DIA) debida a Kraichnan; con esta aproximación se evalúa el nivel de turbulencia en la región de longitudes de onda largas del espectro. Del sistema de ecuaciones auto-consistentes para la densidad de corriente y el nivel de turbulencia se obtiene una intensidad que reproduce correctamente la experimental.

**1. Introduction**

The primary electric field is constant with height in standard equatorial models (see e.g. Richmond 1973). The equatorial current density within a laminar model using the value of the primary electric field measured at F region heights was predicted in a previous work (de la Vega and Duhau 1989). It was found that the value predicted for current density is twice the experimental one; in order to explain this difference, the turbulent nature of the equatorial electrojet has to be taken into account.

Unstable plasma waves arise when the electron velocity exceeds the ion-sound speed and when the vertical electric field is parallel to the electronic density gradient. A bidimensional turbulent regime is established in the unstable region due to the nonlinear interaction of unstable waves and because waves with wave number parallel to the geomagnetic field are promptly damped. The strength of the interactions that generate the instabilities and the mechanisms saturating them defines the turbulence level in the system. The current density is reduced by the turbulence (de la Vega and Duhau 1989) and thus becomes a competitive mechanism coupled with the complex nonlinear interactions which could be involved in the electrojet plasma as wave-induced anomalous diffusion, three-wave cascade processes from unstable modes to damped ones, two-step mechanism, etc (see e.g. Kudeki et al 1987) for achieving saturation of the unstable waves and even for fixing the turbulent level. Also this turbulent current density reduction could explain the asymmetric appearance of upward waves as claimed by Kudeki et al. (1985). In this paper the problem of current density reduction is further analyzed by considering the r.m.s. density fluctuations described by means of Krichnan's direct interaction approximation as applied by Sudan (1983) to the electrojet problem.

## 2. Theoretical Models

### 2.1. Laminar current density model in the fluid approximation.

We introduce a coordinate system with the x, y, z axis pointing westward, vertically, and northward respectively. The field configuration is:

$$\vec{B} = B\vec{z} ,$$

the dynamo electric field  $E_x$  is negative and the vertical electric field  $E_y$  is positive. We consider quasi-neutrality with an electron density  $N$ , that depends only on  $y$ . From the laminar fluid equations of mass and moment conservation and Maxwell equations it is obtained that  $E_x$  is constant and  $J_x^L$ , the laminar current density, depends on  $y$  through the expression (see e.g. de la Vega and Duhau 1989):

$$J_x^L \cong -E_y^L \sigma_H = -E_x \sigma_H^2 / \sigma_p \cong -eNV_{ex}$$

at the dip equator where neutral wind effects may be disregarded. Here  $\sigma_{H,P}$  are the Hall and Pedersen conductivities and depend on height,

$$\vec{V}_e$$

is the electron velocity.

### 2.2. Plasma instabilities

For wavelengths greater than the ion Larmor radius (in the meter order) a linear stability analysis of the mass and moment conservation equations is performed in the fluid approximation. Considering electrostatic perturbations we obtain the instability condition which states that the growing rate ( $\gamma_k$ ) must be positive for unstable modes (see e.g. Fejer and Kelley 1980) :

$$\gamma_k = \frac{\psi}{v_i(1+\psi)} (\omega_k^2 - k^2 C_s^2) + \omega_k \frac{k_0}{k} - 2\alpha N \quad (2)$$

where  $\vec{k}$  stands for the wave number,

$$\psi = \frac{v_i v_e}{\Omega_i \Omega_e}$$

with  $v_{i,e}$  and  $\Omega_{i,e}$  the collision frequency with neutrals and cyclotron frequency of electrons and ions respectively,



$$k_o = \frac{v_i}{\Omega_i} \frac{1}{1+\Psi} |\bar{\nabla}N|/N, C_s,$$

is the ion-acoustic velocity and  $\alpha$  the effective recombination ratio. Finally,  $\omega_k$ , the linear eigenfrequency is given by:

$$\omega_k = \frac{\bar{k} \cdot \bar{V}_c}{1+\Psi} \quad (3)$$

### 2.3. Turbulent current density model in the fluid approximation

According to equation (2) the laminar solution is unstable in the short wavelength region of the spectrum (1m) when  $V_e$  exceeds the ion-acoustic velocity ( $C_s$ ) and in the long wavelength portion of the spectrum (200m) when

$$\bar{E} \cdot \bar{\nabla}N > 0.$$

Due to the non-linear interaction of the unstable waves, the system undergoes a turbulent state. An anomalous contribution to the Pedersen conductivity for the vertical current density due to turbulence modifies equation (1) in the quasi-linear approximation as follows (Register 1971):

$$J_x^i \cong -E_x^i \sigma_H = -E_x \sigma_H^2 / (\sigma_p + \sigma_T) \cong -eNl'_{\sigma} \quad (4)$$

where  $\sigma_T$  is the turbulent contribution to the Pedersen conductivity, which is given by:

$$\sigma_T = \frac{1}{2} \frac{eN}{B} \frac{v_i}{\Omega_i} \frac{1}{1+\Psi} \langle \delta N \delta N \rangle / N^2 \quad (5)$$

where  $\langle \delta N \delta N \rangle / N^2$  is the r.m.s. density fluctuation.

### 2.4. R.M.S. density fluctuation

The Fourier representation of the evolution equation for the density fluctuation normalized to the mean density ( $\eta_k \equiv \delta N/N$ ) is:

$$(\omega - \Omega_k) \eta_k = \int W_{k,k'} \eta_{k'} \eta_{k-k'} d^2 k' d\omega' \quad (6)$$

where  $\Omega_k = \omega_k + i\gamma_k$  and  $i$  the complex unit. The coupling matrix  $W_{k,k'}$ , is given by:

$$W_{k,k'} = \frac{v_i}{\Omega_i(1+\psi)^2} (\bar{k} - \bar{k}') \cdot \bar{V}_e \frac{\bar{k} \cdot ([\bar{k} - \bar{k}'] \times \hat{z})}{|\bar{k} - \bar{k}'|^2}$$

From equation (6) for  $\eta_k$ , Sudan (1983) obtained a Kolmogorov cascade-type expression for the r.m.s. density fluctuations using Krichnan's direct interaction approximation (DIA) in the homogeneous and isotropic approximation. The complex coupled integral equation which is obtained from the DIA for the power spectrum  $I_{\omega,k}$  and the nonlinear growing-dumping rate induced by nonlinear correlations  $\Gamma_{\omega,k}$  are solved approximately by them in the region where  $V_e < C_s$  by considering that  $I_{\omega,k}$  is given by:

$$I_{\omega,k} = I_k (2\pi\Gamma_k)^{-1/2} \exp\left[\frac{-(\omega - \omega_k)^2}{2\Gamma_k^2}\right] \quad (7)$$

where  $\Gamma_k$  is the angular average of  $\Gamma_{\omega,k}$  evaluated at the linear eigenfrequency  $\omega_k$ . Using this ansatz, Sudan (1983) found that  $\Gamma_k$  and  $I_k$  are given by

$$\Gamma_k = \frac{v_i V_{ex}}{\Omega_i(1+\psi)} k^2 I_k^{1/2} \quad (8)$$

$$I_k^{1/2} = \frac{\Omega_i(1+\psi)k^{-4/3}}{v_i V_{ex}} \left[ A(k_{\min}^{-2/3} - k^{-2/3}) + \frac{B}{2}(k_{\min}^{4/3} - k^{4/3}) \right] \quad (9)$$

where  $k_{\min}$  is the long wavelength cutoff for which the power spectrum falls to zero and A, B are:

$$A = \frac{v_i V_{ex}}{2\Omega_i(1+\psi)^2 |\bar{V}_e N| / N}$$

$$B = \frac{\psi}{v_i(1+\psi)} \left[ C_s^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{V_{ex}}{1+\psi} \right)^2 \right]$$

The expression for the r.m.s. density fluctuations is obtained by integrating the expression thus found for  $I_{\omega,k}$ :

$$\langle \delta N \delta N / N^2 \rangle = 2\pi \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} k I_{\omega, k} dk d\omega$$

where  $k_{\max}$  corresponds to the shortest wavelength excited. Regarding it as being the shorter wavelength for which hydromagnetic theory is valid (2m), as for shorter ones, the kinetic Landau Damping damps the spectrum (Schmidt and Gary 1973).

Finally the expression obtained from integration results

$$\langle \delta N \delta N / N^2 \rangle = 2\pi \left[ \frac{\gamma_L \Omega_i (1 + \psi)}{V_{ex} k_{\min} v_i} \right] \left[ F\left(\frac{k_{\min}}{k_{\max}}\right) - F(1) \right] \quad (10)$$

where  $F(\chi)$  is given by:

$$F(\chi) = -\frac{3}{2} \chi^{-2/3} \left( \frac{2s+1}{2s} \right)^2 - \frac{1}{2\chi^2} + \frac{\chi^2}{8s^2} + \frac{\ln \chi}{s} + \frac{3}{2} (\chi^{-4/3} + \chi^{2/3}) \left( \frac{2s+1}{2s^2} \right) \quad (11)$$

$$s = \frac{\gamma_L v_i (1 + \psi)}{\psi k_{\min}^2 \left( C_s^2 - \frac{1}{2} \left[ \frac{V_{ex}}{1 + \psi} \right]^2 \right)} \quad \gamma_L = \frac{v_i v_c}{2\Omega_i N |\bar{\nabla} N| (1 + \psi)^2} - 2\alpha N \quad (12)$$

### 3. Results and conclusions

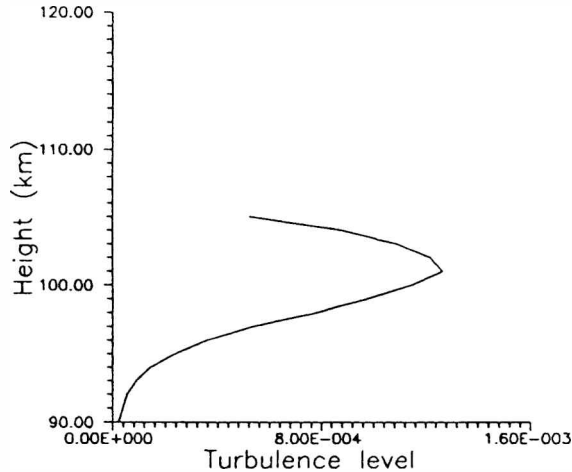
The current density in the turbulent regime is obtained from the coupled system of equations (4) and (10) by an iteration scheme. Initial condition of null turbulence level is assumed, then from (4) we determine  $V_{ex}^{(0)}$ . From the obtained electron velocity and equation (10) the turbulence level

$$\langle \delta N \delta N / N^2 \rangle^{(0)}$$

is calculated; this value permits recalculating  $V_{ex}^{(1)}$  from equation (4), etc... Iterative process is continued until stable values are obtained, which demands approximately 10 iterations. The current density in the laminar approximation is obtained directly from equation (1).

The parameters used to make the calculus  $\langle E_x, \sigma_{H,P}, N, |\nabla N|, etc \rangle$

are the same as in de la Vega and Duhau (1989) which reproduce the conditions of the density current measurement due to flight 14.176 of Davis et al (1967). The turbulent level obtained is shown in Figure 1.



*Fig. 1: Height profile of the turbulence level*

The order of magnitude of this magnitude ( $10^{-3}$ ) agrees with the one quoted by Bowles et al (1963). The experimental (flight 14.176 of Davis et al) and theoretically determined (turbulent and laminar) electrojet current density profiles are shown in figure 2. The turbulent calculus is up to 106 km height as the DIA is only valid in the region where long wavelengths are excited.

From Figure (2), it may be noted that the turbulent curve fits experimental data quite well while the laminar curve overestimates the current density in the whole turbulent region (up to 110 km height approximately). We conclude that the inclusion of the turbulence level as given by the DIA in the model of the turbulent electrojet is appropriate for reproducing experimental data.

## Equatorial Electrojet Current Density Turbulent Reduction

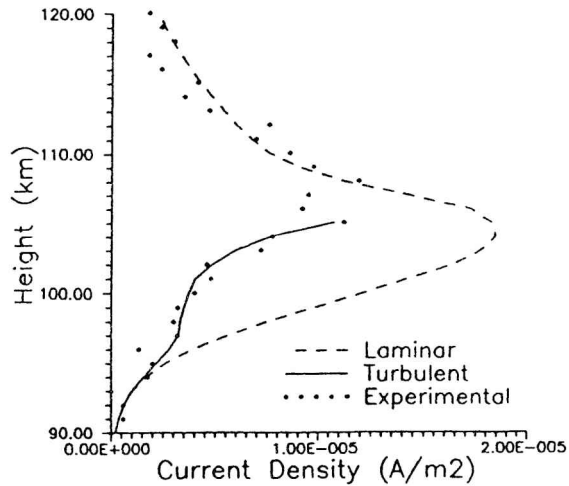


Fig. 2: Height profile of the current density

### References

- Bowes, K. L., B.B. Balsey, and R. Cohen, *J. Geophys. Res.*, 63, 2485, 1963.
- Davis, T. N., K. Burrows, and J. D. Stolaris, *J. Geophys. Res.*, 72, 1845, 1967.
- de la Vega, M., and S. Duhau, *J. Geophys. Res.*, 94, 12505, 1989.
- Fejer, B. J. and M. C. Kelley, *Rev. Geophys.* 18, 401, 1980.
- Kudeki, E., B. G. Fejer, D. T. Farley, and C. Hanuise, *J. Geophys. Res.*, 92, 13561, 1987.
- Kudeki, E., D. T. Farley, and B. G. Fejer, *J. Geophys. Res.*, 90, 429, 1985.
- Richmond, A. D., *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1083, 1973.
- Rogister, A., *J. Geophys. Res.*, 76, 775, 1971.
- Schmidt, M. J., and S. P. Gary, *J. Geophys. Res.*, 78, 8261, 1973.
- Sudan, R. N., *J. Geophys. Res.*, 88, 4853, 1983.

**EVIDENCE OF A POSSIBLE REVERSION OF THE GEOMAGNETIC FIELD  
REGISTERED DURING THE LATE HOLOCENE IN THE PROVINCE OF CHUBUT,  
ARGENTINA**

Hugo Nami\* and Ana M. Sinito\*\*

\* *Programa de Estudios Prehistóricos (CONICET)*

\*\* *Instituto de Física Arroyo Seco, Universidad Nacional del Centro and CONICET.*

**Abstract**

Paleomagnetic studies were carried out on sediments sampled at an archaeological excavation sited on Angostura Blanca, Piedra Parada Valley, Province of Chubut ( $42^{\circ}30'S$ ,  $69^{\circ}42'W$ ). The archaeological traces show the occupation of the site during the late holocene; this is confirmed by the  $C^{14}$  dating of samples obtained on the site ( $2140 \pm 50$  years).

The usual laboratory techniques for paleomagnetic studies were applied to isolate the directions of the stable remanent magnetization (measurements of natural remanent magnetization, demagnetization by increasing temperatures, measurements of residual remanent magnetization after each step of demagnetization). Using the isolated directions, which represent the directions of the geomagnetic field during the deposition and consolidation of the sediments, the virtual geomagnetic poles were obtained.

The analysis of the results shows evidence of a possible record of a reversed polarity event on the studied sediments. This conclusion, if it is confirmed by other paleomagnetic data, would agree with the existence of the Etrussia excursion, recorded in Russia, on sediments of about 2700 years.

**1. Introduction**

Excursions and polarity events of the geomagnetic field (gf) are inferred from paleomagnetic studies in which short-term directional fluctuations of great amplitude are registered. These fluctuations are a chronostratigraphic tool for the dating and correlation of quaternary sediments. It is on this account that palaeomagnetic studies carried out on quaternary sedimentary deposits, in which excursions or events have been recorded, have increased in the last decade (Cheng Guo Liang, 1981; Mörner, 1979, 1981 and 1986; Lovlie and Sandness, 1987; Petrova and Pospelova, 1990; Liddicoat, 1992).

On the other hand, numerous investigations have demonstrated the utility of sediments from caves and archaeological excavations for paleomagnetic studies (Creer and Kopper, 1974, 1976; Noel and St.Pierre, 1984).

In Argentina, and particularly in the Patagonian region, paleomagnetic studies on quaternary sediments, lacustrine (Creer et al, 1983) and glacial (Sylwan, 1989a, b, c), have been carried out since the eighties. Recent investigations made by the authors in archaeological excavations in the centre-north Patagonian region have revealed information, both from an archaeological and a paleomagnetic point of view, which constitutes the first archaeomagnetic studies carried out in the country (Nami and Sinito, 1992).

Continuing this line of investigation, this paper presents results obtained from the Rockhelter Angostura Blanca (Piedra Parada Valley, Chubut Province).

## 2. Sampling Site

This site is one of the many surveyed in the Piedra Parada investigation area, located in the northwest of Chubut Province along the mid-course of the homonymous river between 42°30' and 43°S parallels and meridians 70°30' and 69°30'W. Specifically, rockhelter Angostura Blanca (42°30'S, 69°30'W) is an archaeological site of moderate dimensions, located on the southern edge of the Chubut river valley, approximately 100m from the river bank (Fig.1).

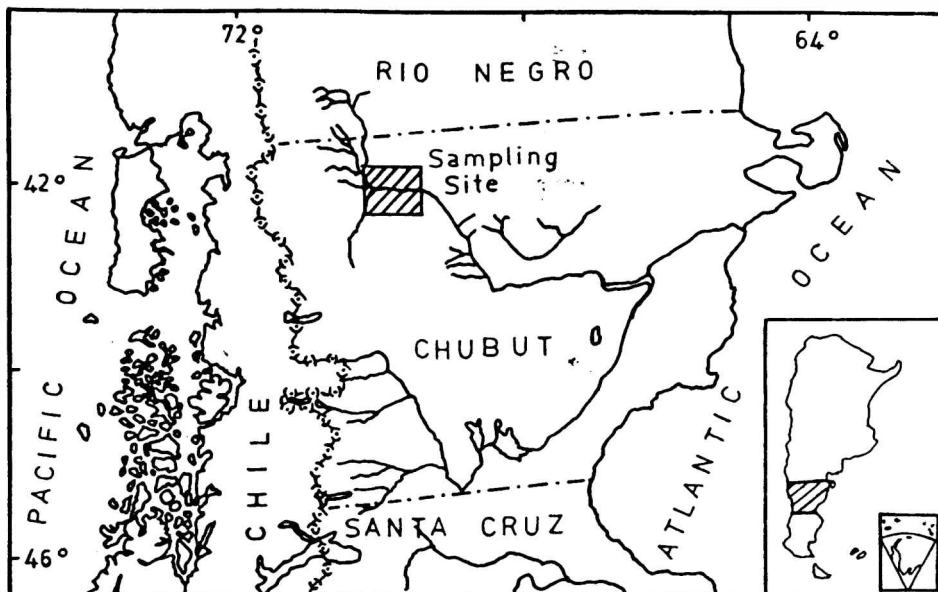


Fig. 1: Sketch showing the location of the study area

The sequence consists of a superficial horizon composed principally of cow and sheep dung (A), followed by another of compacted dung (B), both sterile archaeologically and magnetically. Underlying these are loessic sediments which present different colours according to the various remainders left by man. These sediments have traces of charcoal, a product of different combustion episodes, man-accumulated vegetable remains and different archaeological vestiges.

Many different investigations from an archaeological point of view have been carried out in this area (Aschero et al, 1983; Aschero, 1987; Bellelli, 1987, 1988; Bellelli et al, 1987; Perez de Micou, 1979-1982).

Angostura Blanca was submitted to a 1m sounding in 1990. Diverse remains left behind by hunter-gatherers socio-cultural systems that inhabited the region in the past were found (Onetto, pers. comm., 1991).

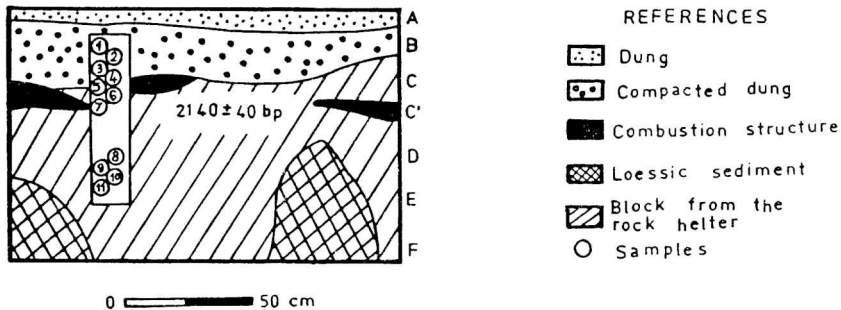
Vegetables, artifacts and lithic and faunistic ecofact accumulations were identified in this sounding. The section is shown in Fig.2. In level "B", small stem projectile points, engraved ceramics, stone flakes and debitage and others such as guanaco (*Lama guanicoe*) bones were

found. In level "C" a perforated valve and lithic instruments were found; it also presents combustion structures (C'). Level "D" is composed of vegetable remains left by man and for this reason impossible to sample. In level "E" no remains were found and in "F" blades artifacts and an unfinished "bola de boleadora" were found. The section also preserves blocks fallen from the walls of the rockhelter.

For a relative age of part of this section, datings carried out in other sites in the area are available. Stem points and ceramics from Campo Moncada 2 (8km from Angostura Blanca) were dated using  $C^{14}$  method in  $780 \pm 80$  and  $860 \pm 60$  years bp, respectively. In Piedra Parada, another site close to Campo Moncada and Angostura Blanca, small and big stem points were dated in  $1330 \pm 50$  years bp (CSIC-495, Perez de Micou, 1979-192). A dating on material near sample No.7 of the present section (Fig.2) gave its age as  $2140 \pm 50$  years (the dating was carried out by BETA Analytic, University of Florida, with sample No.49254).

### 3. Sampling and measuring techniques

The samples were collected in hydrobronze tubes one inch in diameter and long. They were introduced continuously into the section except in the horizon with abundant vegetable remains. Due to the nature of the sediment and to the dry atmosphere which prevails in the rockhelter, it was necessary to wet the section so that the loose sediment would not separate while being sampled. The samples were later consolidated with a sodium silicate solution. The orientation of the samples (strike and dip) was determined with a Brunton compass. A total of eleven samples was obtained (Fig.2).



*Fig. 2: Stratigraphic section showing the position of the samples*

In the laboratory, the natural remanent magnetizations (nrm) of all samples were measured using a rotative type magnetometer. For the purpose of choosing the adequate demagnetization stages to isolate the stable remanent magnetization (srm) five samples were selected. These were



submitted to a detailed thermal demagnetization (at temperatures of 100, 200, 250, 300, 350, 400 and 450°C) and, after each warming stage, the residual remanent magnetization (rrm) was measured. The directions and relative intensities of the rrm were represented in stereographic projections and cartesian graphics respectively, and in Zijdeveld diagrams (Fig.3).

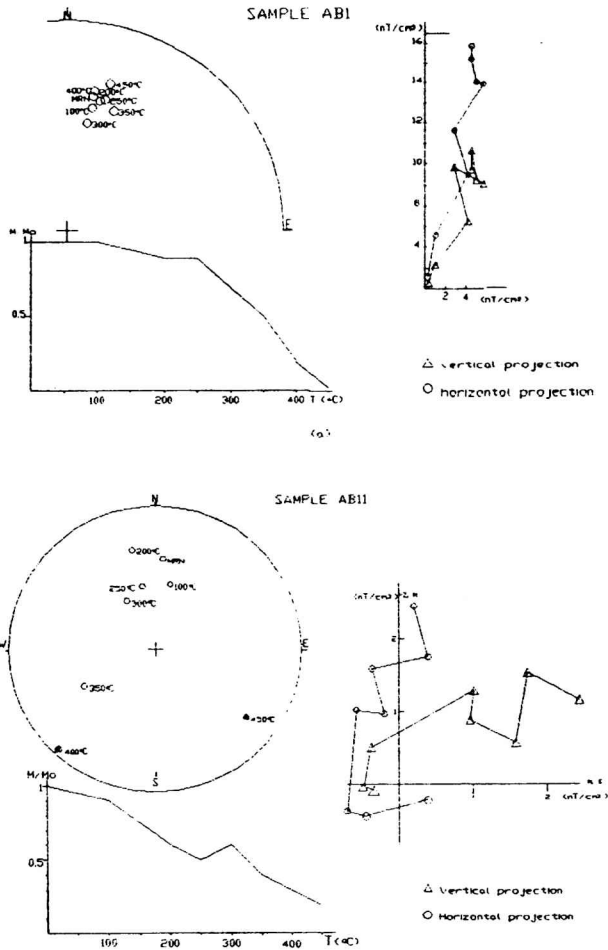


Fig. 3: Representation of the residual remanent magnetization after each demagnetization step; the directions and relative intensities are shown in stereographic and cartesian projections respectively, and in Zijdeveld diagrams. a) sample AB1, b) sample AB11

## *Evidence of a Possible Reversion of the Geomagnetic ....*

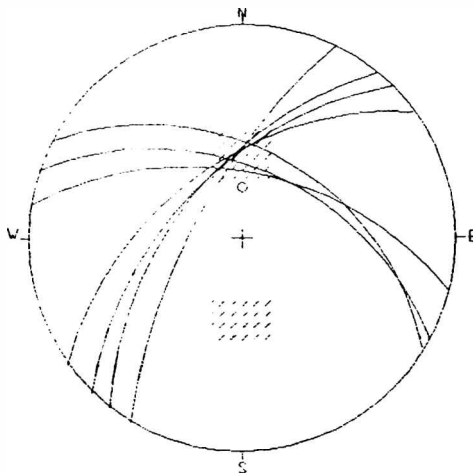
A detailed demagnetization on the rest of the samples to which, when possible, new thermal stages of 500, 525 and 550°C were added, was decided after studying the results obtained.

### **4. Results**

The results indicate that the samples present different magnetic behaviours. While some of them have an univectorial magnetization (Fig.3a), which is manifest in that there are no direction variations along the different demagnetization stages, others show superposition of at least two magnetic components (Fig.3b), since the rrm directions show a path.

Diverse methods of magnetic multicomponent analysis were applied such as identification of the plane defined by two magnetic components (trace of maximum circles) and calculating the direction of the magnetizations that are eliminated in each demagnetization stage (vectorial subtraction).

The traces of maximum circles with the directions of the rrm of each demagnetization stage corresponding to all those samples with multivectorial behaviour are represented in Fig.4. It is to be noted that all the traced circles cut each other in two areas, which indicates two directions, practically antipodal. One of them is very near to the direction of the normal dipolar field while the other indicates the presence of a reverse component. On the other hand, the vectorial subtraction showed that in these samples different proportions of the two components, one normal and another reverse, were alternatively being eliminated.



*Fig. 4: Maximum circles corresponding to the directions of residual remanent magnetization of the multicomponent samples. The shaded areas represent the intersection of the circles..Dipole direction.*

The combination of the two mentioned procedures allowed the definition of the srm of each of the samples, which represent the directions of the gf during the deposition and consolidation of the sediments studied (Fig.5, Table 1).

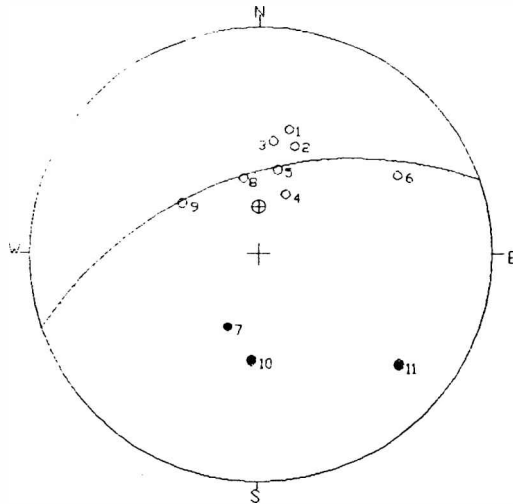


Fig. 5: Directions of the stable remanent magnetization. Dipolar direction

From the inclination (I) and declination (D) values of the defined srm, sections with those parameters vs. depth were constructed (Fig.6a and 6b).

The virtual geomagnetic poles (vgp) and the angular deviations of the vgp with respect to the magnetic pole were calculated (Table 1). Fig.6c represents the deviation profile vs. depth. This profile indicates that the samples from the upper section have a normal polarity while the others are reverse or oblique.

Sample	SRM		VGP		
	Declination	Inclination	Longitude	Latitude	Angular Deviation
AB1	13.3°	-31.5°	318.1°E	62.1°N	10.5°
AB2	18.1°	-37.2°	330.7°E	63.5°N	9.1°
AB3	7.1°	-37.1°	307.6°E	67.4°N	7.5°
AB4	24.1°	-58.2°	16.9°E	71.5°N	15.9°
AB5	12.4°	-48.5°	331.4°E	73.6°N	2.5°
AB6	59.7°	-21.3°	7.1°E	29.6°N	48.3°
AB7	202.0°	52.1°	177.7°E	70.1°S	169.2°
AB8	348.8°	-52.4°	243.4°E	77.1°N	20.0°
AB9	303.6°	-46.3°	199.2°E	42.4°N	59.1°
AB10	183.4°	39.9°	119.1°E	70.0°S	171.6°
AB11	128.3°	14.6°	42.3°E	32.7°S	117.6°

Table 1. Directions of the stable remanent magnetizations, positions and angular deviation of the virtual geomagnetic poles

## Evidence of a Possible Reversion of the Geomagnetic ....

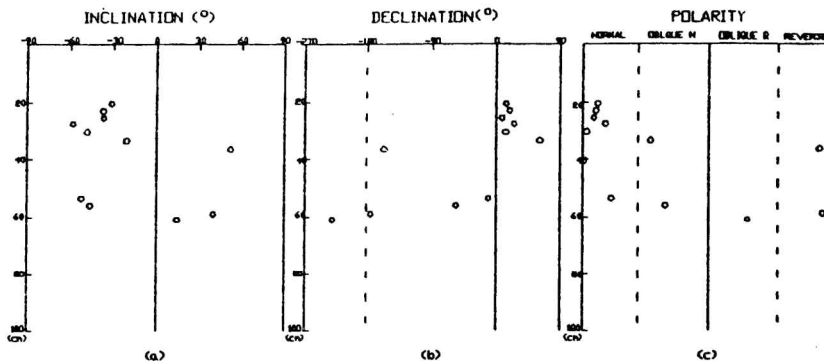


Fig. 6: Inclination (a), Declination (b) of the srm and angular deviation of the VGPs (c)

### 5. Conclusions

The sediments studied suggest the existence of a *gf* polarity reversion with a minimum age of approximately 2140 years. This reversion could be correlated with an excursion registered in sediments in Russia of approximately 2700 years, named Etrussia excursion (Petrova and Pospelova, 1990). To confirm this record it is necessary to increase the available number of paleomagnetic data.

**Acknowledgments.** The authors are grateful to the: Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas and to the Laboratory of Paleomagnetism "Daniel Valencio" of the University of Buenos Aires for the support rendered in processing the material; to the Government of the Province of Chubut and to the Secretariat of Culture of the Nation for their help and support during the field season; to Maria Onetto for her valuable data on the archaeological sites; to Cristina Bellelli, Maria José Solís, Pablo Fernández and Mariana Carballido for their help in the field.

### References

- Aschero, C.A., 1987. Tradiciones culturales en la Patagonia Central -una perspectiva ergológica, Comunicaciones de la Primeras Jornadas de Arqueología de la Patagonia, 17-26.
- Aschero, C. A., Perez de Micou, C., Onetto, M., Bellelli, C., Nacuzzi, L. and Fisher, A., 1983. Arqueología del Chubut-El Valle de Piedra Parada, Gobierno de la Provincia del Chubut, Serie Humanidades 1.
- Bellelli, C., 1987. El componente de las capas 3a, 3b y 4a de Campo Moncada 2 (CM2) -provincia del Chubut- y sus relaciones con las industrias laminares de Patagonia Central, Comunicaciones de las Primeras Jornadas de Arqueología de la Patagonia, 33-39.

## *Nami and Sinito*

- Belleli, C., 1988. Recursos minerales: Su estrategia de aprovisionamiento en los niveles tempranos de Campo Moncada 2 (Valle de Piedra Parada, Río Chubut), *Arqueología Contemporánea Argentina* (Editado por Hugo D. Yacobaccio) 147-176, Editorial Búsqueda, Buenos Aires.
- Belleli, C., Nami, H.G. and Perez de Micou, C., 1987. Arqueología y experimentación. Obtención, manufactura y uso de artefactos líticos sobre vegetales en el área de Piedra Parada (Chubut-Argentina), *Revista do Museu Paulista* XXXII, 7-29.
- Cheng Guo Liang, 1981. Geomagnetic polarity reverse and its application to geology, 4th IAGA Scientific Assembly, Edinburgh. Abstracts, p.218
- Creer, K.M. and Kopper, J.S., 1974. Palaeomagnetic dating of cave paintings in the Tito Bustillo Cave, Asturias, Spain, *Science*, 186, 348-350.
- Creer, K.M. and Kopper, J.S., 1976. Secular oscillations of the geomagnetic field recorded by sediments deposited in caves in the Mediterranean region, *Geophys. J. Roy. astr.*, 45, 35-58.
- Creer, K.M., Valencio, D.A., Sinito, A.M., Tucholka, P. and Vilas, J.F., 1983. Geomagnetic secular variations 0-14000 years before present as recorded by lake sediments from Argentina, *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 74, (1), 199-222.
- Lage, J. 1982. Descripción Geológica de la Hoja 43c, Gualjaina, provincia del Chubut, Boletín N 189, Servicio Geológico Nacional. Ministerio de Economía. Secretaría de Industria y Minería. Subsecretaría de Minería.
- Liddicoat, J.C., 1992. Mono Lake Excursion in Mono Basin, California and at Carson Sink and Pyramid Lake, Nevada, *Geophys. J. Int.*, 108, 442-452.
- L. viie, R. and Sandness, A., 1987. Paleomagnetic excursions recorded in mid- Weichselian cave sediments from Skjonghelleren, Valder y, W. Norway, *Phys. of the Earth a. Planet. Int.*, 45, 337-348.
- Mörner, N.A., 1979. The Grande Pile paleomagnetic/paleoclimatic record and the European glacial history of the last 130,000 years, *International Project on Paleolimnology and Late Cenozoic Climate*, 2, 19-24.
- Mörner, N.A., 1981. Geomagnetic excursions during the last 140,000 years, 4th IAGA Scientific Assembly, Edinburgh. Abstracts. p. 205.
- Mörner, N.A., 1986. Geomagnetic excursions in late Brunhes time, European long core data, *Phys. of the Earth a. Planet. Int.*, 44, 47-52.
- Nami, H.G. and Sinito, A.M., 1992. Preliminary paleomagnetic results for the Campo Cerda Rockshelter, in the province of Chubut, Argentina, *Quaternary of South America and Antarctic Peninsula*, in press.
- Noel, M. and St. Pierre, S., 1984. The paleomagnetism and magnetic fabric of cave sediments from Gr nligrotta and Jordbrukrotta, Norway, *Geophys. J.R. Astr. Soc.*, 78, 231-239.
- Perez de Micou, C., 1979-1982. Sitio Piedra Parada 1 (PP1), Departamento Languifeo, Provincia de Chubut (República Argentina), Cuadernos del Instituto Nacional de Antropología 9, 97-111.
- Petrova, G. N. and Pospelova, G.A., 1990. Excursions of the magnetic field during the Brunhes chron, *Phys. of the Earth a. Planet. Int.*, 63, 135-143.
- Sylwan, C., 1989a. Annual Paleomagnetic Record from Late Glacial Varves in Lago Buenos Aires, Paleomagnetism, Paleoclimate and Chronology of Late Cenozoic Deposits in Southern Argentina. Department of Geology, Stockholm University, 61-73
- Sylwan, C., 1989b. Paleomagnetism of Glacial Varves from the last Glaciation Maximum in Patagonia at Lago Blanco, Paleomagnetism, Paleoclimate and Chronology of Late Cenozoic Deposits in Southern Argentina. Department of Geology, Stockholm University, 74-89.
- Sylwan, C., 1989c. Holocene Paleomagnetic Record from La Mision. Paleomagnetism, Paleoclimate and Chronology of Late Cenozoic Deposits in Southern Argentina, Department of Geology, Stockholm University, 98-108.

## QUIET SOLAR GEOMAGNETIC VARIATIONS AT OBSERVATORIES IN SYMMETRICAL LATITUDES DURING A MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY

María Andrea Van Zele<sup>(1)</sup> y Otto Schneider<sup>(1,2)</sup>

(1) Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas. Argentina

(2) Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. Argentina

### Abstract

Solar geomagnetic variations on quiet days (Sq), neglecting the small lunar contribution (L), are compared for Teoloyucan (geogr.lat. 19°45', long. -99°11') and La Quiaca (geogr.lat. -22°06', long. -65°36'), located in the longitudinal sector of maximum difference between geographic and geomagnetic latitudes, the latter being 29,6° and -10,6° respectively. Given the manifest asymmetry, even during the equinoxes comparable data from Pilar (geogr.lat. -31°40', long. -63°53'; geomagn.lat. -20,4°) are supplied.

Noon values of the geomagnetic north component of Sq can be represented by a plane model including an electrojet centered at the dip equator and two ionospheric current systems of greater latitudinal extent. Application of this model to the particular group of E-months (March/April-September/October) shows that the distance between the vortices of these current systems and the equator is greater in the northern hemisphere than in the southern. Merely geomagnetic causes cannot account for this discrepancy.

### Resumen

El objetivo del trabajo es comparar las variaciones geomagnéticas diarias solares tranquilas (Sq), despreciando cualquier influencia lunar, de los observatorios Teoloyucan (lat.geog 19°45', long.geog. -99°11') y La Quiaca (lat.geog. -22°6', long.geog. -65°36') en los que es máxima la diferencia entre la latitud geomagnética (29,6° el primero, -10,6° el segundo) y la geográfica.

Dada la asimetría manifiesta aún durante los equinoccios, se comparan las variaciones con las obtenidas en el observatorio Pilar (lat.geog. -31°40', long.geog. -63°53', lat.geom. -20,4°). Ajustando los valores de mediodía de la componente geomagnética norte de Sq a un modelo plano constituido por un electrochorro centrado en el ecuador de inclinación y dos sistemas de corrientes ionosféricas más extendidos en latitud se halla que la distancia entre el ecuador y el vórtice de esos sistemas como así también la intensidad de la corriente ionosférica total durante los meses marzo-abril-setiembre-octubre son mayores en el hemisferio norte que en el austral.

### 1. Introduction

The purpose of this study is to compare the quiet solar daily geomagnetic variations (Sq) at observatories of symmetrical geographical N-S position in the longitude sector of maximum difference between the geographical and geomagnetic and dip latitudes.

In an expansion of the geomagnetic field by spherical harmonic series it is found that the first term predominates; it can be conceived as representing the effect of a dipole located at the Earth's center, slightly inclined with respect to the axis of rotation, and defines the geomagnetic equator, which is the great circle of zero vertical component produced at ground level by this equivalent dipole. In turn, the line connecting the points where the vertical component of the actual field vanishes is the dip equator.

The external part of the geomagnetic variations results from the interaction of diverse causes. The quiet solar daily variation Sq, in particular, is caused by:

a) tide-like convective motions in the conductive upper atmosphere, especially the ionospheric E

region (Chapman and Bartels, 1940); the ionization, being produced by solar UV radiation, is therefore in the yearly average distributed symmetrically with respect to the geographic equator; b) an interaction of the ionospheric motions with the main (or quasi-permanent) geomagnetic field in the manner of a dynamo, which produces a system of electrical currents originating at ground level the external part of Sq. The participation of the main field in this process would call for a distribution of Sq symmetrical with respect to the geomagnetic equator; however, there is some evidence (Onwumechilli, 1962) that the dip equator might be a better line of reference for the N-S symmetry of Sq.

The maximum distances between the geographic, geomagnetic and dip equators are found in the longitudinal sector where the observatories compared in the present study are located.

From the value of North component X of Sq at the time of vanishing Y (east component) it is possible to estimate the mean intensity of the corresponding ionospheric currents, provided that a proper separation of the internal (induced) contribution to Sq can be achieved. This requirement is reasonably fulfilled during the equinoctial months of March, April, September and October, when the foci of the equivalent internal and external current systems coincide approximately. For these months we propose a model capable of accounting for the striking difference in daily range between the two observatories here considered, which are near-symmetrical in geographic latitude.

**2. Selection of data.**

We have compared the quiet solar daily variations Sq recorded in 1976 (low solar activity, with R 20) at Teoloyucan (TEO: geogr. lat. 19°45'; long.-99°11') and La Quiaca (LQA: geogr.lat.-22°06'; long.-65°36'); in contrast to their near-symmetrical geographical position these two stations differ considerably in geomagnetic latitude, being 29,6° at TEO and -10,8° at LQA. For comparison we also include some features of Sq at Pilar (PIL: geogr.lat.-31°40'; long.-63°53'; geomagnetic lat. -20.4°). The dip latitudes are TEO: 28.25°, LQA: -7.6°, PIL: -15.3° (see Figure 0).

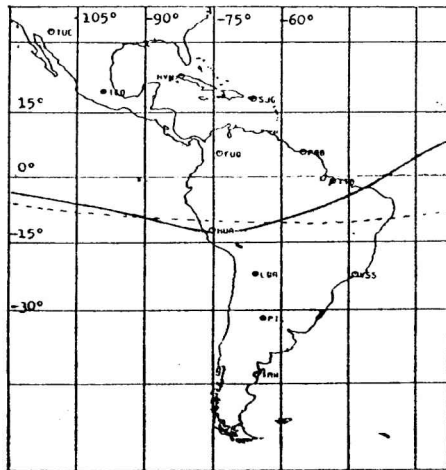


Fig. 0: Map showing the mentioned observatories, geographic latitudes and longitudes, and geomagnetic (- - -) and dip(---) equators.

Local time (LT) at La Quiaca and Pilar is some 2 hours ahead of Teoloyucan; so for the first value (Oh...1h LT) of the daily sequences we have taken the interval 4h...5h UT at La Quiaca and Pilar, and 6h...7h UT at Teoloyucan. Mean hourly values of the field components  $H(t)$ ,  $D(t)$  and  $Z(t)$  ( $t=1..24$ ) were used throughout (Universidad Autónoma de México, 1986; Servicio Meteorológico Nacional (Argentina)).

The selection of quiet days was based on the Km indices (Berthelier et al.,1991), stipulating that during sequences of 9 successive three-hourly intervals (eighths) beginning with the 2nd eighth of a UT day Km must be  $\leq 2$ . Days with incomplete records were discarded, except for the following cases where interpolation of single hourly values was considered legitimate: a) TEO, 24-03-76, 24h UT, in H, D and Z; b) TEO, 21-06-76, 21h UT, in D; c) PIL, 19-07-76, 24h UT, in D and Z.

This led to the selection of 10 quiet days for the southern solstice months November through February ( winter at TEO, summer at LQA and PIL), 6 days for the equinoctial (E) months April, May, September and October; and 16 days for the remainder (summer at TEO, winter at LQA and PIL), though only 10 days for Z at PIL, where records for June are lacking. As a consequence of this grouping, the dates of the individual "summer" and "winter" days included at TEO and LQA/PIL, respectively, are not the same, nor is the statistical volume of these sets identical. However, they can be considered comparable in view of the identical criterion adopted for their selection, as regards a low geomagnetic activity.

### **3. Procedures**

The mean declination ( $D_0$ ) at the three observatories is small or nil ( $D_0 = 8^\circ$  at TEO;  $0^\circ$  at LQA and PIL), and so is the angle between the respective geographic and geomagnetic meridians ( $\alpha = 5^\circ$  at TEO;  $0^\circ$  at LQA and PIL). We have therefore neglected the difference between the geographic (and geomagnetic) north component  $X$  and the observed horizontal component  $H$ , considering the latter, for simplicity, as representing  $X$ .

Our Sq was obtained after eliminating on each individual day, hour by hour, the contribution due to drift currents in the plasmasphere and magnetopause, as well as the internal currents induced by these in the Earth. These contributions were determined by means of Dst indices as  $Dst(t) \cdot \cos \lambda$  and  $Dst(t) \cdot \sin \lambda$  for the north and vertical components, respectively, where  $\lambda$  is the geomagnetic latitude of each observatory. Sq was considered as being the departure from near-midnight levels ( $X_0, Y_0, Z_0$ ) expressed by the average of the hourly values at  $t = 23, 24, 1, 2$  LT. Thus the component of Sq turns out to be:

i) north:  $X_q(t) = H(t) - Dst(t) \cdot \cos \lambda - X_0$ ;  
ii) east:  $Y_q(t) = D(t) \cdot \sin \lambda - Y_0$ , where  $D$  is expressed in radians and  $H_0$  the annual mean value of the horizontal component at each observatory, and  
iii) vertical  $Z_q(t) = Z(t) + Dst(t) \cdot \sin \lambda - Z_0$ .

Contamination by lunar variation  $L$  (visibly significant on individual days only in the close neighbourhood of the equator) was neglected. Finally, seasonal mean of  $X_q(t)$ ,  $Y_q(t)$  and  $Z_q(t)$  were determined according to the grouping described in section 2.



4. Results

We represent the variation  $Bq(Sq)$  by its projections  $Yq.e_x + Xq.e_y$ , on the horizontal plane, and  $Xq.e_x + Zq.e_y$ , on the meridional vertical plane, respectively; here  $e_x$  and  $e_y$  are the usual unit vectors.

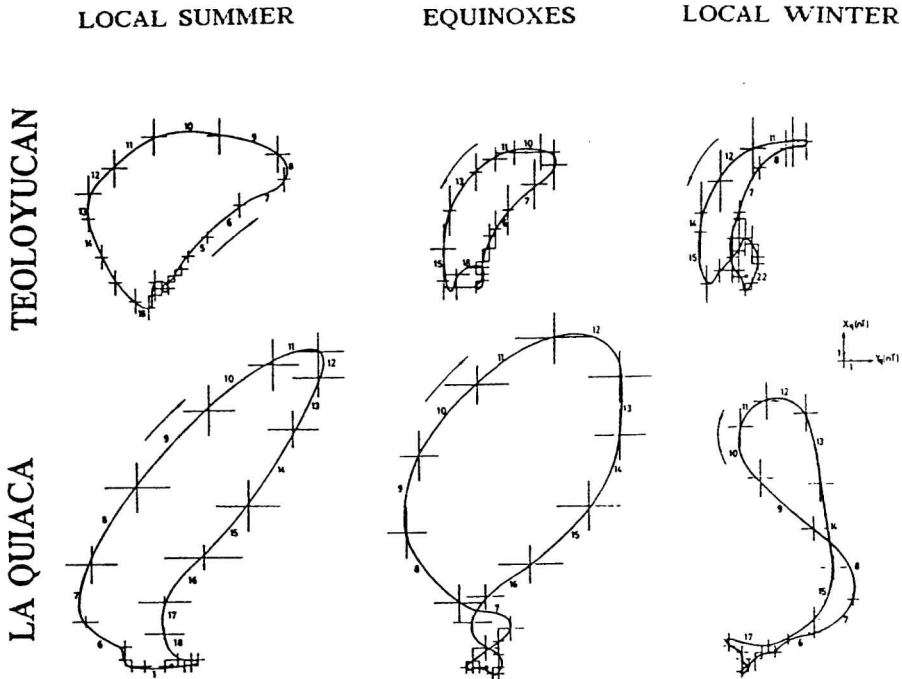
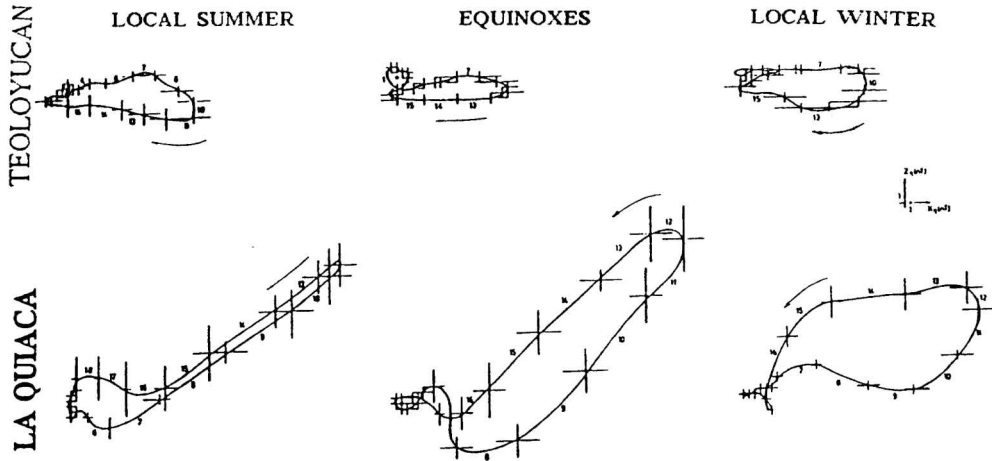


Fig. 1: Projection on the horizontal plane of the mean quiet solar daily variation ( $Sq$ ) at the two observatories located at symmetrical geographic latitudes, for three local seasonal groups (1976). Numbers: full hours in local time; crosses: scatter of the hourly values centered between each pair of successive full hours.

Figure 1 shows the horizontal vectograms and the scatter of each hourly mean at TEO and LQA (nearly symmetrical in geographic latitude), for the three seasonal four-monthly groups as defined in section 2; Figure 2, in turn, gives analogous vectograms in the vertical meridional plane. In Figure 2 the sign of  $Zq$  is in accordance with the generally upward field direction in the southern hemisphere; so the maximum of  $Zq$  at LQA means that around noon the upward field inclination is

least. A different possible representation as adopted, e.g. by Vecchi et al. (1985) shows the hourly departures of the vertical component in space, i.e., negative downwards. Figure 3 shows the mean daily variations  $X_q$  during the E-months of 1976 for the same observatories, along with PIL.



*Fig. 2: Analogous to Figure 1, in the vertical meridian plane.*

The main features evidenced by these graphs are:

- i)  $X_q$  behave in a similar fashion at the three observatories, with only a small annual modulation; its daily range at LQA, however, largely exceeds that observed at the two other stations. This is accounted for by its proximity to the dip equator and the ionospheric current distribution (see section 5);
- ii)  $Y_q$  exhibits a N-S symmetry; in the northern hemisphere it reaches a maximum in the morning and minimum in the afternoon. At TEO the daily range during the E-months is similar to the winter range, whereas at LQA (and PIL) it resembles that of the summer months, a feature already stated elsewhere (Vecchi et al., 1985);
- iii)  $Z_q$  shows likewise the N-S symmetry, with a morning maximum around 7h to 8h LT and a minimum near noon (11h to 14h LT) in the northern hemisphere, the latter slightly receding from winter to summer. At LQA the  $Z_q$  range is maximum during the E-months. At TEO, E-months, a relative maximum appears before midnight, immediately followed by a minimum. This we think might be a spurious feature introduced by the ring-current correction  $Dst \cdot \sin \dots$

5. Tentative interpretation of the results

The remarkable difference in the ranges of the north component  $X_q$  between the two observatories at near-symmetrical sites in geographic latitude can be accounted for by the model of equivalent ionospheric currents, here illustrated for a special case of the E-months under the following assumptions:

- i) the system of equivalent ionospheric currents is located at the height of  $h = 110$  km;
- ii) the planetary average ratio of 2/7 between the ground level  $S_q$  contributions of internal and external origin (Matsushita and Maeda, 1965) can be admitted to hold in the particular region under consideration;
- iii) at the instant when  $Y_q = 0$ , the currents over each observatory flow along circles of latitude, generating a contribution  $X_M = (5/7) X_{qN}$  (see Fig 3); this implies considering that in this particular longitude sector the geomagnetic and dip equators are parallel to the geographic equator, which is reasonably realistic. It is important to note that the instant of  $Y_q = 0$  is not the one of maximum  $X_q$ ; in fact, the latter precedes the former by 1 hour at TEO, while lagging behind it by 1 hour at LQA (and PIL); the maximum  $X_q$  near local noon, with  $Y_q = 0$ , would call for equivalent equatorial currents deviating by more than  $10^\circ$  from the direction of the geographic equator;

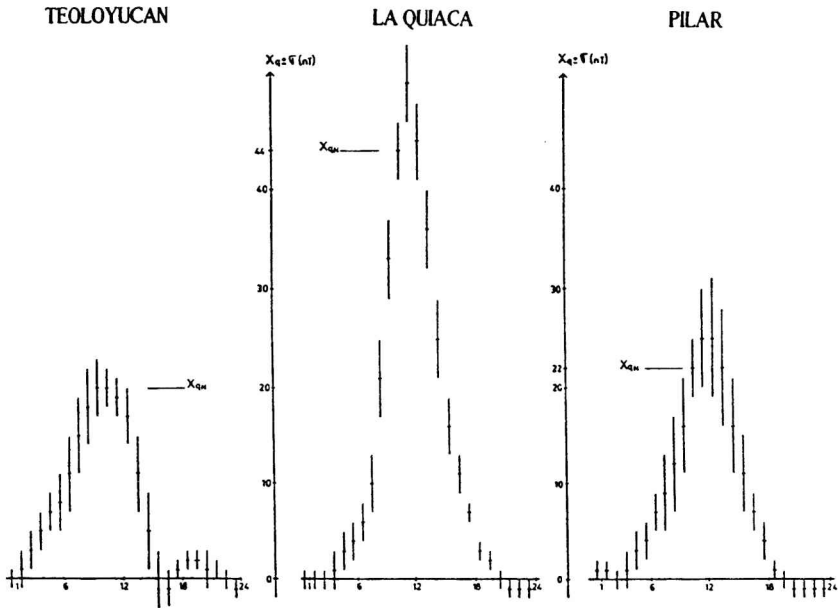


Fig.3: Mean quiet solar daily variation of the north component,  $X_q$ , for the equinoctial months March, April, September, October, 1976; same observatories as Figs. 1 and 2, and Pilar for comparison. Local time. Vertical bars: scatter of hourly values.  $X_{qN}$  indicates the approximate level of  $X_q$  at the instant of  $Y_q = 0$ .

- iv) during the E-months the vortices of the external and internal equivalent current systems coincide approximately (Matsushita and Maeda, 1965);
- v) the curvature of the Earth is neglected; and
- vi) the noon system of currents is centred at the dip equator, comprising:

a) an electrojet whose current density is given by

$$j_1(x) = \begin{cases} j_{1\max} \left( 1 - \frac{x - x_1}{D_1} \right)^2 & \text{if } x - x_1 < D_1 \\ 0 & \text{if } x - x_1 \geq D_1 \end{cases} \quad (1)$$

where  $j_{1\max} = 93$  A/km (Duhau and Osella, 1984) is the maximum current density,  $D_1 = 4h$  is the half-width of the electrojet, with  $h = 110$  km, and  $x_1$  the position of the electrojet center (i.e. the dip equator); this is observatory on the basis of the mean annual  $H_0$  and  $Z_0$ , as follows:

$$\text{tg } I = Z_0/H_0; \quad \text{tg } I = (\text{tg } I)/2,$$

where  $I$  is the dip latitude of the observatory, so that  $x_1 = -I$  (with the geog. latitude).

Thus, the geographic latitude of the dip equator turns out to be :

$$\begin{aligned} x_1(\text{TEO}) &= -8.5 \quad -8.5 \text{ h,} \\ x_1(\text{LQA}) &= -14.5 \quad -14.5 \text{ h, and} \\ x_1(\text{PIL}) &= -16.3 \quad -16.3 \text{ h.} \end{aligned}$$

The discrepancy between TEO and the southern hemisphere stations is due to their different longitudes.

The mean current intensity at 11 LT is given by

$$I_1 = \int_{x_1 - D_1}^{x_1 + D_1} j_1(x) \cdot dx = j_1 D_1 = 55 \text{ kA,}$$

b) a current system of density

$$j_2(x) = \begin{cases} j_{2\max} \left( 1 - \frac{x - x_2}{D_2} \right)^2 & \text{if } x - x_2 < D_2 \\ 0 & \text{if } x - x_2 \geq D_2 \end{cases} \quad (2)$$

where  $j_{2\max}$  is the maximum current density,

$x_2 = x_1$  the position of the dip equator with respect to each observatory, and  
 $D_2$  the distance from the dip equator to the foci of the equivalent current systems.

Adopting the following values of  $X_M$  defined in 5.-iii)

$$X_M(\text{TEO}) = 14 \text{ nT; } \quad X_M(\text{LQA}) = 31 \text{ nT; } \quad X_M(\text{PIL}) = 15 \text{ nT,}$$

the parameters of best fit in equation (2) turn out to be

$$j_{2\max} = 58 \text{ A/km}; \quad D_{2S} = 20,1 \text{ h}; \quad D_{2N} = 36.1 \text{ h},$$

where S and N refer to the southern and northern vortices, respectively.

The contribution of each external current system to  $X_M$  is

system a) (equation (1))	system b) S (equation (2))	system b) N (equation(2))
TEO	0	1 nT
LQA	1.5 nT	28.5 nT
PL	0.5 nT	14 nT
		0.5 nT

The total equivalent ionospheric current flowing between the dip equator and the vortex of each hemisphere is

$$I_{2S} = \int_{x_2 - D_{2S}}^{x_2} j_2(x) \cdot dx = (2/3) j_2 D_2 \approx 78 \text{ kA}$$

$$I_{2N} = 140 \text{ kA}.$$

## 6. Discussion of the E-month results

During the equinoctial months both the distance  $D_{2N}$  from the dip equator to the focus of the current system, and the total ionospheric current  $I_{2N}$  are larger in the northern than in the southern hemisphere ( $D_{2N} > D_{2S}$  and  $I_{2N} > I_{2S}$ ). The remarkable difference between the noon range  $X_M$  of the north component at LQA and at the two other observatories is due to the close neighbourhood of LQA to the region of maximum current density.

Our ranges are smaller than those found by Matsushita and Maeda (1965) by fitting the coefficients of a spherical harmonic analysis, although the distances from the equator to the current foci are similar; our ratio  $I_{2N}/I_{2S}$  is somewhat greater than the one found by these authors in the case of vanishing night-time currents (which is also our approach).

The actual system of ionospheric currents (Chapman and Bartels, 1940; Matsushita and Maeda, 1965) is more complex than ours, which neglects the effect of non-alignment of the currents with respect to the parallels before and after 11 LT; otherwise the  $I_2$  currents would turn out to be smaller than those here calculated.

The asymmetry between the north and south hemispheres cannot be accounted for by merely geomagnetic causes; to understand it, the hybrid nature of the physical causes of the variations here considered must be kept in mind. In fact, these variations are the compound response to diverse causes (Schneider, 1979), viz.: (I) the systems of equivalent ionospheric currents (atmospheric dynamo); (II) the induction caused by these in the Earth's interior; and (III) the systems of electric currents in the oceans caused by the tidal movements (oceanic dynamo). Contribution (I) implies the regime of pressure and winds of the neutral atmosphere at ionospheric levels, which shows a north-

## *Quiet Solar Geomagnetic Variations at Observatories ....*

south asymmetry (Chapman and Lindzen, 1970); part (II) contains regional effects due to anomalies of composition, structure and electric conductivity in the Earth's interior, while contribution (III) is affected by the distance between the observation point and the coast, obviously also a local feature.

**Acknowledgment.** The authors are indebted to the Argentine Servicio Meteorológico Nacional and to the Universidad Autónoma de México, which offered access to the geomagnetic data; the Argentine Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), for partial support through the grant PID 302120088/89-91 and to the Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, for working facilities.

### **References**

- Berthelier A., M. Menvielle et C. Guérin, 1991; Indices d'activité magnétique 89. Centre de recherche en physique de l'environnement terrestre et planétaire.
- Chapman S. and J. Bartels, 1940; Geomagnetism; Oxford at the Clarendon Press ; vol 1; cap VII.
- Chapman S. and R. S. Lindzen, 1970; Atmospheric tides, thermal and gravitational; D. Reidel Publishing Company.
- Duhau S. y A. M. Osella, 1984; Estudio de las anomalías en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas. GEOACTA, 12(1); 295-306.
- Matsushita S. and H. Maeda, 1965; On the geomagnetic solar quiet daily variation field during the IGY. Journal of Geophysical Research, 70(11); 315-338.
- Onwumehülli A., 1962; Geomagnetic variations in the equatorial zone; in: Physics of Geomagnetic Phenomena, ed. by S. Matsushita and W. H. Campbell; Academic Press.
- Schneider O., 1979; Interacción de mareas; GEOACTA, 9 (1); 1-21. Servicio Meteorológico Nacional (Argentina); Tabulated hourly magnetic values for the year 1976, unpublished.
- Universidad Autónoma de México, 1986; Observatorio magnético de Teoloyucan, Valores magnéticos para 1976.
- Vecchi M. C., M. A. Van Zele y O. Schneider, 1985; Variaciones geomagnéticas solares de días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar; GEOACTA, 12(2); 57-70.



## MODELO FISICO-MATEMATICO DE UN EVENTO GEOMAGNETICO REGISTRADO EN SEDIMENTOS DEL PLEISTOCENO TARDIO EN LA ARGENTINA

A.M. Sinito<sup>™</sup>, A.M. Walther<sup>\*</sup>, M.J. Orgeira<sup>\*</sup> y C. Conti<sup>™\*</sup>

<sup>\*</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas,  
<sup>+</sup> Universidad de Buenos Aires, # Universidad Nacional del Centro

### Resumen

Se evalúa un modelo físico-matemático, que describe el comportamiento del campo magnético terrestre durante una excursión o reversión de polaridad. Dicho modelo consiste en un dipolo central principal, cuya intensidad oscila senoidalmente y ocho dipolos radiales oscilantes y derivantes, localizados cerca de la interficie manto-núcleo. Para llevar a cabo dicha evaluación, se comparan los resultados teóricos surgidos del modelo con los obtenidos del estudio paleomagnético de sedimentos del subsuelo de la ciudad de Bahía Blanca, Prov. de Buenos Aires y de sedimentos paleoestuarícos aflorantes cerca de Gualeguaychú, Prov. de Entre Ríos, asignados al Pleistoceno tardío, en los que se ha registrado un evento magnético.

Luego del ajuste de algunos de los parámetros del modelo, se observó una buena correlación entre los perfiles de Declinación e Inclinación magnéticas teóricos y los surgidos del estudio paleomagnético. Los resultados obtenidos en este trabajo parecen confirmar que los registros de Gualeguaychú y Bahía Blanca corresponden a un mismo evento magnético.

### Abstract

A physico-mathematical model for describing the behaviour of the geomagnetic field during an excursion or reversion of polarity is evaluated. This model uses one main central dipole, whose intensity oscillates sinusoidally, and eight radial oscillating and drifting dipoles located near the core-mantle interface. The analysis is carried out comparing the theoretic results obtained from the model with paleomagnetic data from sediments of the subsoil of the city of Bahía Blanca, Prov. of Buenos Aires and from paleoestuarine sediments outcropping near Gualeguaychú, Prov. of Entre Ríos, assigned to the late Pleistocene, in which a magnetic event was recorded.

After fitting some parameters of the model, a good correlation between the theoretic and paleomagnetic profiles of Declination and Inclination is obtained. The conclusions confirm that the record of Gualeguaychú y Bahía Blanca belong to the same magnetic event.

### 1. Introducción

Se han postulado numerosos modelos físico-matemáticos para describir el campo magnético terrestre (cmt) y sus cambios en el tiempo, tanto en lo que respecta a variaciones seculares como a excursiones y reversiones de polaridad (Allredge y Hurwitz, 1964; Bochev, 1975; Coe, 1977; Hogg, 1978; Peddie, 1979; Liddicoat, 1979; Laj et al, 1989; Sinito, 1990). La gran cantidad de registros paleomagnéticos de transiciones de polaridad reportados recientemente en la literatura científica han permitido mejorar estos modelos, contribuyendo a un mayor entendimiento de los mecanismos de la geodinamo.

Así, por ejemplo, la similitud o diferencia de las trayectorias de los polos geomagnéticos virtuales (pgv) para una misma transición registrada en distintos sitios, permite obtener conclusiones respecto a la predominancia de un comportamiento dipolar o no dipolar, respectivamente, durante dicha transición. Los resultados obtenidos hasta el momento no permiten una conclusión definitiva. Es así, que mientras algunos trabajos postulan un comportamiento eminentemente no dipolar del cmt



durante las excursiones y reversiones, acompañado en algunos casos por un decaimiento de intensidad del campo dipolar (Coe, 1977; Peirce y Clarck, 1978; Liddicoat, 1979; Laj et al, 1989), otros sustentan la idea de un comportamiento dipolar asociado a inhomogeneidades laterales de temperatura en el límite manto-núcleo (Tric et al, 1991a y b). Es altamente probable que no todas las transiciones respondan a las mismas características y que ambos comportamientos se presenten en distintos eventos.

En el presente trabajo se evalúa un modelo físico-matemático que describe transiciones del cmt. Para ello se comparan sus resultados con datos paleomagnéticos, que reflejan la existencia de un evento de polaridad reversa del cmt, y han sido obtenidos de sedimentos pleistocenos tardíos de la Provincia de Entre Ríos (Orgeira et al, 1990) y de la Provincia de Buenos Aires (Walther et al, 1992).

## **2. Datos Paleomagnéticos**

El estudio paleomagnético en la Provincia de Entre Ríos fue realizado sobre sedimentos paleoestuarícos aflorantes en las cercanías de Gualeguaychú (33°S, 58.5°W, Orgeira et al, 1990). Guida y Gonzalez (1984) sugirieron para dicha zona la existencia de condiciones estuarícas entre 26000±720 y 35400±1800 años, sobre la base de dataciones  $C^{14}$  de fósiles marinos del área.

El análisis de los resultados indicó la existencia de una excursión del cmt registrada en estos sedimentos, la cual fue correlacionada por Orgeira et al (1990), con la excursión definida en Lago Mungo, Australia (Barbetti y McElhinny, 1972). Uno de los argumentos para esta vinculación fue la correlación de los pgvs de parte del registro de Gualeguaychú con uno de los pgv de la excursión de Lago Mungo.

Estos datos paleomagnéticos fueron ya utilizados por Sinito y Orgeira (1990) para ajustar un modelo de cmt postulado para describir excursiones magnéticas.

Los datos paleomagnéticos de la Provincia de Buenos Aires utilizados fueron obtenidos del estudio de dos excavaciones realizadas en el subsuelo del suburbio sur de la ciudad de Bahía Blanca (38.7°S, 62.25°W, Walther et al, 1992). Los fósiles hallados en la secuencia estratigráfica fueron datados en diferentes cotas mediante el método  $C^{14}$ . Gonzalez (1984) presentó edades de 27500 y 35500 años; más recientemente Chaar y Farinati (1988) informaron una edad de 29580 años.

Del estudio paleomagnético surgió el registro de un evento del cmt de polaridad reversa, el cual presenta más de un pulso.

Las dataciones radimétricas disponibles para ambas zonas sumadas a las características geológicas observadas permiten asociar tanto la excursión como el evento a la ingresión marina pleistocena tardía.

Walther et al (1992) sugirieron que los registros magnéticos de Bahía Blanca y Gualeguaychú podrían representar el mismo evento del cmt. Asimismo señalaron que las posiciones de los pgvs obtenidas de los especímenes de la sección media de una de las excavaciones de Bahía Blanca, pueden correlacionarse con algunas de las posiciones de los pgvs surgidas del registro de la excursión magnética de Lago Mungo. Esto, sumado a lo mencionado anteriormente con respecto a los pgvs de Gualeguaychú permitió a Walther et al (1992) sugerir que los tres hallazgos (Mungo, Australia; Gualeguaychú y Bahía Blanca, Argentina) son registros parciales de un mismo evento magnético.

El primer objetivo de este trabajo fue la comparación e integración de los registros de Gualeguaychú y Bahía Blanca.

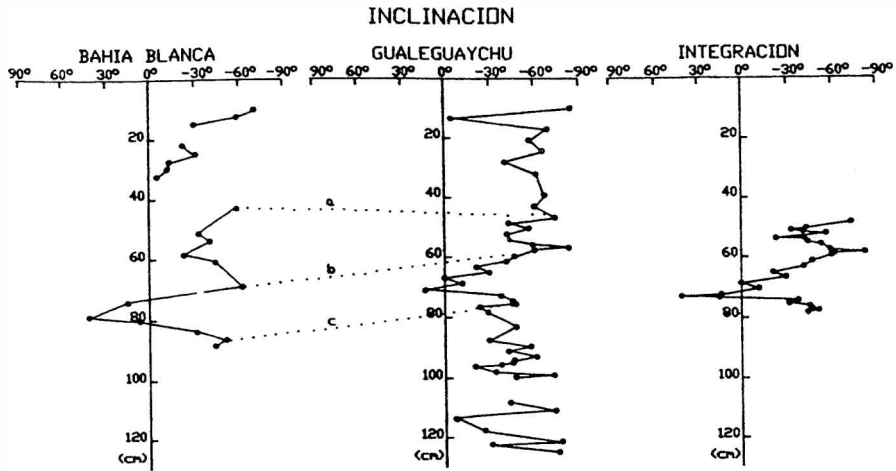


Fig.1 Perfiles de Inclinación en función de la posición estratigráfica correspondientes a Bahía Blanca (a), Gualeguaychú (b) y perfil integrado de ambas localidades (c).i, ii, iii son las líneas de correlación.

En primer lugar se analizaron los resultados obtenidos de las dos excavaciones de la ciudad de Bahía Blanca. Si bien no es posible una correlación estratigráfica sencilla entre ambas excavaciones, tal como fue señalado por Walther et al (1992), la comparación de los perfiles de inclinación (I) y declinación (D) (Fig. 2a y b de Walther et al, 1992) permitió distinguir correspondencia entre los rasgos magnéticos de dichos perfiles, lo que llevó a una correlación cronoestratigráfica y por ende a la construcción de perfiles integrados de I y D (Fig 1a y 2a).

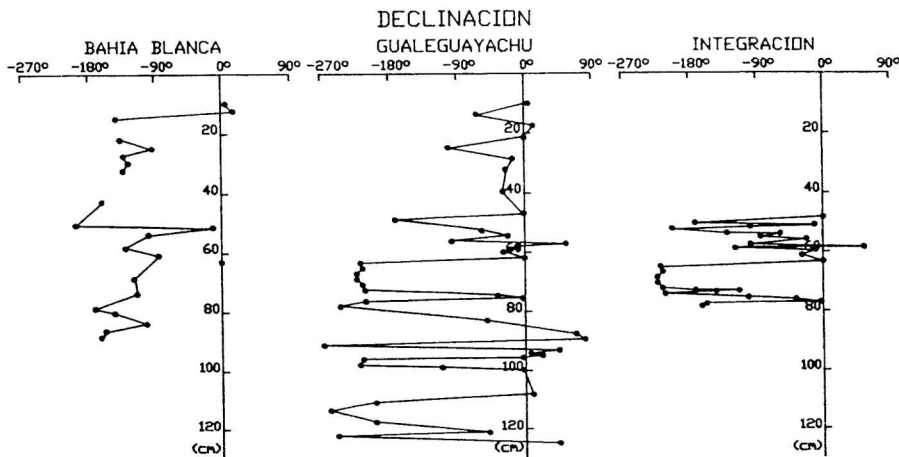


Fig.2: Perfiles de Declinación en función de la posición estratigráfica correspondientes a Bahía Blanca (a), Gualeguaychú (b) y perfil integrado de ambas localidades (c).

Estos perfiles integrados fueron comparados con los correspondientes a Gualeguaychú (Fig. 1b y 2b). Existe similitud entre los perfiles de I en parte del registro. En la Fig. 1 se han trazado líneas de correlación entre ambos perfiles. En los perfiles de D la correspondencia no es evidente, lo que podría interpretarse como una mayor fluctuación de este parámetro magnético que hace más difícil la correlación. Se utilizaron los puntos de correlación indicados en los perfiles de I (i,ii y iii) para llevar los perfiles de I y D a una escala de profundidad patrón. Luego se aplicó en todos los perfiles interpolación cada centímetro, y se compararon mediante el método de correlación cruzada. Los coeficientes de correlación  $r$  obtenidos fueron  $r_I=0.93$  para los perfiles de I y  $r_D=0.38$  para los de D. Esto confirma que se trata de dos registros de un mismo evento magnético, tal como fue sugerido por Walther et al (1992).

A partir de los resultados expuestos se decidió integrar los perfiles de Bahía Blanca con la parte media de los perfiles de Gualeguaychú. Para ello no se usaron los datos interpolados, sino los experimentales de ambos perfiles, para utilizar información original y no procesada. Los perfiles resultantes de la integración (Fig. 1c y 2c) son representativos de parte del registro de este evento en la Argentina.

### 3. Modelo

El modelo propuesto se basa en las ideas postuladas por Allredge y Hurwitz (1964) y Hogg (1978). Estos autores representaron el cmt mediante un dipolo central (dc) responsable del campo principal y ocho dipolos radiales (dr) ubicados en la interficie manto-núcleo. Cada uno de los dr induciría un dipolo secundario en el manto conductor inferior y el campo producido por cada par de dipolos (primario y secundario) sería equivalente al producido por un único dipolo ubicado a mayor profundidad en el núcleo. Las variaciones temporales del cmt son representadas en este modelo a través de la oscilación de la intensidad y la deriva longitudinal de los dr.

Sinito (1988,1990) modificó el modelo y ajustó los parámetros en juego, para aplicarlo al análisis de variaciones seculares registradas en el estudio paleomagnético de sedimentos del fondo de lagos del sudoeste argentino depositados en los últimos 6000 años. El resultado fue un modelo mixto: una primera parte consistente en un dc y ocho dr de intensidad oscilante, cinco de los cuales al mismo tiempo sufren una deriva longitudinal entre los 6000 y 3000 años de edad; una segunda parte (de los 3000 años hasta el presente) en la que se consideró que las velocidades de deriva van disminuyendo hasta llegar a un modelo de ocho dr estacionarios oscilantes.

La intensidad de los dr se expresa en este modelo como:

$$m_i(t) = a_{i0} \text{sen}(2\pi t/T_i + \phi_i)$$

donde  $a_{i0}$  es la amplitud,  $t$  el tiempo,  $T_i$  el período,  $\phi_i$  la fase. La intensidad del dc se considero constante ( $M_0$ ).

Sinito y Orgeira (1990) presentaron un modelo similar para la representación de la excursión magnética, ya mencionada, registrada en los sedimentos aflorantes en Gualaguaychú. Dado que se trataba de sedimentos de edad mayor de 3000 años se tomó la primera parte del modelo. Al mismo tiempo se consideró una transferencia de energía del dc a los dr, de forma que, senoidalmente, disminuye la intensidad del dc, sin llegar a cambiar de signo, y aumentan las amplitudes de los dr. Esta transferencia de energía no se hizo por igual a todos los dr, sino que se les dio más peso a aquellos cuyas posiciones durante la excursión se hallaban más cercanas a las de los pgs del registro paleomagnético.

La intensidad del dc ( $M$ ) y las intensidades y amplitudes de los dr ( $m_i$  y  $a_i$ , respectivamente) se expresan como:

$$M(t) = M_0 - M_1 \text{sen}(2\pi t/P) ; \quad m_i(t) = a_i(t) \text{sen}(2\pi t/T_i + \phi_i) \\ a_i(t) = a_{i0} + a_{i1} \text{sen}(2\pi t/P);$$

donde  $M_0$  y  $a_{i0}$  son los valores de intensidad del dc y las amplitudes de los dr respectivamente, que corresponden a períodos sin cambios de polaridad;  $M_1$  y  $a_{i1}$  representan las amplitudes de las variaciones durante las transiciones,  $t$  indica el tiempo y  $P$  el período de oscilación. Cabe mencionar que en todos los casos se considera el tiempo aumentando de menor a mayor edad.

El modelo mostró un buen coeficiente de correlación con los datos experimentales en parte del registro, aunque se observó un desfase temporal entre las edades a las que se producían las mejores correlaciones para I y D ( $r_I = 0.77$  cuando el modelo se aplicó para el período 40000-44700 años,  $r_D = 0.73$  para el período 40400-45100 años).

En este trabajo se aplicó el modelo de Sinito y Orgeira (1990) para ser comparado con los resultados experimentales surgidos del perfil integrado. Dado que la integración se realizó con datos

provenientes de dos sitios, y que se comprobó que los resultados teóricos no variaban significativamente al ser aplicados a uno u otro de dichos sitios, debido a su cercanía, se tomaron como coordenadas geográficas para el cálculo de las I y D teóricas, el promedio de las coordenadas de Bahía Blanca y Gualeguaychú (36°S, 60.5°W).

Se utilizaron los mismos parámetros presentados por Sinito y Orgeira (1990), con excepción de las  $a_{ij}$ . Para ajustar estos parámetros se volvió a analizar la relación entre las posiciones de los  $pgvs$  del perfil integrado y las posiciones de los  $dr$  durante la excursión. Se puso especial atención a las latitudes, ya que debido al movimiento de deriva de los  $dr$  es muy difícil conocer su longitud, a menos que se tenga gran exactitud en la determinación de la edad de los sedimentos. Por lo expuesto se les dio más peso a los dipolos n°5, 7 y 8, haciendo que sus intensidades alcanzaran valores mayores que las de los otros  $dr$ . Los parámetros utilizados están resumidos en la Tabla 1.

El modelo fue aplicado entre los 20000 y los 60000 años, con distintos valores de tiempo de inicio de la oscilación de la intensidad del  $dc$ . Los valores teóricos de I y D fueron calculados a intervalos regulares de 50 años. Se aplicó un proceso de suavizado mediante promedio escalar corrido con una ventana de 150 años, dado que las amplitudes de las variaciones direccionales registradas a través del magnetismo remanente estable suelen ser menores que las amplitudes de las variaciones del  $cmt$  (Creer y Tucholka, 1983). Los perfiles teóricos fueron comparados con los experimentales, observándose similitudes, especialmente para las I, en el período entre 45000 y 50000 años, iniciando la disminución de la intensidad del  $dc$  a los 43000 años. Se utilizaron los rasgos característicos que permitían una correlación como puntos de referencia para convertir los perfiles experimentales, que se hallaban en función de la posición estratigráfica, en perfiles temporales. Los valores experimentales correspondientes a los perfiles integrados fueron luego interpolados con intervalos de 50 años, para poder aplicar el método de correlación cruzada con los datos teóricos. El método mostró buenos índices de correlación, pero se repitió la misma característica observada por Sinito y Orgeira (1990) respecto a un desfase en tiempo entre los ajustes de I y de D. Así la mejor correlación para la I se logra cuando los datos experimentales son comparados con los datos del modelo aplicados entre los 46150 y 48650 años ( $r_I=0.74$ ), mientras que la mejor correlación para la D se logra con valores teóricos entre los 45850 y 48350 años ( $r_D=0.56$ ).

Sinito y Orgeira (1990) atribuyeron el desfase observado en los datos de Gualeguaychú al hecho de no contar con un registro del  $cmt$  continuo hasta el presente, y por lo tanto, a la imposibilidad de ajustar los parámetros del modelo de forma que represente en forma completa el comportamiento del campo. Siguiendo con este criterio, se tuvo en cuenta que en la aplicación original de este modelo a variaciones seculares para sedimentos de 0 a 6000 años se había concluido que los  $dr$  comenzaban a detenerse a partir de los 3000 años hasta concluir en dipolos estacionarios. Se aplicó entonces el modelo considerando que las velocidades utilizadas (Tab. 1) eran válidas hasta los 3000 años y a partir de ese momento eran cero.

Se aplicó el método ya mencionado (comparación de perfiles experimentales y teóricos, determinación de perfil experimental en función del tiempo, interpolación).

*Modelo Físico-Matemático de un evento Geomagnético ....*

Dip	Colat.(°) Long.(°)		Intensidad			Velocidad	
	t=0	t=0	Amplitud( $10^{-1}$ mT)		Fase (°)	Periodo(años)	(°/año)
			$a_{10}/RT^3$	$a_{11}/RT^3$	$\theta_i$		$T_i$
1	13.2	331.2	0.065	0.065	127.6	2130	0.17
2	47.0	182.0	0.065	0.065	141.2	500	0.17
3	61.6	63.6	0.065	0.065	172.1	1200	0.17
4	80.8	240.3	0.065	0.065	315.2	1360	-0.26
5	101.8	89.6	0.065	0.205	358.3	800	-0.26
6	41.5	322.4	0.135	0.030	270.0	1360	-0.26
7	139.0	52.0	0.076	0.205	275.6	1360	-0.26
8	103.4	172.9	0.065	0.205	313.0	1360	-0.26

RT: radio terrestre

Profundidad de los dr= 0.28 RT

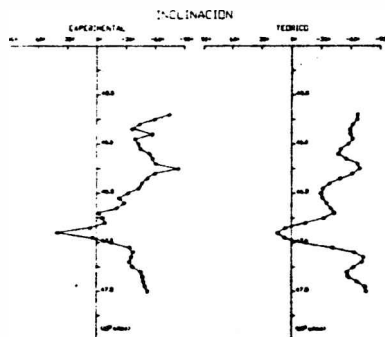
$M_0/RT^3 = -0.56573 \cdot 10^{-1}$ mT ;  $M_1/RT^3 = 0.36573 \cdot 10^{-1}$ mT

P= 22000 años.

Tiempo de inicio de la oscilación de la intensidad del dc: 43000 años.

Velocidad de deriva de los dr para  $t < 3000$  años: 0°/año

*Tabla 1. Parámetros utilizados en el modelo físico matemático que representa el evento geomagnético.*



*Fig.3. Perfil Experimental: Inclínación correspondiente a la integración de los datos experimentales de Bahía Blanca y Gualeguaychú, luego de ser interpolados y graficados en función de la edad a partir de la correlación con los datos teóricos. Perfil Teórico: Inclínación correspondiente al modelo teórico suavizado mediante promedio escalar corrido con ventana de 150 años.*

Los perfiles teóricos y experimentales de I y D comparados se encuentran en las fig. 3 y 4, respectivamente. Se observó que desaparecía el desfase y que se obtenía una buena correlación de los valores experimentales de I y D para valores teóricos entre los 45700 y los 47500 años ( $r_I=0.81$ ,  $r_D=0.60$ ). Cabe mencionar que en el caso de la D, si bien las tendencias de los perfiles experimental y teórico son parecidas hay un desplazamiento de los valores de D teóricos respecto de los experimentales.

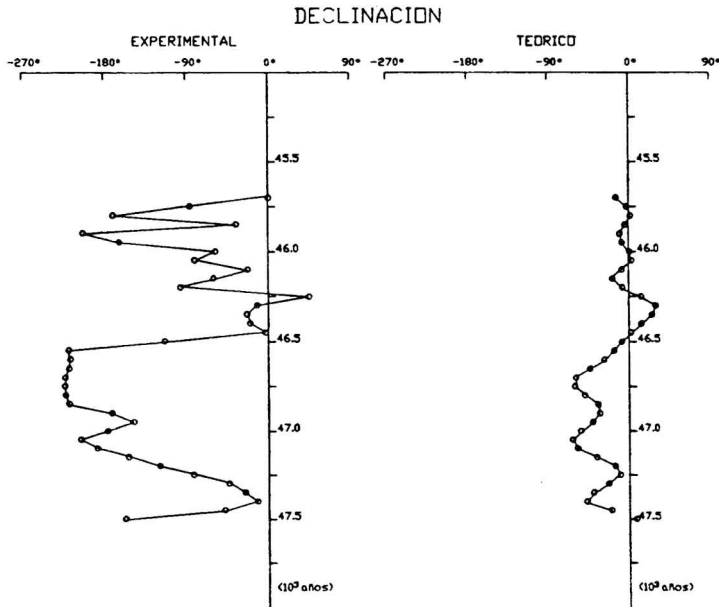


Fig.4 Perfil Experimental: Declinación correspondiente a la integración de los datos experimentales de Bahía Blanca y Gualeguaychú, luego de ser interpolados y graficados en función de la edad a partir de la correlación con los datos teóricos. Perfil Teórico: Declinación correspondiente al modelo teórico suavizado mediante promedio escalar corrido con ventana de 150 años.

Para convalidar el método utilizado para la elección de los dr de mayor influencia, se calcularon de acuerdo al modelo las posiciones de los dr aproximadamente 46000 años atrás. Dichas posiciones son mostradas junto a las posiciones de los PGVs del perfil experimental integrado en la Fig. 5. Se observa que las posiciones de casi todos los dr se encuentran cerca de algunos de los PGV y que en particular los dipolos 5, 7 y 8 se ubican cerca de aquellos pgvs que corresponden a la parte del registro que muestra direcciones más apartadas de la dirección normal.

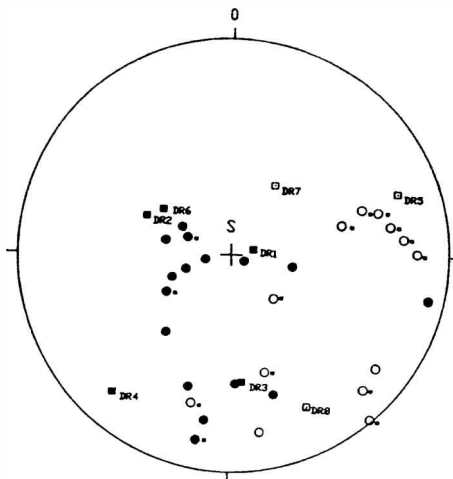


Fig.5 Representación estereográfica de los pgy correspondientes al perfil experimental integrado (•, latitud norte, ◦, latitud sur) y de la ubicación de los dipolos radiales hace aproximadamente 46000 años (■, latitud norte, □, latitud sur). indica los pgy correspondientes a la parte del registro con mayor fluctuación en las direcciones.

#### 4. Conclusiones

Se confirma que los registros magnéticos obtenidos en dos localidades de la Argentina (Guauguaychú y Bahía Blanca) corresponden al mismo evento de polaridad reversa dentro de la Epoca Brunhes.

El modelo presentado resulta adecuado para la descripción de parte de este evento de polaridad.

Este modelo sugiere una edad para este evento de, aproximadamente, 46000 años, lo cual es consistente con lo sugerido por Sinito y Orgeira (1990), pero cabe mencionar que esta edad no puede considerarse absoluta, ya que la falta de un registro continuo hasta nuestros días impide, como ya se ha dicho, la posibilidad de un modelado completo. Esta indeterminación puede ser la causa de la discrepancia de estos valores con las dataciones con las que se cuenta.

El hecho que el comportamiento del cmt pueda ser descrito por un aumento de actividad de las fuentes del campo no dipolar, frente a una pérdida de energía de aquellas correspondientes al campo



dipolar, parecería indicar que durante este evento, si bien el campo mantuvo características dipolares, ya que se mantiene aproximadamente un 40% de la intensidad del dc, la influencia de la componente no dipolar es determinante para que se produzca la reversión. Esto sería consistente con la conclusión obtenida por Peirce y Clark (1978), los que correlacionaron los eventos Laschamp, Mungo y Maelifell. Dichos autores, sobre la base del comportamiento de las intensidades del magnetismo remanente natural para los registros de los tres registros, sugieren que los mismos se deben más al crecimiento y decaimiento de las características no dipolares que a una verdadera reversión dipolar.

Agradecimientos: Los autores desean expresar su agradecimiento: al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y a la Universidad de Buenos Aires y a la Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires por el apoyo prestado para la realización de este trabajo.

#### BIBLIOGRAFIA

- Aldredge, L.R. y Hurwitz, R., 1964. Radial dipoles as the sources of the Earth's main magnetic field. *Journ. of Geophys. Res.*, 69, 12, 2631-2639.
- Barbetti, M. y McElhinny, M., 1972. Evidence of a geomagnetic excursion 30000 yr BP. *Nature*, 239, 5371, 327-330.
- Bochev, A.Z., 1975. Presenting the Earth's magnetic field as a field of six optimal dipoles. *C.R. Acad. Bulgar Sci.*, 28, 569-571.
- Coe, R.S., 1977. Source models to account for Lake Mungo paleomagnetic excursion. *Nature*, 269, 49-51.
- Creer, K.M. y Tucholka, P., 1983. Epilogue. Geomagnetism of baked clays and sediments. Creer, K.M., Tucholka, P. y Barton, C.E. (eds.) Elsevier, Amsterdam.
- Chaar, E. y Farinati, E., 1988. Evidencias paleontológicas y sedimentológicas de un nivel marino pleistocénico en Bahía Blanca, Provincia de Buenos Aires, Argentina. *II Jorn. Geol. Bon.*, Actas, 47-54.
- Gonzalez, M., 1984. Depósitos marinos del Pleistoceno superior en Bahía Blanca, Pcia. de Buenos Aires. *IX Cong. Geol. Arg.*, Actas, 3, 538-555.
- Guida, N.G. y Gonzalez, M.A., 1984. Evidencias paleoestuarías en el sudeste de Entre Ríos, su evolución con niveles marinos relativamente elevados del Pleistoceno superior y Holoceno. *IX Cong. Geol. Arg.*, Actas, III, 557.
- Hogg, T.E., 1978. The holocene geomagnetic field in Europe. Ph. D. Dissertation, University of Edinburgh.
- Laj, C., Weeks, R. y Fuller, M., 1989. Observations and models of reversals transition fields. *Geomagnetism and Paleomagnetism*. Lowes et al (ed.) Kluwer Academic Publisher, 185-203.
- Liddicoat, J.C., 1979. Monolake geomagnetic excursion. *Journ. of Geophys. Res.*, 84, B1, 261.
- Orgeira, M.J., Beraza, L., Vizán, H., Bobbio, M.L. y Vilas, J.F., 1990. Evidence for a geomagnetic field excursion in the Late Pleistocene (Entre Ríos, Argentina). *Quatern. of South America a. Antarctic Penin.*, 6, 173-188.
- Peddie, N., 1979. Current loop models of the Earth's magnetic field. *Journ. of Geophys. Res.*, 84, B9, 4517.
- Peirce, J.W. y Clark, M.J., 1978. Evidence from Iceland on Geomagnetic reversal during the Wiscosian Ice Age. *Nature*, 273, 456-458.
- Sinito, A.M., 1988. Análisis de las variaciones geomagnéticas paleoseculares recientes en el Hemisferio Sur y su relación con los modelos físicos que postulan el origen del campo magnético terrestre. Tesis. Universidad de Buenos Aires.
- Sinito, A.M., 1990. Models of geomagnetic secular variations on recent times for South America. *Phys. of the Earth a. Planet. Int.*, 64, 2, 133-142.
- Sinito, A.M. y Orgeira, M.J., 1990. Analisis del comportamiento del campo geomagnético durante una excursión. *Geoacta*, 17, 2, 115-124.
- Tric, E., Laj, C., Jéhanno, C., Valet, J.P., Kissel, C., Mazaud, A., Iaccarino, S., 1991. High resolution record of the Upper Olduvai transition from Po Valley (Italy) sediments: support for dipolar transition geometry?. *Phys. of the Earth a. Planet. Int.*, 65, 319-336.
- Tric, E., Laj, C., Valet, J.P., Tucholka, P., Pateme, M., Guichard, F., 1991. The Blake geomagnetic event: transition geometry, dynamical characteristics and geomagnetic significance. *Earth a. Planet. Sci. Lett.*, 102, 1-13.
- Walther, A.M., Orgeira, M.J., Sinito, A.M. y Conti, C., 1992. Nuevas evidencias de un evento del campo magnético terrestre registrado en sedimentos pleistocenos tardíos en Argentina. *Rev. Asoc. Geol. Arg.*, en prensa.

## VERTICAL DIFFUSION OF POLLUTANTS IN THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Ana G. Ulke and Nicolás A. Mazzeo

*Department of Atmospheric Sciences, Faculty of Sciences  
University of Buenos Aires - Buenos Aires, Argentina*

### Abstract

An atmospheric diffusion model is used to study the main features of vertical distribution of pollutants released from a continuous point source at different heights in a thermally stratified atmospheric boundary layer. The model is based on the two-dimensional advection-diffusion-deposition equation, with vertical profiles of wind and eddy diffusivity for the atmospheric boundary layer. The formulation permits studying the influence of surface roughness, atmospheric stability, mixing depth and source height on concentration distributions. Numerical simulations of atmospheric diffusion experiments are done. From the two-dimensional concentration fields, different parameters are calculated in terms of the second, third and fourth order statistical moments which characterize vertical distributions of material. The computed values are satisfactorily compared with those evaluated from observational data. The vertical dispersion coefficient (second order moment root mean square) is also compared with those proposed by other authors.

### Resumen

Se utiliza un modelo de difusión atmosférica para analizar las características principales de la distribución vertical de contaminantes emitidos en forma continua, desde diferentes alturas, en una capa límite atmosférica térmicamente estratificada. El modelo se basa en la ecuación bidimensional de advección-difusión-depósito, con perfiles verticales del viento y la difusividad turbulenta válidos para la capa límite atmosférica. La formulación permite analizar la influencia de la rugosidad del terreno, la estabilidad atmosférica y las alturas de la capa de mezcla y de la emisión de contaminantes sobre las distribuciones de la concentración. Se realiza la simulación numérica de experimentos de difusión atmosférica y a partir de los campos bidimensionales de concentración obtenidos, se calculan diferentes parámetros en función de momentos estadísticos de segundo, tercero y cuarto orden, para caracterizar las distribuciones verticales del material. Los valores hallados se comparan satisfactoriamente con los resultados de los datos observacionales. El coeficiente de dispersión vertical (raíz cuadrada del momento de segundo orden), se compara además con los propuestos por otros autores.

### 1. Introduction

One of the most serious problems for humanity is the continuous and increasing environment deterioration. Ambient pollution effects may be short- or long-term. The impact on different components of air-ground-water system may range from the local scale to the global one (in the case of possible climatic changes, due to radiative balance alterations), through the regional scale, as acid deposition.

Pollutants released from different sources are submitted in the atmosphere to atmospheric diffusion. Most of them undergo chemical reactions, reaching comparatively more noxious forms. Finally, they are removed from the atmosphere by dry and wet deposition processes.

Atmospheric diffusion models are used to predict air pollution concentrations. Those based on mass conservation equation may potentially incorporate meteorological parameter changes, surface feature effects, different emission conditions and pollutant remotion processes.

Pollutants diffusion is basically described by the dimensions and shape of the distributions in the air downwind of the source.

The operational diffusion model most widely used is the gaussian model. In its application, it is necessary to know, among other parameters, vertical dispersion coefficient values. Generally,

this coefficient is estimated through empirical curves and varies with downwind distance and atmospheric stability. However, these empirical coefficients have a validity range restricted by the experimental conditions on which they are based. Application in different conditions may lead to erroneous values in computed concentration levels. Moreover, empirical coefficients are generally obtained through concentration measurements at ground level, assuming a gaussian vertical distribution.

Atmospheric dispersion coefficients, besides distance downwind and stability, depend on terrain features and emission conditions. In all cases, vertical dispersion must be less than the height of the mixing layer, upper boundary to vertical diffusion.

To obtain vertical dispersion coefficient values, Pasquill-Gifford curves (Gifford, 1961) are the most widely used. They are proposed for ground level emissions and rural zones. Combining experimental results and theoretical expressions, Briggs (1973) obtained dispersion curves valid for rural and urban zones separately. Hosker (1973), using previous Smith's (1972) nomograms, found expressions for the vertical dispersion coefficients as a function of surface roughness, for emissions from sources near ground level. There are few studies on emission height effects on vertical dispersion.

If pollutants' vertical distribution in the atmosphere has a gaussian shape, specifying plume mean height and vertical dispersion coefficient, the distribution is defined. However, there are experimental and theoretical results suggesting a departure from gaussian distribution (Pasquill and Smith, 1983).

In this paper, a diffusion model is applied to obtain the vertical distributions of substances released from a continuous point source, at different levels, in a thermally stratified atmospheric boundary layer. The model consists of the two-dimensional semiempirical advection-diffusion-deposition equation with vertical profiles of the wind and turbulent diffusivity which permit including stability conditions and roughness. Simulations of the Prairie Grass and the Hanford-67 dispersion experiments are carried out. The spatial distribution of concentrations is obtained from numerical methods, and characteristic parameters of the vertical distributions are calculated, as functions of different statistical moments, comparing the numerical predicted ones with those arising from observational data. Furthermore, the observed vertical dispersion coefficient (second order root mean square), used in operational models, is compared with those predicted by other authors.

## 2. The Advection-Diffusion-Deposition Model

The two-dimensional semiempirical advection-diffusion-deposition equation, for a continuous point source is (see Pasquill and Smith, 1983):

$$\bar{u}(z) \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K(z) \frac{\partial C}{\partial z} \right] - v_d \frac{\partial C}{\partial z} \quad (1)$$

where  $x$  is alongwind,  $z$  is the vertical coordinate,  $C(x,z)$  is the crosswind-integrated concentration,  $\bar{u}(z)$  is the mean horizontal wind speed,  $K(z)$  is the eddy diffusion coefficient, and  $v_d$  is the dry deposition velocity.

The vertical profiles of eddy diffusivity and wind speed are obtained from an extension of the Monin-Obukhov hypothesis to the whole atmospheric boundary layer, combined with the

gradient-transfer theory. This extension relies on the assumption of local validity of the turbulent energy equation in a steady, horizontally homogeneous atmospheric boundary layer (Businger, 1982).

It is supposed that the friction velocity ( $u_*$ ) depends on height in the atmospheric boundary layer, following the relation (Yokoyama et al., 1979):

$$u_* = u_{*0} \left[ 1 - \frac{z}{h} \right] \quad (2)$$

where  $u_{*0}$  is the surface friction velocity and  $h$  the atmospheric boundary layer height.

It is assumed that the eddy diffusivity coefficient is equal to the momentum eddy diffusivity  $K_m(z)$ , whose vertical profiles are (Ulke, 1992):

- neutral and stable conditions ( $h/L \geq 0$ ):

$$K_m(z) = k u_{*0} h \left[ \frac{z}{h} \right] \left[ 1 - \frac{z}{h} \right] \left[ 1 + 6.9 \frac{h}{L} \frac{z}{h} \right]^{-1} \quad (3.a)$$

- unstable condition ( $h/L < 0$ ):

$$K_m(z) = k u_{*0} h \left[ \frac{z}{h} \right] \left[ 1 - \frac{z}{h} \right] \left[ 1 - 22 \frac{h}{L} \frac{z}{h} \right]^{1/4} \quad (3.b)$$

where  $k$  is von Kármán's constant ( $k=0.41$ ),  $L$  is the Monin-Obukhov length and  $h/L$  is the stability parameter used in the atmospheric boundary layer.

The  $K_m$  profile compares well with other theoretical and semiempirical forms (Yokoyama et al., 1979, Wieringa, 1980).

The wind profile is obtained from the K-theory using eqs. (2) and (3):

- neutral and stable conditions ( $h/L \geq 0$ ):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} \left\{ \ln \frac{z}{z_0} - \left[ 1 - 6.9 \frac{h}{L} \right] \left[ \frac{z - z_0}{h} \right] \frac{6.9}{2} \frac{h}{L} \left[ \frac{z^2}{h^2} - \frac{z_0^2}{h^2} \right] \right\} \quad (4.a)$$

- unstable condition ( $h/L < 0$ ):

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*0}}{k} \left\{ \ln \frac{z}{z_0} + \ln \left[ \frac{(1 + \mu_0^2)(1 + \mu_0)^2}{(1 + \mu^2)(1 + \mu)^2} \right] + 2[\tan^{-1} \mu - \tan^{-1} \mu_0] + \frac{2L}{33h} [\mu^3 - \mu_0^3] \right\} \quad (4.b)$$

with

$$\mu = \left[ 1 - 22 \frac{h z}{L h} \right]^{1/4} \quad \mu_0 = \left[ 1 - 22 \frac{h z_0}{L h} \right]^{1/4}$$

where  $z_0$  is surface roughness length.

Expressions (3) and (4) tend, with small  $z/h$ , to the forms generally used in surface layer (see Panofsky and Dutton, 1984).

Eq. (1) with (3) and (4) is solved numerically (van Buijtenen et al., 1973). Spatial increments on both directions are variable in order to get a better description of diffusion near the source. Boundary conditions include dry deposition.

### 3. Vertical Distribution of Pollutants

The main features of the vertical distribution of pollutants can be specified using the statistical moments of that distribution.

The second order moment is defined as (see Pasquill and Smith, 1983):

$$\sigma_z^2(x) = \left[ \int_0^\infty z^2 C(x, z) dz / \int_0^\infty C(x, z) dz \right] - \left[ \int_0^\infty z C(x, z) dz / \int_0^\infty c(x, z) dz \right]^2 \quad (5)$$

The vertical dispersion coefficient ( $\sigma_z$ ), which represents the vertical extent of the plume, is obtained from the second order moment. In eq. (5), the root mean square of the second term is the mean vertical displacement of material.

Skewness ( $A_z$ ) and kurtosis ( $K_z$ ) coefficients, which characterize distribution shape, are defined respectively in relation with third and fourth order moments (see Wallington, 1968):

$$A_z(x) = \left\{ \left[ \int_0^\infty z^3 C(x, z) dz / \int_0^\infty C(x, z) dz \right] - 3\bar{z}\sigma_z^2 - \bar{z}^3 \right\} \sigma_z^{-3} \quad (6)$$

$$K_c(x) = \left\{ \left[ \int_0^{\infty} z^4 C(x, z) dz / \int_0^{\infty} C(x, z) dz \right] - 4\bar{z}A_c\sigma_z^3 - 6\bar{z}^2\sigma_z^2 - \bar{z}^4 \right\} \sigma_z^{-4} \quad (7)$$

From the two-dimensional concentration field obtained with the model, it is possible to calculate  $\sigma_z$ ,  $A_z$  and  $K_z$  at different distances of the source, numerically solving the integrals in (5), (6) and (7), with trapezoidal method.

#### 4. Comparison With Experimental Data

Numerical simulations are made of atmospheric diffusion field experiments carried out in the Projects Prairie Grass (Barad (ed), 1958) and Hanford-67 (Nickola, 1977).

In the Prairie Grass Project, SO<sub>2</sub> was released from a continuous point source at ground level. Concentration measurements were made at several vertical levels in towers located 100m from the source.

During Hanford-67 Project different particle tracers (ZnS, F, Rh B) and a radioactive inert gas (Kr-85) were released. The emission heights were 1m, 2m, 26m, 56m and 111m. Concentration measurements were taken at different levels in towers located at distances 200m, 800m, 1600m and 3200m from the source.

Meteorological data for numerical simulations are: roughness length ( $z_0$ ), surface friction velocity ( $u_{*0}$ ), Monin-Obukhov length (L) and mixing height (h).

From the wind speed and temperature data at different levels we computed, in the following order: Richardson number (Ri), L (from Ri), (Businger et al., 1971),  $z_0$  and  $u_{*0}$ . Mixing height, h, is found from the radiosonde and airplane temperature and humidity data in the case of Project Prairie Grass, and from theoretical expressions for Hanford-67 Project (see Ulke, 1992).

The characteristic coefficients of vertical distribution at each sampling distance are estimated from the two-dimensional concentration fields numerically obtained. The respective coefficient values for observational data are found from concentration vertical measurements. In both cases, they are calculated from the parameters definition, using expressions (5) to (7), with trapezoidal integration.

The observational vertical dispersion coefficients are also compared with the values obtained from Briggs' and Smith-Hosker's curves.

The departures of vertical dispersion, skewness and kurtosis coefficients obtained from numerical simulations from those obtained from observational data, are quantitatively studied. For this purpose, the global, difference and correlation measurements for air quality models validation are calculated (Willmott, 1982). This is also done for comparison of semiempirical vertical dispersion coefficients with observational data.

#### 5. Results and Discussion

Figure 1 shows qualitatively the comparison between observed and model estimated vertical dispersion coefficients. A satisfactory global agreement is observed.

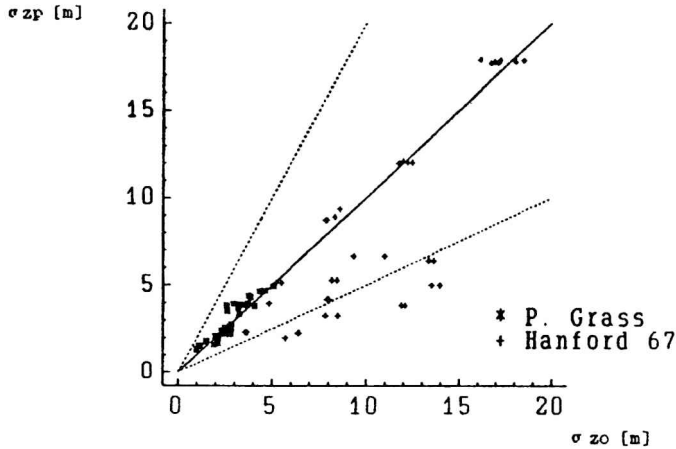


Fig. 1: Comparison of model predicting vertical dispersion coefficients (with those obtained from data)

The vertical dispersion coefficient is slightly underestimated, in the mean, with the proposed model. The observed coefficients show a slightly greater variability than the predicted ones. 15% of underestimated values is found in a factor less than or equal to 0.5.

In Table I it can be seen that root mean square error ( $RMSE_{\nu}$ ) is due mainly to unsystematic errors ( $RMSE$ ). The mean fractional error (MFE) shows mean underestimation factors of 0.85 with a 38% standard deviation (MFESD). There is an important observed-proposed values agreement ( $d$ =index of agreement). The linear regression parameters ( $a$ =intercept,  $b$ =slope,  $r^2$ =coefficient of determination) show a good correlation.

	$\sigma_z$			$A_z$	$K_z$
	MODEL	BRIGGS	SMITH-HOSKER	MODEL	MODEL
MBE	1.07	-14	-10	-0.089	-0.164
$S_d^2$	6.30	1477	663	0.065	0.975
RMSE	2.72	40.71	27.52	0.269	0.995
RMSE <sub>u</sub>	2.34	33.70	20.86	0.211	0.744
RMSE <sub>s</sub>	1.38	22.84	17.95	0.166	0.660
MFE	0.16	-0.65	-0.45	0.095	-0.073
MFESD	0.38	0.49	0.45	2.92	0.20
d	0.917	0.215	0.337	0.926	0.855
a	0.101	-10.08	-9.88	0.291	1.582
b	0.821	4.69	4.05	0.743	0.592
$r^2$	0.745	0.314	0.471	0.787	0.608
N	80	80	80	80	80

MBE: Mean bias error  $S_d^2$ : Variance of the differences

RMSE: Root mean square error

RMSE<sub>u</sub>: Unsystematic root mean square error

RMSE<sub>s</sub>: Systematic root mean square error

MFE: Mean fractional error

MFESD: Mean fractional error standard deviation.

d: Index of agreement

a: Intercept b: Slope  $r_2$ : Coefficient of determination

Table 1: Statistical measurements calculated for the comparison of predicted vertical dispersion, skewness and kurtosis coefficients with those obtained from observational data.

Figs. 2 and 3 present the resulting comparison of semiempirical vertical dispersion coefficients estimated with the expressions proposed by Briggs (1973) and Hosker (1973) with experimental data. In both cases, a higher departure than that obtained in the previous comparison is noted. In general, a great overestimation of vertical dispersion coefficients is found with the two models, especially for the Briggs' curve system. Furthermore, a higher variability in the values obtained from semiempirical curves is observed.



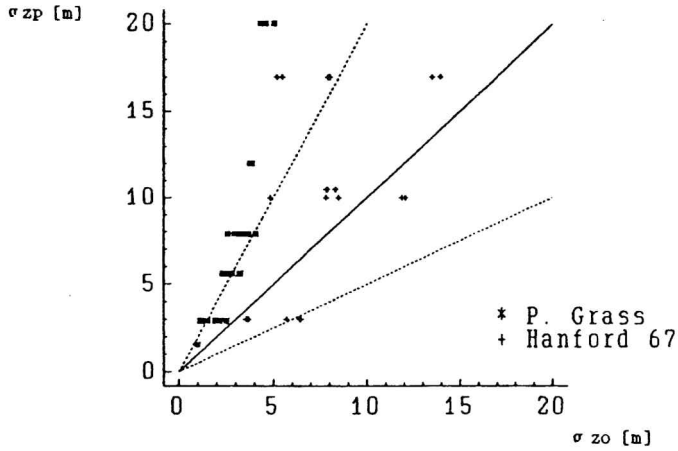


Fig. 2: Comparison of vertical dispersion coefficients predicted by Briggs formulas ( $C_{zp}$ ) with those obtained from data ( $C_{zc}$ ).

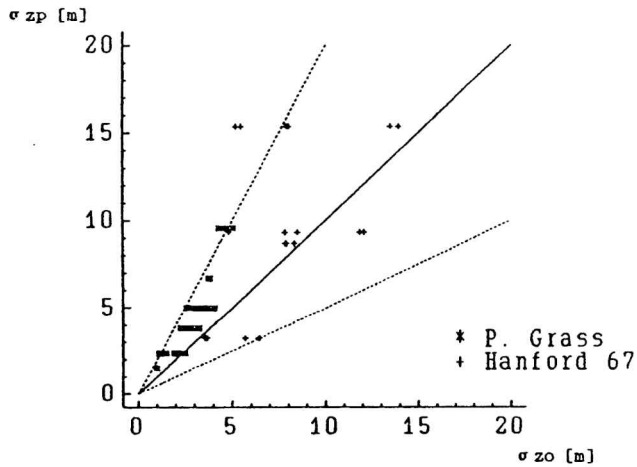


Fig. 3: Comparison of vertical dispersion coefficients predicted by Hosker's formulas ( $C_{zp}$ ) with those obtained from data ( $C_{zc}$ ).

The global agreement between proposed and observed values is, in general, relatively small.

For Briggs' curves, 61% of overestimated values is found in a factor greater than or equal to 2, and for Smith-Hosker's curves the proportion is 29%. 2.5% of underestimated values is observed in a factor less than or equal to 0.5, for Briggs' curves.

In Table I it is observed that there is a great variance of the differences ( $S_d^2$ ), between observed and theoretical values. The larger contribution to mean square error is due to unsystematic errors. The agreement between semiempirical values and observational data is low.

Mean fractional errors show overestimation factors from 1.6 to 2, with great standard deviations (nearly 50%).

The linear regression coefficients point out, in coincidence with the other parameters, a departure from the best fitting.

Figure 4 shows the comparison of skewness coefficients estimated from numerical simulations with those obtained from observational data. It is of interest to point out that most skewness coefficients, both observed and proposed, are greater than zero.

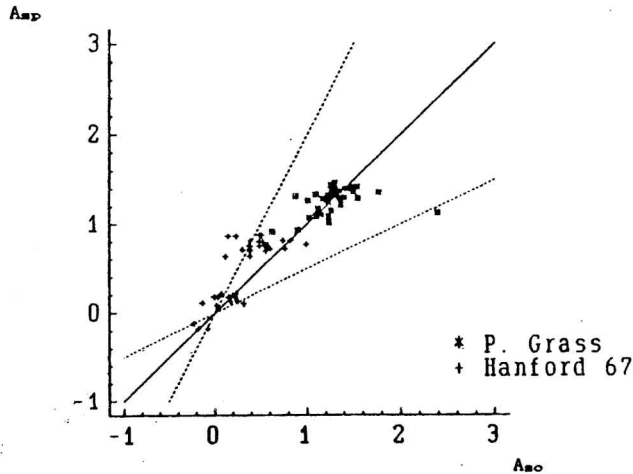


Fig. 4: Comparison of model predicted skewness coefficients ( $A_{zp}$ ) with those obtained from data ( $A_{zc}$ )

In general a slight overestimation of skewness coefficients from the proposed model is noted. The variability of the observed values is greater than that of the predicted ones. There is 16% of overestimated values in a factor greater than or equal to 2, and 5% underestimated in a factor less than or equal to 0.5.

In Table I it can be seen that the mean square error is due in a larger proportion to unsystematic errors.

The mean fractional error, in opposition to the other parameters, shows a very slight underestimation of skewness coefficients, in a factor 0.91, with an important standard deviation.

The index of agreement shows a satisfactory relation between proposed and experimental coefficients. A similar conclusion is obtained from the linear regression parameter values.

Figure 5 presents the comparison results for kurtosis coefficients.

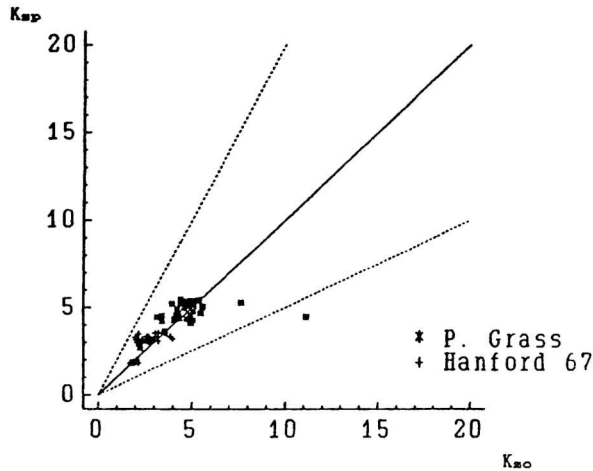


Fig.5: Comparison of model predicted kurtosis coefficients ( $K_{zp}$ ) with those obtained from data ( $K_{zo}$ )

For the Prairie Grass data most of the kurtosis coefficients are greater than 3. In the case of Hanford-67 Project, the major proportion is different from 3.

A very small mean difference is found between predicted and observed kurtosis coefficients, and, on the other hand, the latter show greater variability.

The global agreement between proposed and observed values is acceptable.

There is only one observed kurtosis coefficient underestimated by the model in a factor less than or equal to 0.5.

In Table I it can be seen that the mean fractional error shows a slight overestimation of observed kurtosis coefficients, with an associated factor of 1.07 and 20% standard deviation. Unsystematic errors compound, in a larger proportion, the mean square error. The index of agreement shows a satisfactory predicted-observed relation.

Linear regression parameters suggest a departure from the best fitting.

## 5. Conclusions

In general, vertical concentration distributions show a departure from a gaussian shape. This is related with vertical variations of wind speed and eddy diffusivity and with the influences of surface and top mixing height.

Vertical dispersion coefficients proposed by other methodologies and those obtained from observational data show less agreement than that found in the comparison of the model predicted coefficients with data.

The vertical dispersion, skewness and kurtosis coefficients computed by the model are in reasonable agreement with the experimental data.

## References

- Barad, M.L. (ed); 1958 : Project Prairie Grass, a field program in diffusion, Geophysical Research Paper, N° 59, Vols. I - II, G.R.D., A.F.C.R.C., Bedford, Mass.
- Briggs, G. A. ; 1973 : Diffusion Estimation for Small Emissions, ATDL Contribution File N- 79, Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory.
- Businger, J.A.; 1982 : Equations and concepts, Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling, ed. F.T.M. Nieuwstadt and H. van Dop, D. Reidel Pub. Co., 1-36.
- Businger, J. A. , Wyngaard, J.C. , Izumi, Y. and Bradley, E.F. ; 1971 : Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 181-189.
- Gifford, F. A.; 1961 : Use of routine meteorological observations for estimating atmospheric dispersion, *Nucl. Safety*, 2, 47-51.
- Hosker, R. P., Jr.; 1973 : Estimates of dry deposition and plume depletion over forests and grassland, in *Physical Behavior of Radioactive Contaminants in the Atmosphere*, Symposium Proceedings, International Atomic Energy Agency, Vienna.
- Nickola, P.W. ; 1977 : The Hanford 67-Series: A volume of atmospheric field diffusion measurements, PNL-2433, Battelle Northwest Laboratories, Richland, WA, U.S.A.
- Panofsky, H.A. and Dutton, J.A.; 1984 : *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons Inc., New York.
- Pasquill, F. and Smith, F.B.; 1983 : *Atmospheric Diffusion*, 3<sup>rd</sup> edition, John Wiley & Sons Inc., New York.
- Smith, F. B.; 1972 : A Scheme for Estimating the Vertical Dispersion of a Plume from a Source near Ground Level, in *Proceedings of the Third Meeting of the Expert Panel on Air Pollution Modeling*, Report NATO-CCMS-14, NATO, Brussels.
- Ulke, A.G., 1992: *Difusión y depósito de contaminantes emitidos en la capa límite atmosférica*, Tesis Doctoral, Depto. de Ciencias de la Atmósfera, FCEyN, Universidad de Buenos Aires.
- van Buijtenen, C.J.P., Holland, J. and van Leeuwen, D. ; 1973: A numerical diffusion model for continuous releases, *Boundary Layer Met.*, 5, 275-283.
- Wallington, C.E. ; 1968 : Numerical solution of Atmospheric Diffusion Equations, J.W. Arrowsmith Ltd., England.
- Wieringa, J. ; 1980 : A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup-anemometer overspeeding, *Boundary Layer Meteorol.*, 18, 411-430.
- Willmott, C.J. ; 1982 : Some Comments on the Evaluation of Model Performance, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 66, 11, 1309-1313 .
- Yokoyama, O. Gamo, M. and Yamamoto, S. ; 1979 : The vertical profiles of the Turbulence Quantities in the Atmospheric Boundary Layer, *J. of the Met. Soc. of Japan*, 57, 3, 264-272.



## PARAMETRIZACION DE LA RADIACION EN MODELOS DE CIRCULACION GENERAL DE LA ATMOSFERA

Sandra C.B. Barreira \*

*Depto. de Meteorología. Fac. de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires  
Buenos Aires, República Argentina*

### Resumen

El presente trabajo muestra los resultados alcanzados al incluir en un modelo de circulación general de la atmósfera hemisférico de cinco niveles, los procesos físicos de radiación solar y terrestre. El análisis se limitó a los campos de temperatura resultantes de integrar el modelo durante cinco días, aunque no se descartan las influencias producidas por la radiación sobre otros campos, tales como presión de superficie o geopotencial de los niveles y, por lo tanto, en las velocidades del aire. Se realizaron varios experimentos incluyendo o no procesos radiativos y procesos de difusión vertical del viento y la temperatura. El efecto medio producido tanto por la radiación como por la difusión vertical no es constante en todos los niveles. Los niveles  $\sigma = 0,1$  y  $0,9$  se enfrían por efecto radiativo y se calientan por efecto difusivo. En los demás niveles ocurre lo contrario. Tanto el mayor calentamiento como el mayor enfriamiento obtenido se registraron en  $\sigma = 0,3$  y ascienden a  $1,2^\circ$  / día y  $-0,1^\circ$  / día respectivamente. Estos resultados deben tomarse en forma cualitativa, ya que el modelo pudo integrarse por un período de solo 5 días y la radiación solar es la correspondiente al mediodía del lugar.

### Abstract

The results of including the physical processes of solar and terrestrial radiation in an hemispheric five level general circulation model of the atmosphere are shown in the present paper. The analysis was limited to the temperature fields resulting after a five days integration of the model, but it is known that the radiation affects others fields like surface pressure or  $\sigma$  - level geopotential, and, for this reason, the air velocity. Several experiments including or not the radiation and the diffusion of temperature and velocity were developed. The mean effects of radiation and diffusion are not constant with height. The  $\sigma$  levels 0.1 and 0.9 are cooled by radiation and warmed by diffusion while in the others levels the opposite occurs. The biggest heating and cooling rates obtained were registered at  $\sigma = 0.3$  with values of  $1.2^\circ$  / day and  $-0.1^\circ$  / day. This results must be taken in a qualitative way, because the model could only be integrated during five days and the incident radiation is the corresponding to the local noon.

### 1. Introducción

El presente trabajo muestra los resultados alcanzados al incluir en un modelo de circulación general de la atmósfera (MCGA) hemisférico de cinco niveles en la vertical los procesos físicos de radiación solar y terrestre. El MCGA que se utiliza, desarrollado por M. Nuñez (1980) sobre la base del modelo de la Oficina Meteorológica Inglesa, se basa en la integración de una forma discreta de las ecuaciones llamadas primitivas, utilizando como coordenada vertical  $\sigma$  (sigma), que es la presión normalizada por la presión de superficie. La región de integración abarca el Hemisferio Sur. El reticulado es de  $5^\circ$  de latitud por  $10^\circ$  de longitud. Los niveles verticales del modelo corresponden a 0,1, 0,3, 0,5, 0,7 y 0,9.

## 2. Ecuaciones del modelo

Las ecuaciones sobre una esfera, con la aproximación hidrostática, pueden escribirse para este modelo como sigue:

### 2.1. Ecuaciones de movimiento

$$\frac{\partial(p^*u)}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial(p^*uu)}{\partial \lambda} + \frac{(p^*uv \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial(p^* \bar{u}u)}{\partial \sigma} + p^*v \frac{(f + u \tan \varphi)}{a} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ p^* \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + RT \frac{\partial p^*}{\partial \lambda} \right] = F_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial(p^*v)}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial(p^*uv)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(p^*vv \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial(p^* \bar{v}v)}{\partial \sigma} + p^*u \frac{(f + u \tan \varphi)}{a} + \frac{1}{a} \left[ p^* \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + RT \frac{\partial p^*}{\partial \varphi} \right] = F_v \quad (2)$$

### 2.2. Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial(p^*u)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(p^*v \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial(p^* \bar{v})}{\partial \sigma} = 0 \quad (3)$$

### 2.3. Ecuación termodinámica

$$\frac{\partial(p^*T)}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \varphi} \left[ \frac{\partial(p^*uT)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(p^*vT \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial(p^* \bar{v}T)}{\partial \sigma} = 0 \quad (4)$$

$$-\frac{XTW}{\sigma} = Ft + \left[ \frac{\partial(p^*T)}{\partial t} \right] \text{ Rad}$$

#### 2.4. Ecuación hidrostática

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} + \frac{RT}{\sigma} = 0 \tag{5}$$

Los símbolos y letras empleados en las ecuaciones anteriores son los usuales en meteorología:  $u$  y  $v$  son las componentes zonal y meridional del viento, respectivamente;  $p^*$  es la presión en la superficie del suelo;  $\sigma$  es la presión normalizada por la presión de superficie  $\sigma = p/p^*$ ;  $T$  es la temperatura;  $\Phi$  es la altura geopotencial (en este caso de una superficie de valor constante para  $\sigma$ );  $\varphi$  es la latitud;  $\lambda$  es la longitud;  $a$  es el radio medio terrestre;  $f$  es el parámetro de Coriolis;  $R$  es la constante de los gases para el aire;  $C_p$  es el calor específico a presión constante;  $X = R/C_p$ ;  $\bar{w} = d\sigma/dt$  es la velocidad vertical en coordenadas  $x$ ,  $y$ ,  $p$  y  $F_u$ ,  $F_v$  y  $F_t$  son las tasas de cambio en la cantidad de movimiento para  $u$ , para  $v$  y para  $T$ , respectivamente como resultado de la difusión lateral. El término  $[d(p^*T)/dt]\text{Rad}$  se explicará en la próxima sección.

Los términos de difusión lateral se expresan mediante una simple formulación lagrangeana, con coeficientes de difusión constantes. Por lo tanto, los términos nombrados pueden evaluarse a partir de las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} F_u &= K \nabla \cdot (p^* \nabla u) \\ F_v &= K \nabla \cdot (p^* \nabla v) \\ F_t &= K \nabla \cdot (p^* \nabla T) \end{aligned} \tag{6}$$

donde  $\nabla$  es el operador gradiente para una superficie  $\sigma$  constante.

Si se especifican los valores de  $F_u$ ,  $F_v$  y  $F_t$  como funciones de las variables independientes o dependientes y se dan las condiciones de frontera adecuadas, el conjunto de ecuaciones (1) a (5) forma un sistema cerrado. La figura 1 ilustra la distribución espacial de las variables para el presente modelo.



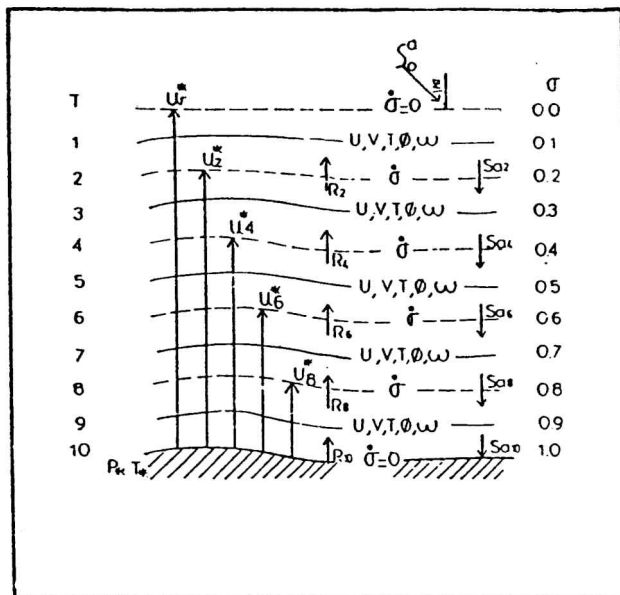


Fig. 1: Distribución espacial de las variables del modelo

El esquema de diferencias finitas elegido para resolver el sistema de ecuaciones discretizadas, hace que todas las variables sean definidas en los mismos puntos del reticulado en el plano horizontal. En la vertical, todas las variables se definen en el centro de cada capa, excepto la velocidad vertical  $\sigma$ , que se define en los bordes de las capas. En el caso de incluir la radiación, los flujos radiativos  $R_n$  y  $S_n$  también se definen en los bordes de las capas. Para una mayor descripción del modelo y de la aproximación en diferencias finitas utilizadas, consultar a Nuñez (1980).

### 3. Descripción del modelo de radiación utilizado

La inclusión de la radiación en el modelo de circulación general se hace a través de la parametrización desarrollada previamente y descrita en Nuñez y Barreira (1985) y la misma está representada por el término  $[d(p^*T)/dt]_{\text{Rad}}$  que aparece en la ecuación (4). El mismo, siguiendo a Manabe y Strickler (1964) tiene la forma:

$$\left[ \frac{\partial p^* T}{\partial \alpha} \right]_{\text{Rad}} = \frac{p^* Q}{C_p} \quad (7)$$

donde Q es el calentamiento debido a los procesos radiativos y  $C_p$  es el calor latente a presión constante. El término Q puede separarse en dos parte; esto es:

$$Q = Q_{rl} + Q_{rs} \quad (8)$$

donde  $Q_{rs}$  y  $Q_{rl}$  son los calentamiento o enfriamientos debidos a la absorción de radiación solar y de radiación de onda larga respectivamente.

$Q_{rl}$  se computa usando la siguiente ecuación:

$$Q_{rl} = \frac{g}{p^*} \frac{\partial R_\sigma}{\partial \sigma} \quad (9)$$

en esta ecuación tenemos que  $R_\sigma$  es el flujo neto hacia arriba de radiación de onda larga en el nivel  $\sigma$  y se obtiene como función de la temperatura y de la distribución vertical de los absorbentes.

$Q_{rs}$  está representado por:

$$Q_{rs} = \frac{-g}{p^*} \left[ \frac{\partial S_\sigma}{\partial \sigma} - \frac{\partial RS_\sigma}{\partial \sigma} \right] \quad (10)$$

donde  $S_\sigma$  es la insolación en el nivel y  $RS_\sigma$  es la radiación solar reflejada en el mismo nivel  $\sigma$ . g en las ecuaciones (9) y (10) es la gravedad.

Por lo tanto la ecuación (7) resulta:

$$\left[ \frac{\partial p^* T}{\partial \alpha} \right]_{\text{Rad}} = \frac{g}{C_p} \left[ \frac{\partial R_\sigma}{\partial \sigma} - \frac{\partial S_\sigma}{\partial \sigma} + \frac{\partial RS_\sigma}{\partial \sigma} \right] \quad (11)$$

Para computar la transferencia radiativa en la tropósfera, se eligió el esquema desarrollado por A. Katayama (1972) que presenta una forma simplificada de calcular los flujos de onda corta y onda larga (para cielos claros y nublados). En el mismo se define una función de transmisión media pesada para la radiación de onda larga. Los factores de interpolación que se necesitan para calcular la función de transmisión, se parametrizan como función de parámetros físicos tales como espesor de la capa, presión y relación de mezcla en el nivel de referencia.

El proceso para calcular la radiación solar esta significativamente simplificado por la introducción de dos conceptos básicos. El primero es que el espectro de radiación solar puede dividirse en una parte dispersada para la cual la dispersión de Rayleigh es importante pero la absorción del vapor de

agua es despreciable, y una parte absorbida para la cual la absorción del vapor de agua es importante pero la dispersión de Rayleigh es despreciable. El segundo concepto es el de una cantidad de vapor de agua equivalente a una nube, la que absorbe la misma cantidad de radiación que la nube.

En los experimentos de acople del modelo de radiación al de circulación general, no se han considerado días con nubosidad, ya que el modelo de circulación general no contempla a la humedad como una variable del mismo. También posee variaciones diarias y latitudinales de la radiación.

### 3.1. Ecuaciones para un modelo de cinco niveles sin nubosidad

#### 3.1.1. Onda Corta

$$\begin{aligned} Sa2 &= So^* (1 - A(DT2)) \\ Sa4 &= So^* (1 - A(DT4)) \\ Sa6 &= So^* (1 - A(DT6)) \\ Sa8 &= So^* (1 - A(DT8)) \\ Sa10 &= So^* (1 - A(DT10)) \\ Ss10 &= So^* (1 - \alpha_o)/(1 - \alpha_o \alpha_s) \\ S10 &= (1 - \alpha_s)(Sa10 + Ss10) \end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned} DT2 &= (u_1^* - u_2^*) \sec Z \\ DT4 &= DT2 + (u_2^* - u_4^*) \sec Z \\ DT6 &= DT4 + (u_4^* - u_6^*) \sec Z \\ DT8 &= DT6 + (u_6^* - u_8^*) \sec Z \\ DT10 &= DT8 + (u_8^* - u_{10}^*) \sec Z \end{aligned}$$

#### 3.1.2. Onda Larga

$$\begin{aligned} R2 &= \sigma T_c^4 \Upsilon_{\rightarrow 2} + \tau_{\rightarrow 2} \Delta B_{c2} + \frac{1 + m_2^+ \tau_{24}}{1 + m_2^+} \Delta B_{24} + \frac{\tau_{42} + \tau_{62}}{2} \\ &\quad \Delta B_{46} + \frac{\tau_{62} + \tau_{82}}{2} \Delta B_{68} + \frac{\tau_{82} + \tau_{102}}{2} \Delta B_{810} \\ R4 &= \sigma T_c^4 \Upsilon_{\rightarrow 4} + \tau_{\rightarrow 4} \Delta B_{c2} + \frac{1 + m_4^- \tau_{24}}{1 + m_4^-} \Delta B_{24} + \frac{1 + m_4^+ \tau_{64}}{1 + m_4^+} \end{aligned}$$

$$\Delta B_{46} + \frac{\tau_{64} + \tau_{84}}{2} \Delta B_{68} + \frac{\tau_{84} + \tau_{104}}{2} \Delta B_{810}$$

$$R6 = \sigma T_c^4 \Upsilon_{\infty 6} + \tau_{\infty 6} \Delta B_{c2} + \frac{\tau_{26} + \tau_{46}}{2} \Delta B_{24} + \frac{1 + m_6^- \tau_{46}}{1 + m_6}$$

$$\Delta B_{46} + \frac{1 + m_6^+ \tau_{86}}{1 + m_6^+} \Delta B_{68} + \frac{\tau_{86} + \tau_{102}}{2} \Delta B_{810}$$

$$R8 = \sigma T_c^4 \Upsilon_{\infty 8} + \tau_{\infty 8} \Delta B_{c2} + \frac{\tau_{28} + \tau_{48}}{2} \Delta B_{24} + \frac{\tau_{48} + \tau_{68}}{2}$$

$$\Delta B_{46} + \frac{(1 + m_8^- \tau_{68})}{1 + m_8^-} \Delta B_{68} + \frac{(1 + m_8^+ \tau_{810})}{1 + m_8^+} \Delta B_{810}$$

$$R10 = \sigma T_c^4 \Upsilon_{\infty 10} + \tau_{\infty 10} \Delta B_{c2} + \frac{\tau_{210} + \tau_{410}}{2} \Delta B_{24} + \frac{\tau_{410} + \tau_{610}}{2}$$

$$\Delta B_{46} + \frac{\tau_{610} + \tau_{810}}{2} \Delta B_{68} + \frac{(1 + m_{10}^- \tau_{810})}{1 + m_{10}^-} \Delta B_{810}$$

donde  $S_{ai}$  es el flujo hacia abajo en el nivel  $i$  de la parte absorbida de la radiación solar;  $S_o^* = 0,349 S_o \cos Z$ , es la parte absorbida de la radiación solar;  $S_o$  es la constante solar y  $Z$  es el ángulo cenital del sol.  $A(X) = 0,271 (X) \exp 0,303 X$  es la función de absortividad.  $DT_i$  es la longitud del camino óptico de la capa entre el tope y el nivel  $i$ .  $S_{s10}$  es la parte dispersada de la radiación solar que llega a la superficie terrestre;  $S_o = 0,651 S_o \cos Z$  es la parte dispersada de la radiación solar.  $\alpha_o$  es el albedo de una atmósfera clara y  $\alpha_s$  es el albedo de la superficie.  $u_i^*$  es la cantidad efectiva de vapor de agua desde superficie hasta el nivel  $i$ .  $R_i$  es el flujo neto hacia arriba en el nivel  $i$ .  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzman;  $T_c$  es la temperatura crítica y  $\tau_{ij}$  y  $\Upsilon_{ij}$  son las funciones de transmisión medias pesadas.  $m_i$  son los factores de interpolación;  $\Delta B_{ij} = \sigma T_j^4 - \sigma T_i^4$ ;  $S_{10}$  es la absorción de la superficie terrestre;  $C_p$  es el calor latente a presión constante y  $T$  es la temperatura.

Los campos iniciales se muestran en las figuras 2, 3, 4, 5 y 6 para los niveles  $\sigma = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$  y  $0,9$  respectivamente.

## Barreira

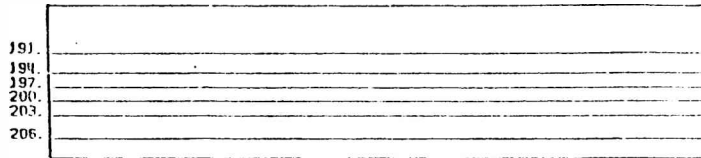


Fig. 2: Campo inicial de temperatura para  $\sigma = 0,1$ .

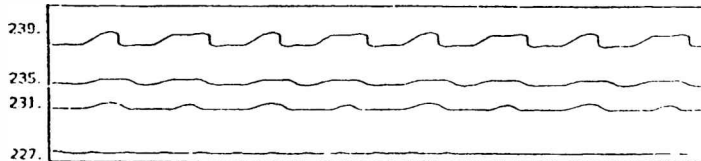


Fig.3: Campo inicial de temperatura para  $\sigma = 0,3$ .

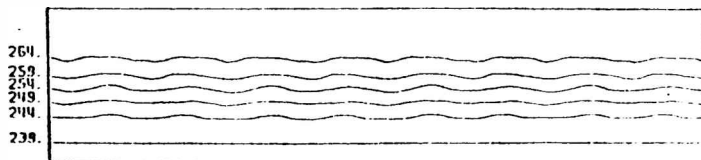


Fig. 4: Campo inicial de temperatura para  $\sigma = 0,5$ .

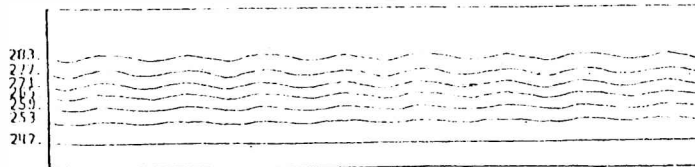


Fig. 5: Campo inicial de temperatura para  $\sigma = 0,7$ .

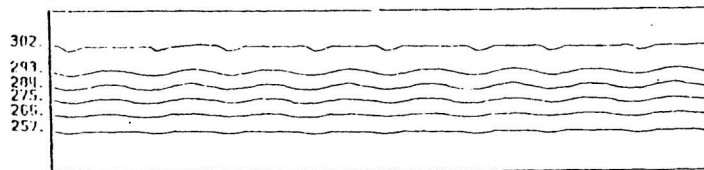


Fig. 6: Campo inicial de temperatura para  $\sigma = 0,9$ .

#### 4. Experimentación numérica

Se realizaron seis experimentos diferentes con el modelo de circulación general. Cada experimento corrió durante 5 días. Los experimentos realizados fueron:

##### 4.1. Experimentación numérica sin difusión vertical y sin radiación

En este caso la superficie de contorno inferior es el mar y la temperatura del mismo permanece constante durante todo el tiempo de integración del modelo de circulación general (M.C.G.A.). Se llamará a este experimento E1.

#### **4.2. Experimentación numérica con difusión vertical y sin radiación**

La condición de frontera inferior es la misma que para el punto 4.1., es decir, se supone al mar con capacidad calórica infinita y, por lo tanto, la temperatura de la superficie permanece constante. Experimento E2.

#### **4.3. Experimentación numérica sin difusión vertical y con radiación**

En este caso también la temperatura de superficie es constante e igual a su valor inicial y la superficie de contorno es el mar. Experimento E3.

#### **4.4. Experimentación numérica con difusión vertical y con radiación**

También tenemos como superficie de contorno el mar y la temperatura constante. Experimento E4.

#### **4.5. Experimentación numérica sin difusión vertical y con radiación**

En este caso la temperatura de la superficie terrestre varía cada 24 horas, ya que para obtenerla se utiliza una ecuación de balance de radiación de superficie. Se consideró en este caso que la superficie terrestre estaba compuesta por agua exclusivamente. Experimento E5.

#### **4.6. Experimentación numérica sin difusión vertical y con radiación**

En este caso también la temperatura de superficie varía, pero ahora se hace considerando la superficie compuesta por tierra para calcular la ecuación de balance. Experimento E6. La inclusión de la radiación se realiza, en los experimentos, en todos los pasos temporales, pero se la varía una vez cada 24 horas.

### **5. Analisis de Resultados**

Se limitará el presente trabajo al análisis de los resultados obtenidos de los campos de temperatura, aunque no se puede descartar la influencia de los cambios producidos por la radiación sobre otros campos tales como presión de superficie o geopotencial de los niveles y, por lo tanto, en las velocidades horizontales  $u$  y  $v$ .

#### **5.1. Análisis de los campos de temperatura**

Se limitará a analizar únicamente los resultados de los experimentos E1 a E4.

Del análisis de los campos de temperatura con respecto a los iniciales se ve que los valores no han variado demasiado pero las ondas se han desplazado hacia el oeste. Comparando los campos resultantes del quinto día de E1 y E2 se ve que el nivel que más difiere es el  $\sigma = 0.9$  que tiene ondas menos marcadas en E2 (ver fig.7 y 8). Comparando E1 y E3 se ven ondas menos marcadas en  $\sigma = 0,1$  (fig. 9 y 10) y más marcadas en  $\sigma = 0,7$  para E3 (fig. 11 y 12) y los niveles 0,3 y 0,5 son más calientes (fig. 13, 14, 15 y 16). Comparando E3 con E4 vemos que los niveles 0,1 y 0,9 son similares y los niveles 0,3 y 0,5 son más calientes en E4 (fig. 17 y 18).

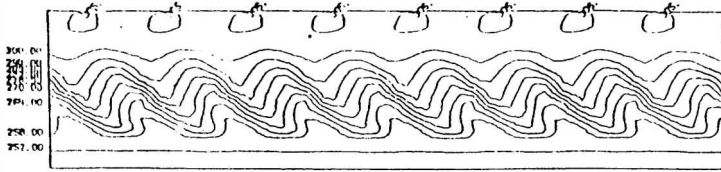


Fig.7: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0.9$ , experimento E1.

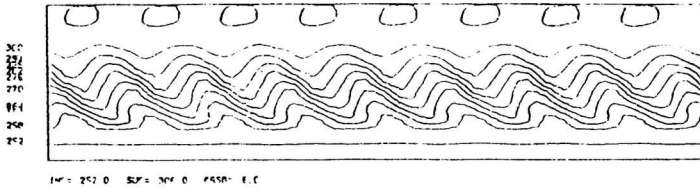


Fig.8: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0.9$ , experimento E2.

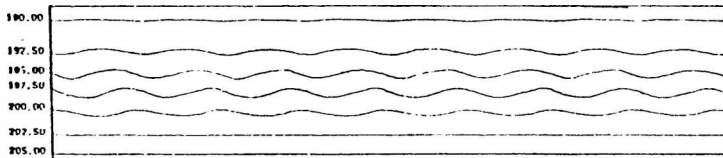


Fig. 9: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0.1$ , experimento E1.



Barreira

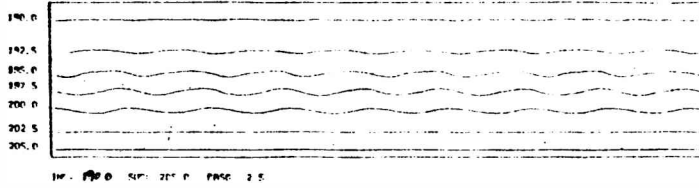


Fig. 10: . Campo de temperatura (5° dia) para  $\sigma = 0.1$ , experimento E3.

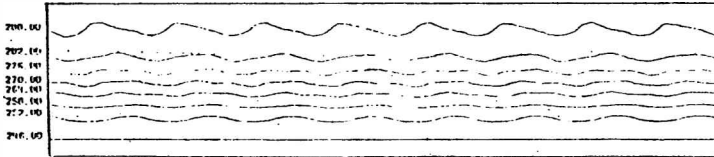


Fig. 11: Campo de temperatura (5° dia) para  $\sigma = 0.7$ , experimento E1.

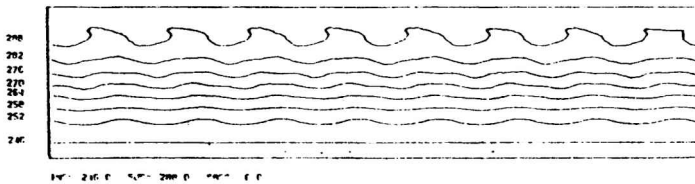
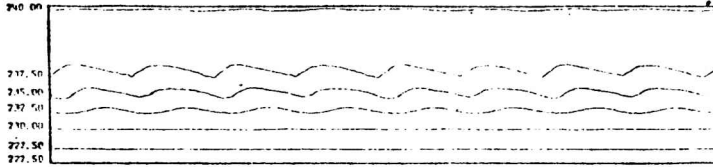
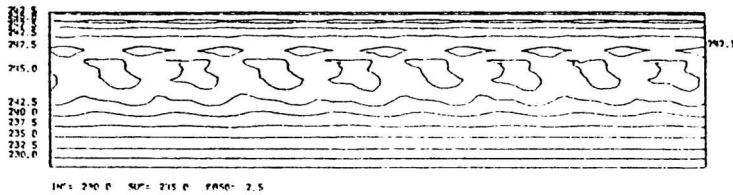


Fig. 12: Campo de temperatura (5° dia) para  $\sigma = 0.7$ , experimento E3.

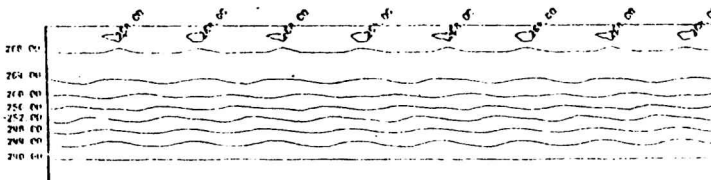
*Parametrización de la Radiación en modelos de ...*



*Fig. 13: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0,3$ , experimento E1.*



*Fig. 14: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0,3$ , experimento E3.*



*Fig. 15: Campo de temperatura (5° día) para  $\sigma = 0,5$ , experimento E1.*

Barreira

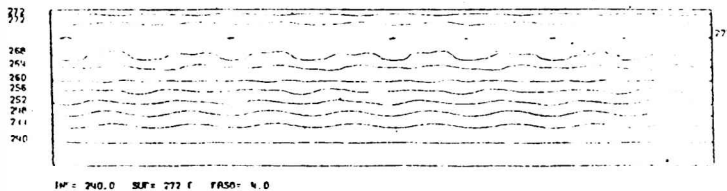


Fig. 16: Campo de temperatura (5º dia) para  $\sigma = 0,5$ , experimento E3.

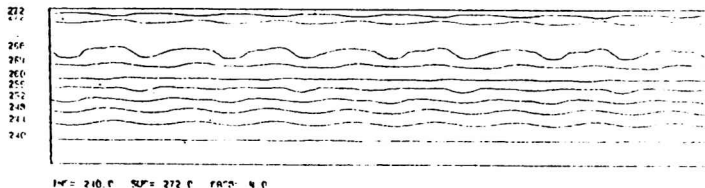


Fig. 17: Campo de temperatura (5º dia) para  $\sigma = 0,3$ , experimento E4.

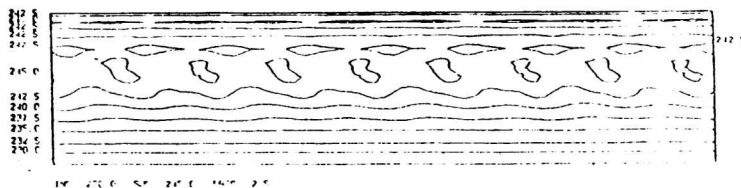


Fig. 18: Campo de temperatura (5º dia) para  $\sigma = 0,5$ , experimento E4.

### 5.2. Análisis de las diferencias de dos días

Se calcularon las diferencias de temperatura entre un día y el siguiente para poder estudiar el calentamiento diario en cada experimento.

Se referirá a los experimentos E3 y E4. En general, dan resultados similares mostrando una estabilización con el paso de los días. El nivel  $\sigma = 0,1$  muestra un leve enfriamiento (fig.19).

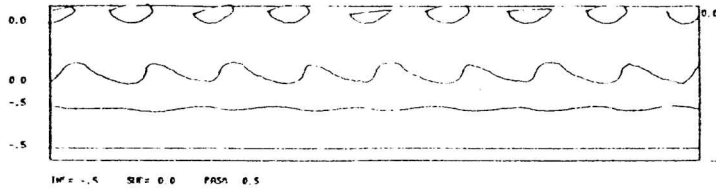


Fig. 19: Campo de diferencias de temperatura entre el 2do. y 3er. día para el experimento E3 y  $\sigma = 0,1$ .

Los niveles  $\sigma = 0,3, 0,5$  y  $0,7$  presentan calentamiento diario (fig. 20, 21 y 22). En E3 existen regiones de enfriamiento y calentamiento en latitudes medias (fig. 23). Todas las diferencias tienden a ser menores con el paso del tiempo.

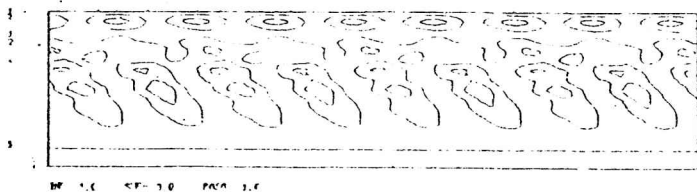


Fig. 20: Campo de diferencias de temperatura entre el 1ro. y 2do. día para el experimento E4 y  $\sigma = 0,3$ .

Barreira

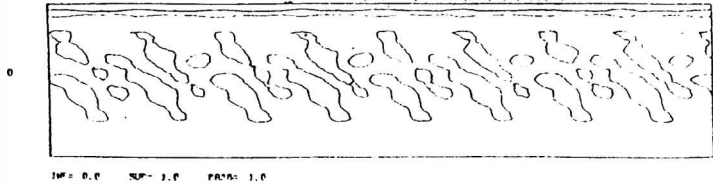


Fig. 21: Campo de diferencias de temperatura entre el 3ro. y 4to. día para el experimento E3 y  $\sigma = 0.5$ .

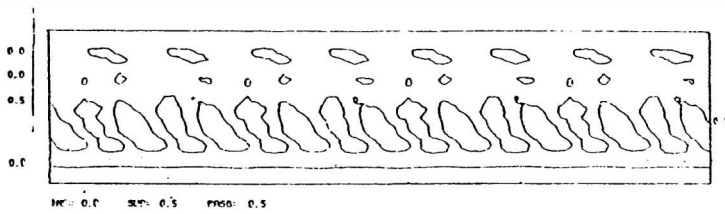


Fig. 22: Campo de diferencias de temperatura entre el 2do. y 3er. día para el experimento E4 y  $\sigma = 0.7$ .

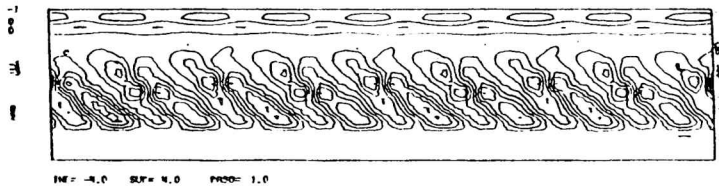


Fig. 23: Campo de diferencias de temperatura entre el 4to. y 5to. día para el experimento E3 y  $\sigma = 0.9$ .

### 5.3. Análisis de diferencias entre experimentos

Se calcularon las diferencias de temperatura obtenidas cada día entre dos experimentos que se utilizaron como referencia (experimentos E1 y E2) y los otros experimentos. Las diferencias se calcularon restando a los valores del experimento referencia, los valores de los otros experimentos.

De las diferencias entre E1 y E3, y E2 y E4 se ve que el nivel  $\sigma = 0,1$  es más caliente sin radiación salvo en la zona polar (fig. 24). Los demás niveles son más fríos en el caso sin radiación (fig. 25). Las diferencias entre experimentos aumentan con el paso de los días. El nivel 0,9 es más caliente, en el caso sin radiación, en latitudes subtropicales y ecuatoriales (fig. 26). En ambos casos se compara un experimento sin radiación con uno con radiación.

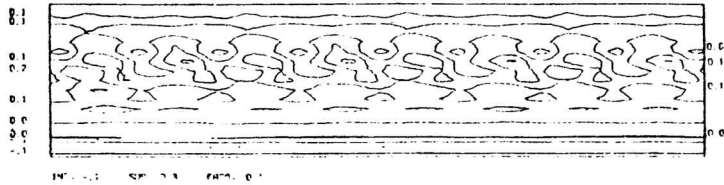


Fig. 24: Campo de diferencias de temperatura entre los experimentos E1 y E3 para el 3er. día y  $\sigma = 0,1$ .

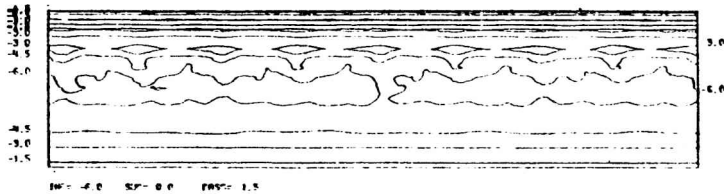


Fig. 25: Campo de diferencias de temperatura entre los experimentos E1 y E3 para el 4to. día y  $\sigma = 0,3$ .

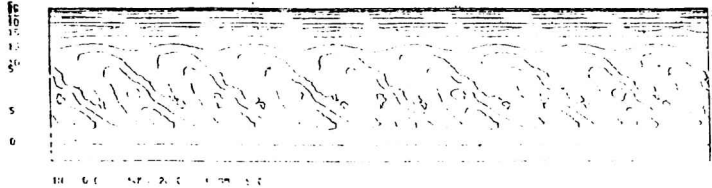


Fig. 26: Campo de diferencias de temperatura entre los experimentos E2 y E4 para el 5to. día y  $\sigma = 0,9$ .

#### 5.4. Análisis de los valores medios

Se han calculado los valores medios por círculo de latitud de la temperatura para cada experimento y para cada día.

También se realizó lo mismo para la diferencia de dos días o calentamiento diario y para la diferencia entre dos experimentos distintos.

Refiriéndose a los calentamientos o enfriamientos diarios (ver tablas 1, 2, 3 y 4) se puede decir que estos tienden a disminuir con el paso de los días, que el nivel  $\sigma = 0,1$  en promedio se enfría y lo hace más en el experimento E4 que en los otros tres. Los niveles  $\sigma = 0,3$  y  $0,5$  se calientan cada vez menos pero en los casos sin radiación puede tender a enfriarse como en el E2. El nivel  $\sigma = 0,7$  se calienta en todos los experimentos mostrando en los casos con difusión menor calentamiento promedio. El nivel  $\sigma = 0,9$ , se calienta del Polo a latitudes medias y de allí al Ecuador se enfría. La radiación tiende a enfriar este nivel y la difusión a calentarlo como se pudo comprobar del análisis de los resultados medios. Refiriéndose a las diferencias promedio entre dos experimentos, se puede decir que los niveles  $\sigma = 0,1$  y  $0,9$  se enfrían por efecto radiativo y los niveles  $\sigma = 0,3$ ,  $0,5$  y  $0,7$  se calientan por efecto radiativo.

## 6. Conclusiones

Estas son las primeras experiencias realizadas en el país incluyendo un proceso físico tal como es la radiación en un modelo de pronóstico numérico, por lo tanto no deben tomarse los resultados alcanzados en forma cuantitativa sino cualitativa. Se considera que debería ahondarse más en el problema para poder llegar a mejores resultados.

Tanto los efectos medios producidos por la radiación como por la difusión vertical pueden apreciarse en la siguiente tabla:

### *Parametrización de la Radiación en modelos de ....*

Nivel	Efecto radiación	Efecto difusión
$\sigma = 0,1$	enfria $-0,03^\circ/\text{día}$	calienta $0,01^\circ/\text{día}$
$\sigma = 0,3$	calienta $1,20^\circ/\text{día}$	enfria $-0,10^\circ/\text{día}$
$\sigma = 0,5$	calienta $0,35^\circ/\text{día}$	enfria $-0,08^\circ/\text{día}$
$\sigma = 0,7$	calienta $0,13^\circ/\text{día}$	enfria $-0,06^\circ/\text{día}$
$\sigma = 0,9$	enfria $-0,04^\circ/\text{día}$	calienta $0,14^\circ/\text{día}$

Tanto el efecto de la radiación como el de la difusión vertical sobre la temperatura no son constantes en el vertical.

Las limitaciones en disponibilidad de computación, tanto en memoria como en velocidad de procesamiento y en el tiempo con que se contó para esta etapa del trabajo, impidieron la realización de experimentos de largo alcance, los que se consideran necesarios para una completa verificación del modelo y su contraste con los resultados de otros autores, provenientes de observaciones y/o experimentación numérica de mayor duración.

Por lo tanto se sugiere extender los experimentos numéricos hasta por lo menos períodos de integración de tres meses.

#### **Bibliografía**

- Katayama, A., 1972: A simplified scheme for computing radiative transfer in the troposphere; Technical Report N 6, University of California, Los Angeles.
- Manabe, S. y Strickler, R., 1964: On the thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment; Journal of Atmospheric Sciences, 21, 361-385.
- Nuñez, M., 1980: Simulación numérica del flujo atmosférico sobre Sudamérica, usando un modelo de cinco niveles en ecuaciones primitivas, INCYTH.
- Nuñez, M. y Barreira, S., 1985: Simulación de posibles cambios en estados climáticos de la atmósfera, mediante la utilización de un modelo de equilibrio radiativo; METEOROLOGICA, 5, N° 1.



*Barreira*

Días	$\sigma = 0,1$	$\sigma = 0,3$	$\sigma = 0,5$	$\sigma = 0,7$	$\sigma = 0,9$
1 al 2	-0,153	0,043	0,071	0,071	0,055
2 al 3	-0,144	0,043	0,065	0,089	0,069
3 al 4	-0,129	0,045	0,066	0,104	0,079
4 al 5	-0,119	0,034	0,069	0,152	0,080

**Tabla 1: Calentamientos y enfriamientos medios de los diferentes niveles para el**

Días	$\sigma = 0,1$	$\sigma = 0,3$	$\sigma = 0,5$	$\sigma = 0,7$	$\sigma = 0,9$
1 al 2	-0,160	-0,050	-0,030	-0,005	0,266
2 al 3	-0,146	-0,054	-0,032	0,023	0,254
3 al 4	-0,130	-0,049	-0,030	0,046	0,231
4 al 5	-0,119	-0,055	-0,028	0,089	0,188

**Tabla 2: Calentamientos y enfriamientos medios de los diferentes niveles para el E2.**

Días	$\sigma = 0,1$	$\sigma = 0,3$	$\sigma = 0,5$	$\sigma = 0,7$	$\sigma = 0,9$
1 al 2	-0,177	1,464	0,471	0,224	0,003
2 al 3	-0,172	1,323	0,428	0,227	0,015
3 al 4	-0,157	1,241	0,399	0,234	0,024
4 al 5	-0,146	1,191	0,368	0,262	0,030

**Tabla 3: Calentamientos y enfriamientos medios de los diferentes niveles para el E3.**

Días	$\sigma = 0,1$	$\sigma = 0,3$	$\sigma = 0,5$	$\sigma = 0,7$	$\sigma = 0,9$
1 al 2	-0,184	1,389	0,366	0,145	0,214
2 al 3	-0,178	1,213	0,353	0,160	0,209
3 al 4	-0,167	1,130	0,335	0,173	0,196
4 al 5	-0,159	1,088	0,307	0,196	0,173

**Tabla 4: Calentamientos y enfriamientos medios de los diferentes niveles para el E4.**

## ANÁLISIS DE LAS PRINCIPALES SEQUIAS EDAFICAS OCURRIDAS EN LA PROVINCIA DE BUENOS AIRES

Adrián Troha y Juan A. Forte Lay

*Centro de Investigaciones Biometeorológicas (CIBIOM-CONICET)  
Buenos Aires, República Argentina*

### Resumen

La precipitación que ocurre en un periodo de tiempo dado, es el elemento meteorológico que comúnmente se usa para medir la intensidad de las sequías, cuando se lo compara con valores promedio de varios años y se lo expresa como una desviación.

Sin embargo, desde el punto de vista agrometeorológico sólo el conocimiento del balance de agua en el suelo permite definir correctamente la duración e intensidad de las sequías.

Utilizando la metodología de balance hidrológico diario con curva de retención lineal, se estudiaron las sequías más intensas correspondientes a los periodos 1916-17; 1924-25; 1927-28; 1937-38; 1942-43; 1949-50; 1956-57; 1978-79 ocurridas en la Provincia de Buenos Aires, en base a aproximadamente 130 estaciones pluviométricas con un mínimo de 70 años de registro (1911-85 en la mayoría de ellas), utilizando la evapotranspiración potencial diaria normal estimada según Penman. Se utilizó la distribución teórica de frecuencias Beta (I) que ajusta adecuadamente a los valores de almacenaje de agua.

Se calcularon las probabilidades de ocurrencia de valores de almacenaje de agua edáfica para las sequías históricas antes citadas, permitiendo así definir su distribución, intensidad y periodo de recurrencia, parámetros de gran utilidad para toda planificación agrícola de secano.

### Abstract

The rainfall registered in different time-spans is the weather component commonly used to determine the intensity of droughts, when it is compared with long series of precipitation average values and expressed as a desviation. However, from an agrometeorological point of view, only the knowledge of the soil water balance enables the correct definition of the duration and intensity of droughts.

Using the methodology of the daily water balance with a lineal retention curve, the more intense droughts of the periods 1916-17, 1924-25; 1927-1928; 1937-38; 1942-43; 1949-50; 1956-57 and 1978-79, registered in the Province of Buenos Aires, were studied. The analysis were made with data of about 130 pluviometric stations, with a minimum record of 70 years (1911-85 in the majority of them), using the standard daily potential evapotranspiration evaluated after Penman's equation. The theoretical frequency distribution adopted was the Beta (I) function, which adegnatly fits the water storage values.

The probability of ocurrence of the edaphic water storage values were computed for the abovementioned historic droughts. Their distribution, intensity and recurrence period were then established, as a tool of great utility for every dry barren land agricultural planning.

### 1. Introducción

La sequía puede definirse desde el punto de vista meteorológico como la falta de precipitaciones. Numerosos trabajos han analizado la adversidad desde este punto de vista, tal es el caso de análisis de sequías históricas en la Provincia de Buenos Aires, realizado por Troha (1983) utilizando la distribución de frecuencias Normal Raíz-cubica. Sin embargo, la sequía desde el punto de vista agrometeorológico va más allá, es decir considera como tal la disminución del almacenaje de agua en el suelo por debajo de determinado nivel, y por lo tanto sólo el conocimiento del balance de agua en el suelo permite definir correctamente la duración e intensidad de la misma. La ausencia de

precipitaciones durante el trimestre Junio-Julio-Agosto, por ejemplo, en una zona como la parte oriental de la Provincia, constituiría una sequía meteorológica importante. Sin embargo, desde el punto de vista agrometeorológico podría no considerarse sequía ya que los escasos requerimientos de agua en ese período determinarían un leve desecamiento del suelo.

Numerosos trabajos realizados en el CIBIOM tratan sobre este tema: Burgos (1971, 1978), Burgos y Forte Lay (1983), Forte Lay y Burgos (1983), Burgos et al (1983), etc.

En el presente trabajo se realizó el análisis de las principales sequías históricas ocurridas en la Provincia de Buenos Aires, utilizando el criterio agrometeorológico anteriormente citado, y empleando la distribución Beta para la estimación de la probabilidad de recurrencia puntual de las mismas en cada período analizado.

## **2. Materiales y Método**

Se procesaron los datos de precipitación diaria de 130 estaciones pluviométricas de la Provincia de Buenos Aires, con un período de registro de 76 años (1911-1986) en la gran mayoría de ellas, y un período mínimo de 70 años en escasas estaciones. Los datos fueron provistos por la red hidrológica del Servicio Meteorológico Nacional, habiendo sido previamente depurados y continuamente actualizados.

La evapotranspiración potencial normal diaria utilizada fue obtenida de los valores normales mensuales calculados por Damario y Cattáneo (1982) siguiendo la metodología propuesta por Penman-Frère (1972).

A partir de los valores anteriormente citados se calcularon los balances hidrológicos diarios, utilizando la curva de retención lineal y capacidad máxima de retención de agua de 200 mm en todos los casos, para fines comparativos.

Se consideró como en estado de sequía, a todo suelo cuyo contenido de agua alcanzara un nivel igual o inferior al punto de marchitez permanente, tomándose en este caso como nivel crítico para uniformar criterios, el de 80 mm, es decir, un 40% de la capacidad de almacenaje (en realidad el punto de marchitez permanente oscila en suelos pampeanos entre 40% de la capacidad de almacenaje en suelos franco-arenosos llegando al 50% en los franco-arcillosos) (Burgos y Forte Lay, 1983).

De esta manera se detectaron una serie de eventos secos durante el período analizado, que oscilaron entre 11 y 26 en el N y NE de la Provincia a más de 60 en la región SW de la misma, de las cuales se estudiaron sólo los más intensos (menor almacenaje medio de agua y menor valor mínimo diario), de mayor duración (siempre mayor a 80 días por debajo del punto de marchitez permanente) y de mayor extensión geográfica.

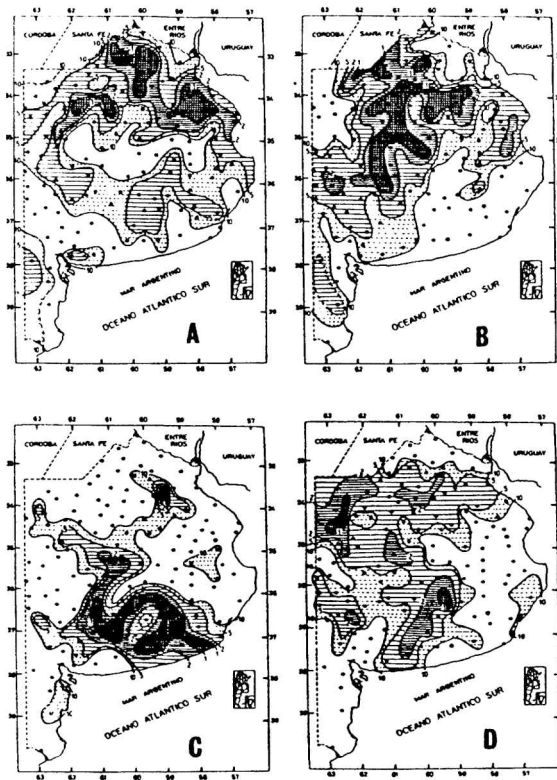
Así se destacaron las ocho sequías más importantes para el período 1911-86 y que corresponden a los años 1916-17, 1924-25, 1927-28, 1937-38, 1942-43, 1949-50, 1956-57 y 1978-79, definiéndose para cada una de ellas una fecha de comienzo y otra de finalización tomando sus respectivos valores modales.

Para cada uno de los períodos se utilizó la distribución teórica de frecuencias Beta (I) de 2 parámetros, la que ajusta adecuadamente a los valores de almacenaje de agua en el suelo, lo que fue reiteradamente probado en trabajos anteriores realizados en el CIBIOM (Forte Lay y Troha, 1987 y 1988). Se calcularon de esta manera las probabilidades de ocurrencia puntual de valores de almacenaje de agua edáfica para las sequías históricas citadas.

Al volcar estos valores en mapas se pudo definir la distribución, intensidad y período de recurrencia de esta adversidad para cada período.

### 3. Resultados y Discusión

En los mapas de las Figuras 1 y 2 se han volcado las isolíneas de equiprobabilidad de ocurrencia de niveles de almacenaje que a su vez fueron el resultado de promediar los valores diarios del balance hidrológico diario para cada estación para los periodos secos cuyas fechas de comienzo y fin se consignan en la Tabla 1. Dichas probabilidades representan periodos de retorno de 1 vez cada 100, 1 vez cada 50, 1 vez cada 20 y una vez cada 10 años, para los periodos mencionados y fueron obtenidas mediante la aplicación de la distribución Beta (1) de 2 parámetros.



*Fig.1: Grado de anomomalla correspondiente a la sequia:  
A: 1916-17 B: 1924-25 C: 1927-28 D: 1937-38*

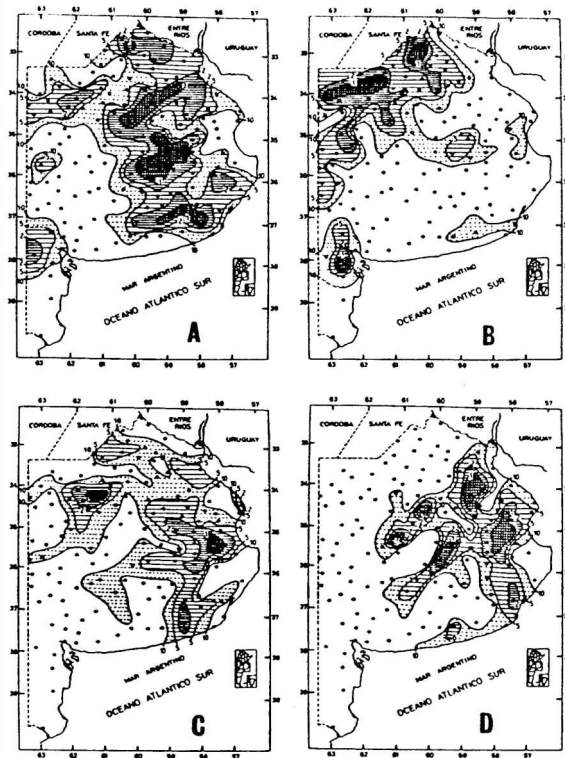


Fig.2: Grado de anomalía correspondiente a la sequía:  
A: 1942-43 B: 1949-50 C: 1956-57 D: 1978-79

Se puede observar además en la Tabla 1, los niveles de almacenaje mínimo alcanzados dentro de las áreas que presentan un período de retorno de 1 vez cada 100 años. Debemos aclarar que estos valores mínimos estimados podrían no expresar los valores reales, exagerando la sequía especialmente en las áreas con suelo arcilloso; ésto es debido a que la aplicación de la curva de retención lineal sobreestima el desecamiento para este tipo de suelos (Forte Lay et al, 1978).

*Análisis de las Principales Sequías Edáficas ocurridas en ...*

Además, en la misma Tabla se visualizan las áreas afectadas para cada período de retorno expresado en Km cuadrados.

Fecha iniciac.	Fecha finaliz.	Periodo (días)	Almac. min. (mm)	Fecha Alm. min.	Area afectada(Km <sup>2</sup> ) para P de:			
					P 1%	P 2%	P 5%	P 10%
15/10/16	19/ 2/17	127	19	17/ 1	18091	45147	119691	212142
10/11/24	19/ 2/25	101	16	8/ 2	29719	66111	134779	198267
5/12/27	6/ 4/28	122	11	20/ 3	18929	41889	72653	122850
1/12/37	8/ 3/38	98	15	22/ 2	3948	36413	121239	186640
25/11/42	20/ 3/43	115	18	5/ 2	20071	65511	129439	196439
20/12/49	10/ 3/50	80	16	23/ 2	8520	28605	74225	127332
15/12/56	28/ 3/57	103	26	28/ 3	3018	17076	61851	141692
21/12/78	10/ 4/79	110	27	27/ 2	10011	25051	56956	102345

*Tabla 1*

En el mapa de la Figura 1A se ha representado el grado de anomalía correspondiente a la sequía de 1916-17, la más extensa en duración, y donde se visualiza la máxima intensidad en el N de la Provincia y la mínima en la parte del S y SW de la misma, depresión del Salado y extremo NW de la Provincia.

En la Figura 1B que representa los valores para la sequía de 1924-25 se puede reconocer un área relativamente extensa con valores por debajo del 1% de probabilidad, que abarca amplios sectores del Centro-Norte de la Provincia, siendo el SE de la misma, la región menos afectada y luego el NW.

La Figura 1C corresponde a la sequía de 1927-28, cuya área con un período de retorno de 1 vez cada 10 años o mayor es relativamente pequeña en relación con los otros casos analizados, sin embargo es la sequía más intensa y la segunda en duración. Su núcleo abarca una de las principales áreas trigueras de la Provincia.

En la Figura 1D (sequía de 1937-38) se puede observar que la zona afectada por un período de retorno de 1 vez cada 10 años es muy grande, pero muy reducida la correspondiente área para un período de retorno de 1 vez cada 100 años. Se pueden observar 2 focos en el NW y centro de la Provincia.

Las áreas menos afectadas en este caso fueron el extremo N de la Provincia, parte de la depresión del Salado y el SW de la Provincia.

En la Figura 2A que representa la sequía de 1942-43 se observa que abarca a casi todo el sector norte y oriental de la Provincia para una probabilidad del 10% o inferior. La máxima intensidad se observa en cuatro sectores alineados de N a SE siendo menos afectado el sector SW de la Provincia.

La Figura 2B corresponde a la sequía 1949-50 que presenta un área escasa para un período de retorno de 1 vez cada 10 años o mayor, manifestándose con mayor intensidad en el N, NW y SW de la Provincia.

La sequía 1956-57 representada en la Figura 2C afectó principalmente al sector N y E de la

## *Troha y Forte Lay*

Provincia con dos focos (para 1% de probabilidad o inferior) situados en el NW y centro-este de la misma, siendo este evento seco el que menos área (por debajo del 1%) presenta respecto a los demás estudiados. El SW de la Provincia no sufrió sequías, registrándose además en el extremo SW valores relativamente altos de humedad en el suelo.

Finalmente la Figura 2D correspondiente a la sequía 1978-79 muestra que la misma se circunscribió al centro y E de la Provincia, con máxima intensidad en la zona de la pampa deprimida, caracterizándose además porque toda la región W de la Provincia, que en el mapa figura en blanco, tuvo altos valores de humedad edáfica hasta el punto que en algunas localidades se llegó a períodos de recurrencia de 1 vez cada 100 años para esos altos valores de humedad durante el período.

### **4. Conclusiones**

1. Se ha considerado como sequía el descenso de humedad del suelo por debajo del punto de marchitez permanente por lo que en todos los casos nos hemos referido a sequías severas, las que han ocasionado pérdidas totales de la producción agrícola en las zonas más afectadas.

2. En los 76 años analizados (1911-86) se detectaron un mínimo de 11 eventos secos (de 30 días o más) en el N de la Provincia y un máximo de 63 en el SW de la misma lo que nos habla de la gran frecuencia de esta adversidad. De todos ellos se eligieron los ocho más importantes por su intensidad, duración y área afectada.

3. Debe tenerse en cuenta que el cálculo de probabilidad de ocurrencia de cada sequía fue realizado exclusivamente para su período de desarrollo dentro del año y de manera puntual.

4. La sequía que correspondió al verano de 1927-28 fue la más intensa y la segunda en duración (moda de 122 días), siendo la del 1916-17 la más larga (127 días).

5. Sería recomendable encarar otro tipo de estudios estadísticos de la sequía edáfica como aquellos que pueden involucrar un análisis de períodos de retorno para determinada duración y área afectada, es decir un análisis de duración-área-frecuencia, lo que implicaría el uso de una metodología distinta de la aplicada en este caso.

### **Bibliografía**

- Burgos, J.J.; 1971. La sequía como fenómeno agroclimático. Actas del Seminario sobre Hidrología de Sequías. Montevideo p. 165-176.
- Burgos, J.J.; 1978. Desarrollo de un programa para el estudio del régimen de sequías y excesos de agua en la región pampeana de la República Argentina. Trabajo presentado a la Conferencia sobre la Aplicación de la Meteorología a la Agricultura. Bogotá, Colombia 44p.
- Burgos, J.J. y Forte Lay, J.A.; 1983. Capacidad de almacenaje de agua en los suelos de la región pampeana. Actas del Taller Argentino-Estadounidense sobre sequías (CONICET-NSF). Mar del Plata. Argentina 1: 122-143.
- Burgos, J.J., Forte Lay, J.A. y Troha, A.; 1983. Capacidad de agua y verificación de modelos de estimación de valores mínimos de almacenaje en algunos suelos áridos y semiáridos. IDIA (INTA) Arg. Supl N 36:87-95.
- Damario, E.A. y Cattáneo, C.L.; 1982. Estimación climática de la evapotranspiración potencial en la Argentina según el método de Penman 1948. Rev. de la Fac. de Agronomía. 3(3): 271-292.
- Frère, M.; 1972. A method for the practical application of Penman formula for the estimation of potential evapotranspiration and evaporation from free water surfaces. FAO-AGP: AS/1972/2.
- Forte Lay, J.A. y Burgos, J.J.; 1983. Verificación de métodos de estimación de la variación del almacenaje de agua en los suelos pampeanos. Actas del Taller Argentino-Estadounidense sobre sequías (CONICET-NSF) Mar del Plata. Argentina 1: 162-180.
- Forte Lay, J.A. y Troha, A.; 1987. Distribución de probabilidad de valores de humedad edáfica. GEOACTA (AAGG)

*Análisis de las Principales Sequias Edáficas ocurridas en ....*

Argentina 14(1): 141-152.

- Forte Lay, J.A., Troha, A. y Villagra, M.M.; 1987. Estudio de las variaciones del agua edáfica en pradera permanente, barbecho y cultivos estacionales. Actas de la III Reunión Argentina de Agrometeorología (AADA). Vaquerías Córdoba. 1: 47-53.

- Forte Lay, J.A. y Troha, A.; 1988. Utilización de la función Beta para la estimación de probabilidades de humedad edáfica. Anales del V Congresso Brasileiro de Meteorologia. Rio de Janeiro (Brasil) 1: 6-10.

- Troha, A.; 1983. Régimen de las precipitaciones en la Provincia de Buenos Aires. Actas del Taller Argentino-Estadounidense sobre sequias (CONICET-NSF). Mar del Plata. Argentina 1: 88-109.





## DETERMINACION DEL LIMITE EXTERIOR DEL MARGEN CONTINENTAL ARGENTINO (36°S-47°S), CON TECNICAS GEOFISICAS

Jorge Dardo Giordano

*Servicio de Hidrografia Naval  
Investigador Cientifico (D.I.G.I.D.)*

### Resumen

El objetivo principal de este trabajo es analizar información sísmica de reflexión de la Campaña oceanográfica BGR87, realizada por el Instituto Federal de Geociencias y Recursos Naturales de la República Federal de Alemania en aguas de la plataforma continental Argentina entre 36°S y 47°S de latitud, para la definición del límite exterior del Margen continental, entre Diciembre de 1987 y Marzo de 1988.

La interpretación sísmica siguió las interfases del fondo marino y el techo del basamento sísmico, quedando determinado así, el espesor sedimentario expresado en tiempo de recorrido de la señal sísmica.

Esta tarea da un significativo avance en los estudios hechos para la delimitación del borde exterior del Margen continental Argentino, según la III Conferencia de las Naciones Unidas sobre el Derecho del Mar.

### Abstract

The principal objective of this paper is to analyze seismic data of reflection of the oceanographic survey BGR87, done by the Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe of Germany, in the eastern continental shelf, between 36°S and 47°S, for the determination of the seaward limit of the continental margin, between December 1987 and March 1988.

The seismic interpretation, followed the bathymetry marine bottom bathymetry and top seismic basement, defining the thickness of sedimentary rock, expressed on time, of the signal seismic.

This tasks give a significant advance in the study of the determination at outward limit, of Argentine continental margin, according to the Third United Nations Convention on the Law of the Sea.

### 1. Introducción

Este trabajo trata la institución de la plataforma continental desde la perspectiva, que ofrece la definición de su límite exterior, por técnicas geofísicas. Otros aspectos relevantes como son los jurídicos, y el desarrollo de la institución desde sus orígenes, serán mencionados someramente, a los efectos de darle marco a este trabajo. (AJA SPIL, 1973)

El derecho del mar nació junto con el derecho internacional moderno del que forma parte y evolucionó con él durante los últimos años. (SPECIAL PUBLICATION N°51, 1990).

La Convención sobre el Derecho del Mar tiene como finalidad establecer un nuevo régimen de los Mares y los Océanos, que contribuirá al establecimiento de un orden económico internacional justo y equitativo mediante disposiciones que rigen la utilización del espacio oceánico con fines pacíficos, el aprovechamiento y ordenamiento eficaz de sus recursos y el estudio, la protección y la conservación del medio ambiente marino. (REBAGLIATI, 1985).

Entre las nuevas instituciones del Derecho del Mar, se encuentran la de la Plataforma Continental, la de la zona de los Fondos marinos y los Océánicos, situados más allá de la jurisdicción nacional,

que la resolución 2749(XXV) de la Asamblea general de las Naciones Unidas declaró patrimonio

común de la humanidad el 17 de diciembre de 1970. (NACIONES UNIDAS, Documento, 1970).

La Tercera Conferencia de las Naciones Unidas sobre el Derecho del Mar, sesionó durante nueve años, desde 1973 a 1982. El acta final fue firmada en Jamaica por 119 Países. Es decir que, aún para aquellos Estados que se abstuvieron de firmarla, o no lo hubieran ratificado, ésta tiene un peso moral gravitante por el consenso reunido de la comunidad internacional. (BEAZLEY, 1982).

El conocimiento Geológico-Geofísico aplicado al Margen Continental tiene una historia muy reciente. En los últimos años se registraron progresos importantes, gracias al uso de instrumental moderno, técnicas de alta complejidad, y al interés creciente por su potencial económico.

El límite exterior de la plataforma, desde el punto de vista jurídico, podría coincidir con el de la plataforma física, pero esto es sólo una de las posibilidades.

La determinación del límite exterior del Margen continental, cuando se extiende más allá de las 200 millas náuticas, es una tarea difícil y deben intervenir varias disciplinas para ser completa, como son la Geodesia, la Geofísica, la Geología, la Hidrografía y la Oceanografía.

Técnicas geofísicas, como la interpretación sísmica, sirven para determinar el límite exterior de la plataforma física. Este trabajo las describirá, y analizará. Estas técnicas recién en los últimos años han alcanzado el refinamiento necesario, para poder definir detalles y arribar así a resultados confiables. (KERR and KEEN, 1985).

## **2. Plataforma Continental . Características Generales**

El término Plataforma Continental es muy rico en significados. A través del tiempo ha sido utilizado según corresponda a las Ciencias de la Tierra, o a la Ciencia Jurídica. (VILA, 1965).

La Plataforma Continental de un Estado ribereño comprende el lecho y subsuelo oceánico. Se extiende a lo largo de la prolongación natural del continente hasta el borde exterior del Margen Continental o hasta una distancia de 200 millas náuticas desde las líneas de base. (BEAZLEY, 1982).

La plataforma es relativamente poco profunda, de pendiente suave, del orden de 1 metro por kilómetro, y de escaso relieve.

Se extiende desde la línea de costa hasta una zona en que se produce un cambio de pendiente y las profundidades aumentan consecuentemente en forma más rápida. Esta zona estrecha, de marcado cambio en la pendiente, es el borde de la plataforma y se encuentra a profundidades y distancias de la costa variable con el tipo de configuración geológica de las diversas plataformas continentales.

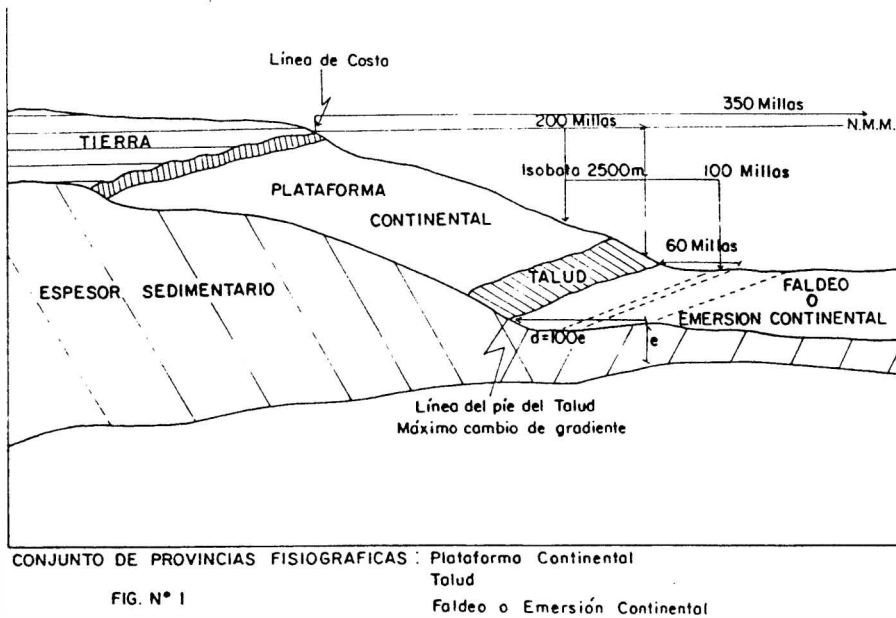
Cuando se analiza la estructura de la corteza terrestre, desde el punto de vista geológico, se la diferencia según el tipo de roca; es decir, corteza continental o corteza oceánica. La separación de estos dos dominios se encuentra bajo las aguas del mar, donde ambos tipos de roca se vinculan; y el Margen Continental se ubica en esa zona de cambio.

La zona de transición entre la corteza oceánica y la corteza continental se pone en evidencia por anomalías magnéticas y de gravedad. Esta zona se circunscribe, en general, a distancias entre 50 y 300 kilómetros de la costa; y queda aproximadamente por debajo de la isobata de 2000 metros; en la región del talud continental.

Esto marcaría la separación de dos regiones de muy diferentes profundidades, también de diferentes espesores de la corteza, distintas velocidades sísmicas, y distintas composición petrográficas y química de las rocas subyacentes.

Desde el punto de vista morfológico se presenta como un gran escalón entre el continente y las profundidades de las cuencas oceánicas.

El Margen Continental incluye un conjunto de provincias fisiográficas que se asocian a la transición entre los continentes y los fondos oceánicos. Es decir, la plataforma continental, el talud continental, y el faldeo o emersión continental. Figura 1.



*Fig. 1: Conjunto de Provincias Fisiográficas*

Este conjunto típico, se encuentra en los océanos Atlántico e Índico con las siguientes características generales; la plataforma continental puede tener entre 3 y 30 minutos de pendiente, el talud usualmente entre 1 y 6 grados, y el faldeo entre 4 y 20 minutos. Esta secuencia se presenta modificada en el océano Pacífico, pues la plataforma cae bruscamente a las profundidades abisales. (ALVAREZ, 1969).

La Plataforma Continental Argentina tiene un largo desde el Río de la Plata, hasta Tierra del Fuego, de 2300 kilómetros, su ancho varía desde 275 km. en la parte Norte, hasta unos 800 km. en el Sur. La superficie aproximada es de 990.000 kilómetros cuadrados y tiene una pendiente media de 2'30", mientras que el talud muestra una inclinación del orden de 2°30'. (EWING, et al, 1963).

### 3. Interpretación de líneas Sísmicas. Fórmula Irlandesa. (ver Apéndice).

La campaña oceanográfica BGR87, realizada por el buque Alemán de investigaciones S/V EXPLORA, entre Diciembre de 1987 y Marzo de 1988, incluyó la obtención de datos geofísicos, como el sísmico multicanal, gravimétrico, magnetométrico, 13 perfiles de refracción y batimétrico, entre los 36°S y 47°S, de latitud. Un mapa con la ubicación de las líneas sísmicas registradas en

esa campaña, se muestran en la Figura 2. Se utilizó una anguila de 3000 m. con 60 canales, ubicados cada 50 metros. La fuente sísmica estaba constituida por 16 cañones de aire, con una capacidad de 40 litros, alimentados a 140 atmósferas por 4 compresores (3 principales y uno auxiliar), que disparó cada 19/20 según dos (50 metros a 5 nudos); se logró una suma en el subsuelo de 30 Fold, o 3000 %.

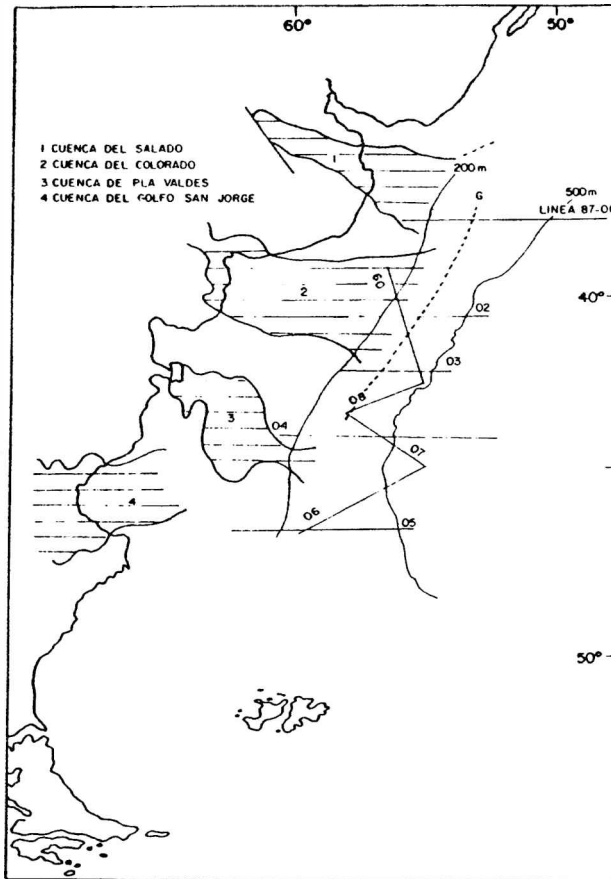


Fig. 2: Líneas Sísmicas

La profundidad de remolque del cable fue de 10 metros, para ello la anguila contó con 11 depresores activos que permiten regular su profundidad y también 8 sensores de profundidad y dirección.

Los cañones de aire se ubicaron a una profundidad de 8 metros, ver Figura 3.

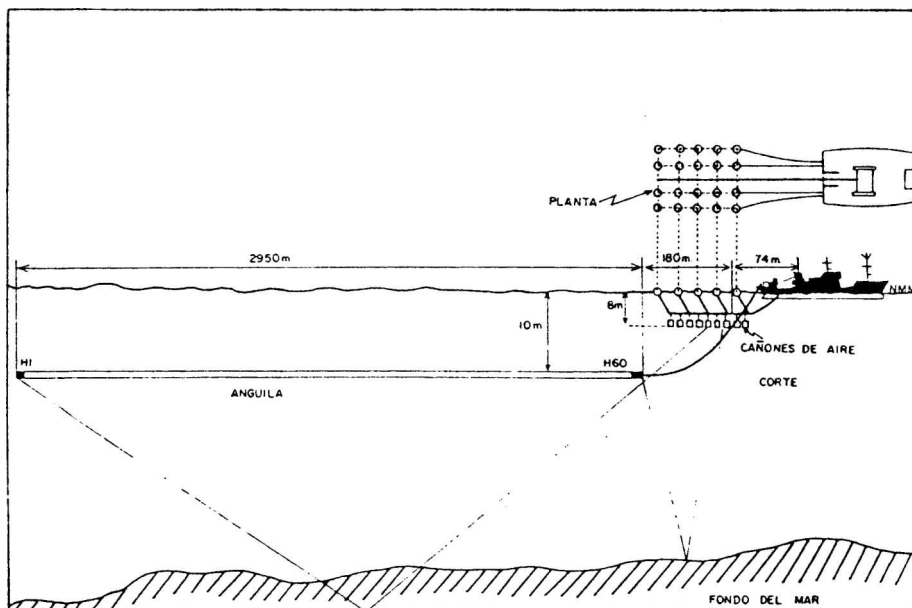


Fig.3: Cable Sismico

Para complementar la información sísmica registrada, se debe contar con datos de velocidad de Pozos profundos. Dentro del área de trabajo, no se tiene ninguno, por lo tanto para cuantificar el espesor sedimentario en metros, se hizo uso de las funciones de velocidad de procesamiento sísmico.

Las mismas fueron determinadas cada 60 posiciones, es decir planimétricamente son 3000 metros.

El análisis de las funciones de velocidad, proporcionó por un lado, el primer tiempo correspondiente al fondo marino, y además el del basamento sísmico interpretado; que es la última reflexión generalizada más continua. En la sección sísmica se observó el tiempo aproximado, luego se buscó en la función velocidad correspondiente, que velocidad de intervalo le correspondía, verificando un cambio importante de valores; por pasar del paquete sedimentario al basamento sísmico, y surge así el tiempo ida-vuelta de esa interfase, Figura 4.

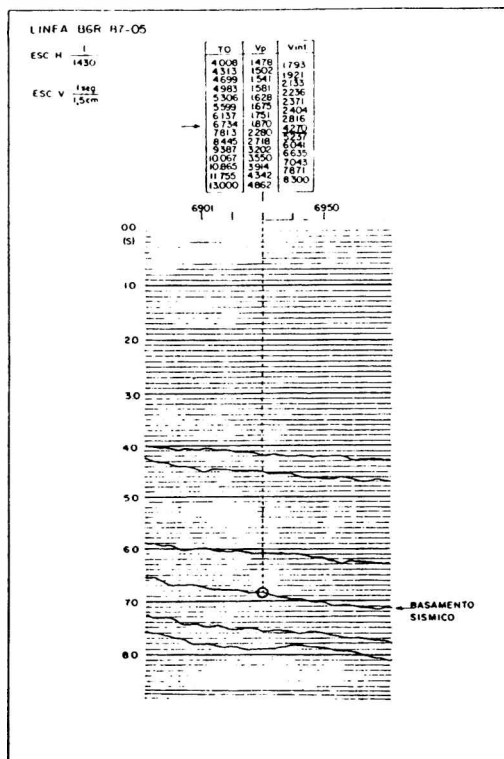


Fig.4: Análisis de Funciones de Velocidad

La calidad de la información sísmica analizada es muy buena.

Las velocidades interválicas son las de mayor interés, pues se relacionan con la realidad geológica. (DIX, 1955).

Estas velocidades aparecen para el mismo tipo de rocas, con una gama de valores que varía según la edad y profundidad de las mismas, además de la conformación litológica, presencia de fluidos intersticiales, etc.

Un valor de velocidad interválica se puede atribuir a varios tipos de roca; por ejemplo 4500m/seg, podría tratarse de arcilla, arena, caliza y hasta una evaporita, es decir toda la gama de rocas sedimentarias. (GIORDANO, 1988).

Las funciones de velocidad, están en las líneas sísmicas calculadas cada 60 posiciones en general, es decir 3000 metros; y han servido para definir el paquete sedimentario como veremos en este ejemplo de cálculo que se muestra de la línea 8704. Tabla I.

*Determinación del Limite Exterior del Margen Continental Argentino ....*

To seg	Posición 7280		Posición 7230		
	Vsrm m/seg	Vin m/seg 1480	To seg	Vrms m/seg	Vint m/seg 1480
2.670	1480	1480	2.900	1480	1480
		1480			1570
2.820	1480	1615	3.070	1485	1750
3.040	1490	1950	3.240	1500	2130
3.400	1545	2335	3.630	1580	2305
3.840	1655	2970	4.220	1700	2970
4.530	1915	5370	4.650	1855	5060
4.900	2360	5390	5.000	2235	5250
5.150	2590	5470	5.270	2480	5390
5.650	2960	5840	5.750	2840	5960
6.370	3410	6040	6.410	3300	6120
7.160	3790	6590	7.210	3720	6590
7.940	4150	6990	7.940	4070	6980
8.810	4510		8.800	4440	

*Tabla I. Análisis de las funciones de Velocidad*

En La posición 7230, el primer tiempo corresponde al fondo marino, que con la velocidad de intervalo de 1480 m/seg., da la profundidad de 2146 metros. En la información procesada, no se llega a definir con precisión el tiempo del techo del basamento, que está entre 4.6 y 4.7 seg. Por otra parte la velocidad interválica indica un cambio de valores, es decir de 2970 a 5060 m/seg., y es ese tiempo de 4650 seg., el techo del basamento.

Definida esa interfase, queda determinado el paquete sedimentario. Ver Tabla II



Tiempo (seg)	Vel.Int.(m/seg)	Espesor(m)
3.07-2.90=0.170	1570	133.45
3.24-3.07=0.170	1750	148.75
3.63-3.24=0.390	2130	415.35
4.22-3.63=0.590	2305	679.97
4.65-4.22=0.430	2970	638.55

Tabla II. Espesor en función de la Velocidad.

De acuerdo a estos valores, el espesor sedimentario total es de 2016 metros. Para la otra posición 7280; el fondo marino esta a 1976 metros y el espesor sedimentario total es de 2178 metros.

La Figura 5, muestra el fondo marino correspondiente a la línea sísmica BGR87-04, que une los puntos analizados de las funciones de velocidad, y más abajo está el techo del basamento sísmico, que es la última reflexión generalizadamente más continua.

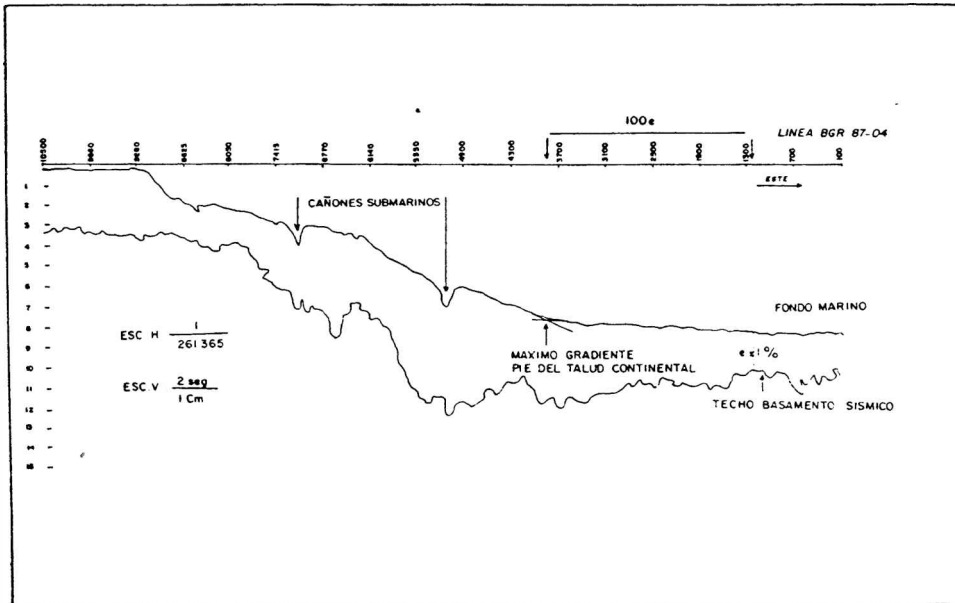


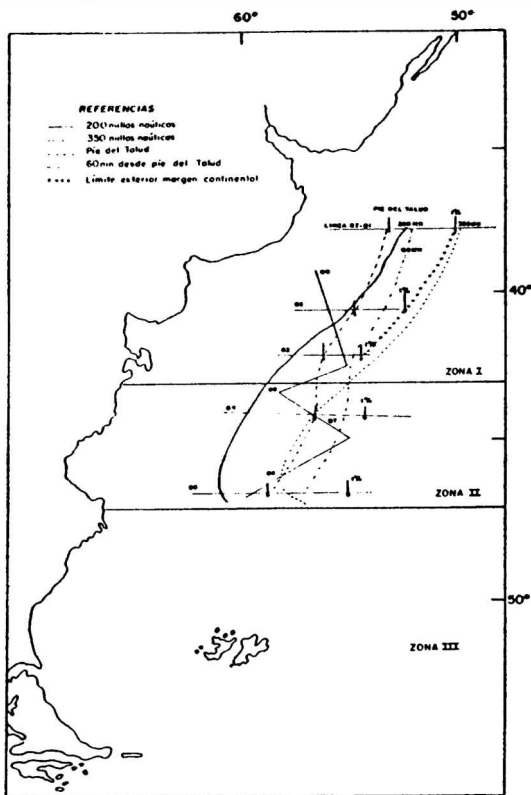
Fig. 5: Fondo Marino y Techo Basamento Sísmico

Esta indicado también, el pie del talud, el espesor sedimentario (e) y la distancia 100(e), desde

Este análisis se efectuó en las líneas de dirección este-oeste, es decir BGR87-01, BGR87-02, BGR87-03, BGR87-04, BGR87-05; permitiendo definir las: zona I: donde el 1% del espesor sedimentario esta ubicado entre las 200 y 350 millas náuticas.

zona II: donde el 1% del e.s. cae fuera de las distancias mencionadas anteriormente.

zona III: donde se carece de datos, por falta de información sísmica en esta campaña. Ver Figura 5a.



*Fig. 5a: Definición de las Zonas I, II y III*

#### **4. Proyecto Futuro**

La vasta superficie de nuestra plataforma ha sido recorrida a lo largo del tiempo por diferentes campañas, llevadas a cabo por el Servicio de Hidrografía Naval, varias compañías privadas de Servicios y Petroleras, e Institutos de Investigación. Estas líneas sísmicas registradas son de gran interés, y serán analizadas en el futuro a los efectos de ir completando la delimitación del Margen continental con esta técnica.

La Figura 6, muestra las derrotas seleccionadas y los kilómetros de líneas sísmicas disponibles

La Figura 6, muestra las derrotas seleccionadas y los kilómetros de líneas sísmicas disponibles para analizar e interpretar. Hacen un total de 18.915 km.; pero como se puede observar, algunas de las líneas no llegan al talud continental en la zona denominada (I), por otra parte se ven las líneas propuestas para el futuro, que suman 29.200 km., en principio.

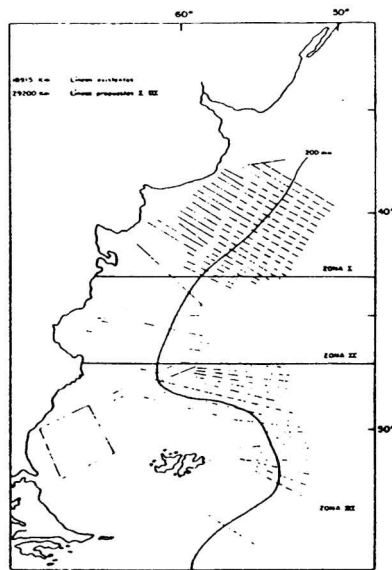


Fig.6: Derrotas Seleccionadas para analizar e interpretar

En referencia a la calidad, no se debe perder de vista el hecho que para hacer la conversión de profundidades en tiempo a metros, lo tradicionalmente realizado es usar un mapa de velocidades derivados de pozos profundos, que son los valores mas confiables.

Aquí no se pudo trabajar así, por la falta de pozos profundos en el área de esta campaña sísmica. Por lo tanto, en la medida que la zona de trabajo alcance lugares con perforaciones profundas, se podrá ir delineando ese mapa de velocidades, y usar como conversión, las velocidades interválicas normalizadas que son las que logran mayor precisión, (CARTER, 1989).

## 5. Conclusiones

La definición del límite exterior del Margen continental ha sido una cuestión abierta a la discusión de manera permanente y de un modo indisoluble ligado a la problemática misma de la institución del Margen Continental. (BOWETT, 1966).

En otras palabras, el límite fue desde los orígenes, una cuestión neurálgica y así siguió siendo hasta la última Conferencia de las Naciones Unidas sobre el Derecho del Mar. (TERCERA

Las condiciones geográficas que tiene Argentina, aconsejan ir determinando el límite exterior del Margen continental, según la fórmula de la Convención que dé el valor mas preciso y mayor hacia alta mar.

Aquí se trabajó con la fórmula de Irlanda, (ver apéndice Artículo 76), que tiene en consideración el 1% del paquete sedimentario.

También se puede definir el límite, con aquel criterio que lo ubica en las 60 millas náuticas a partir del pie del talud, (THAMSBORG, 1974).

Por lo tanto cuando esa densidad de información este ya interpretada y volcada a los planos, mediante estos dos criterios, se sabrá con mayor certeza cuál es la técnica de delimitación más conveniente para nuestro País, y a partir de ahí proponerla a la Comisión, de conformidad al artículo 76 (ver apéndice), con la información científica y técnica de aplicación para la definición.

La gran superficie que abarca el Margen continental en el caso de la Argentina, y el potencial económico de recursos de esa amplia zona, justifican todo esfuerzo que demande, para poder conocerla y delimitar, (YUNG, 1977 ).

Por último se desea despertar el interés de autoridades y colegas, para que este camino trazado; sea realizado con todo el apoyo posible, sabiendo que siempre será poco el esfuerzo, en comparación a los beneficios que representará para la Argentina.

Agradecimiento. Se agradece en primer término al Servicio de Hidrografía Naval la posibilidad de usar la información sísmica marina de reflexión de la campaña realizada por el buque de investigaciones Alemán S/V EXPLORA 87, además las sugerencias recibidas por parte del personal Científico que fueron consultados para leer este trabajo; se agradece también al Instituto Antártico Argentino por el apoyo en el almacenamiento de datos y proceso de transformación de las funciones de velocidad de procesamiento de todas las líneas sísmicas de la campaña para pasar del tiempo en segundos a metros, y a la Srta. Silvia Damiani que se encargó de todas las figuras de este manuscrito.

## Referencia

- Aja Spil J.A., 1973. El Derecho del Mar, las nuevas cuestiones del Derecho Internacional Marítimo, Bogotá.
- Alvarez J., 1969. Consecuencias estratégicas de las plataformas continentales. Tesis de Doctorado.
- Beazley P.B., Jan. 1982. Maritime boundaries. The International Hydrographic. Review. Mónaco Vol.LIX, (p.149 to 159)
- Beazley P.B., June 1987. Maritime baselines. A guide to their delineation. The Hydrographic Society. Spetial Pub.Nr.2 (3er Ed.), pag. 189 to 201.
- Bowett W.T.Burke. 1966. Ciencias Oceánicas, Tecnología y el Futuro Derecho Internacional Marítimo. Columbus, Ohio.
- Carter M.D., January 1989. Depth conversion using normalized interval velocities. Geophysics, EDGE.
- Dix C.H., 1955. Velocities from Surface measurements, Geophysics.
- Ewing M., Lwdwing W., and Ewing J., 1963. Geophysical Investigations in the submerged Argentine coastal Plain Part . Buenos Aires to Peninsula Valdes. Geological Society of America.
- Giordano J.D., Noviembre 1988. Curso de Sísmica de Pozo. Dictado en el I.A.P. Buenos Aires, (p.14 a 29).
- Kerr A.J. and Keen M.J., Jan 1985. Hydrographic and Geological concerns of implementing article 76. The International Hydrographic. Review. Mónaco Vol.LXII.
- Naciones Unidas. 1967. Documento oficiales, vigésimo segundo período de sesiones de la Asamblea General, Nueva York A/6695.
- Naciones Unidas. 1970. Documentos oficiales, vigésimo tercero, cuarto y quinto período de sesiones A/7230, A/7622 y A/8021.
- Rebagliati O.R., 1985.La Plataforma Continental y su límite exterior. Eudeba.
- Special Publication Nr.51, July 1990. Technical aspects of the United Nations Convention on the Law of the Sea 1982, 2nd Ed. The International Hydrographic Bureau. Mónaco.
- Tercera Conferencia de las Naciones Unidas sobre el Derecho del Mar. Octubre 21. 1982. A/Conf.62/121.
- Thamsborg M., Jan.1974. Hydrography as related to Maritime boundary problems. The Int. Hydr. Review. Mónaco Vol.LI, (157- 173).

(157- 173).

- Vila F., 1965. Conocimiento actual de la Plataforma Continental Argentina. Informe H-644.

- Yung A.A., 1977. Seminario sobre Exploración de los Recursos no Renovables del Margen Continental. O.E.A., Buenos Aires.

**APENDICE Artículo 76 de la Ley del Mar (SPECIAL PUBLICATION N°51, MONACO 1990).**

La declaración de Estados Latinoamericanos sobre el Derecho del Mar, celebrado en Lima, consagró el derecho inherente del Estado ribereño a explorar, conservar y explotar los recursos naturales del mar adyacente a sus costas, y del fondo y subsuelo del mar, para promover el máximo desarrollo de sus economías, para elevar los niveles de vida de sus pueblos.

Como consecuencia de varias negociaciones, dentro del ámbito internacional, el artículo 76, correspondiente a la Tercera Conferencia de las Naciones Unidas (1982), quedó finalmente redactado. Algunos de sus puntos principales, dicen: 1ro. La Plataforma Continental de un Estado ribereño comprende el lecho y el subsuelo de las zonas submarinas que se extienden más allá de su mar territorial y a todo lo largo de la prolongación natural de su territorio hasta el borde exterior del Margen continental, o bien hasta una distancia de 200 millas marinas desde las líneas de base, en los casos en que el borde exterior del Margen continental no llegue a esa distancia.

2do. La Plataforma Continental de un Estado ribereño no se extenderá más allá de las 350 millas desde las líneas de base a partir de la cuál se mide el mar territorial; o bien 100 millas desde la isobata de 2500 metros.

3ro. El Margen continental comprende la prolongación sumergida e la masa continental del Estado ribereño y esta constituida por el lecho y el subsuelo de la plataforma, el talud y la pendiente precontinental. No comprende el fondo oceánico ni su subsuelo.

4to. Para los efectos de la presente Convención, el Estado ribereño establecerá el borde exterior del Margen continental, donde quiera que el Margen se extienda más allá de las 200 millas marinas contadas desde las líneas de base a partir de las cuales se mide la anchura del mar territorial, mediante:

4i. Una línea trazada de conformidad con el párrafo 7mo. en relación con los puntos fijos extremos en cada uno de los cuales el espesor de las rocas sedimentarias sea por lo menos el 1% de la distancia más corta desde ese punto, al pie del talud continental.

4ii. Una línea trazada de conformidad con el párrafo 7mo. en relación a puntos fijos, situados a no más de 60 millas marinas, del pie del talud continental. Salvo prueba en contrario, el pie del talud continental se determina como el punto de máximo cambio de gradiente en su base.

5to. Los puntos fijos que constituyen la línea del limite exterior del Margen continental en el lecho del mar, trazada de conformidad con los incisos 4i y 4ii, deberán estar situados a una distancia que no exceda de 350 millas marinas contadas desde las líneas de base a partir de las cuales se mide la anchura del mar territorial o de 100 millas marinas contadas desde la isobata de 2.500 metros.

6to. No obstante lo dispuesto en el párrafo 5to. en las crestas submarinas el limite exterior del Margen continental no excederá las 350 millas marinas desde las líneas de base a partir de las cuales se mide la anchura del mar territorial. Este párrafo no se aplica a elevaciones submarinas que sean componentes naturales del Margen continental, tales como las mesetas, emersiones, cimas, bancos y espolones de dicho Margen.

7mo. El Estado ribereño trazará el limite de su plataforma continental, cuando se extiende más allá de 200 millas marinas desde las líneas de base a partir de las cuales se mide la anchura del mar territorial, mediante líneas rectas, cuya longitud no exceda de 60 millas marinas y unan puntos fijos definidos por medio de coordenadas de latitud y longitud.

8vo. El Estado ribereño presentará información sobre los límites de la plataforma continental más allá de las 200 millas marinas contadas desde las líneas de base, a la Comisión de limites de la plataforma continental, establecida de conformidad con el anexo II sobre la base de una representación geográfica equitativa. La Comisión hará recomendaciones a los Estados ribereños

sobre las cuestiones relacionadas con la determinación del límite exterior de sus plataformas continentales. Los límites que determine un Estado ribereño teniendo en cuenta tales recomendaciones, serán definitivos y obligatorios.

Como se puede apreciar, la mayor parte de los elementos que se requieren para la delimitación mencionada pueden obtenerse mediante la aplicación de técnicas usuales del relevamiento Hidrográfico, una de ellas, usa la interpretación sísmica, que se ejecuta comúnmente en exploración de hidrocarburos.

Sintetizando: Límite exterior del Margen Continental comprende:

A lo largo de la prolongación natural del territorio hasta el borde exterior del Margen continental.

Fórmula Irlandesa

Donde el espesor de las rocas sedimentarias es el 1% de la distancia más corta que va desde ahí, hasta el pie del talud.

Hasta las 200 millas desde las líneas de base, en los casos que el borde exterior del Margen continental no llega a esa distancia.

Fórmula Hedberg

Una línea con relación a puntos situados a una distancia de hasta 60 millas mar afuera desde el pie del talud.

Estos puntos no se deben encontrar más allá de:

100 millas desde la isobata de 2.500 m.

350 millas desde las líneas de base.







## NORMA PARA LOS AUTORES

- a) Los trabajos deberán ser enviados al Editor de GEOACTA (C.C. 106, Suc. 28; 1428 - Buenos Aires- Argentina).
- b) La publicación de los trabajos será sin cargo. Un juego de veinte separatas se entregará sin cargo a los socios de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas.
- c) La presentación de los manuscritos será preferentemente en inglés, si bien se aceptan trabajos en castellano. En este caso se deberá anexar un abstract en inglés.
- d) Se enviarán tres copias del manuscrito, junto con la dirección completa de los autores. La versión final se entregará en diskette (procesador M.S. Word o Word Perfect) y los dibujos en formato listo para su reproducción.
- e) Las referencias se detallan en orden alfabético en la siguiente forma: Parkinson, W.D., 1959. Directions of rapid geomagnetic fluctuations, Geophys. J.R. astr. Soc., 2 (1), 1 - 14. La correspondiente cita en el texto será: (Parkinson, 1959).
- f) Las tablas, con sus correspondientes leyendas, pueden ir incorporadas al texto. Las leyendas de las figuras se entregan en hoja separada.

## NOTICE TO AUTHORS

- a) Manuscripts should be addressed to the Editor of GEOACTA (C.C. 106, Suc. 28; 1428 - Buenos Aires- Argentina).
- b) There are no charges for publication in GEOACTA. Twenty reprints are provided free of charge to members of the Argentine Association of Geophysics and Geodesy.
- c) English is preferred for the presentation of manuscripts, though Spanish texts are also accepted. In this case, an english abstract has to be included.
- d) Three copies of the paper should be submitted, together with the complete address of the authors. Final version should be submitted in diskette (M.S. Word or Word Perfect) and drawings in black ink, ready for reproduction.
- e) References should be listed in alphabetic order in the following form: Parkinson, W.D., 1959. Directions of rapid geomagnetic fluctuations, Geophys. J.R. astr. Soc., 2 (1), 1 - 14. The corresponding reference in the text should be: (Parkinson, 1959).
- f) Tables, with their corresponding legends, may be included in the text. Legends of the figures should be added separately.

CONTENIDO	Pág.
Evolution of the fluid models for the solar coronal expansion P. ALEXANDER	1
Equatorial electrojet current density turbulent reduction MATIAS DE LA VEGA	11
Evidence of a possible reversion of the geomagnetic field registered during the late holocene in the Province of Chubut. Argentina HUGO NAMI and ANA M. SINITO	19
Quiet solar geomagnetic variations at observatories in symmetrical latitudes during a minimum of solar activity MARIA ANDREA VAN ZELE y OTTO SCHNEIDER	27
Modelo físico-matemático de un evento geomagnético registrado en sedimentos del pleistoceno tardío en la Argentina A.M. SINITO, A.M. WALTHER, M.J. ORGEIRA y C. CONTI	37
Vertical diffusion of pollutants in the atmospheric boundary layer ANA G. ULKE and NICOLAS A. MAZZEO	47
Parametrización de la radiación en modelos de circulación general de la atmósfera SANDRA C.B. BARREIRA	59
Análisis de las principales sequías edáficas ocurridas en la Provincia de Buenos Aires ADRIAN TROHA y JUAN A. FORTE LAY	79
Determinación del límite exterior del margen continental argentino (36° S-47°S), con técnicas geofísicas JORGE DARDO GIORDANO	87