

SEIS  
CONFERENCIAS

— o —

POR EL

Dr. SCOTT E. FORBUSH

**CONFERENCIAS PRESENTADAS BAJO LOS AUSPICIOS DEL  
INSTITUTO GEOFISICO DE HUANCAYO, PERU**

en colaboración con:

La Universidad Nacional Mayor de San Marcos. Lima-Perú

Universidad Nacional de Ingeniería, Lima-Perú

Pontificia Universidad Católica del Perú, Lima-Perú

Universidad Nacional de San Agustín, Arequipa-Perú

Universidad Nacional de San Antonio, Cuzco-Perú

Instituto Superior de Energía Nuclear de la Junta de  
Control de Energía Atómica, Lima-Perú

Asociación Peruana de Astronomía, Chorrillos-Perú

SEIS CONFERENCIAS  
SOBRE EL  
CAMPO GEOMAGNETICO DE LA TIERRA  
Y  
LOS RAYOS COSMICOS

POR EL  
**Dr. SCOTT E. FORBUSH**

del

Departamento de Magnetismo Terrestre  
Institution Carnegie de Washington

1959





DR. SCOTT E. FORBUSH



# Prefacio

*El Instituto Geofísico de Huancayo entidad científica peruana, presenta al público científico de habla hispana la traducción de seis conferencias dictadas en la Universidad Nacional Mayor de San Marcos y otras instituciones docentes del Perú en Setiembre y Octubre de 1959 por el eminente Dr. Scott E. Forbush, investigador del Departamento de Magnetismo Terrestre de la Institución Carnegie de Washington que dirige el famoso Dr. Merle A. Tuve.*

*El citado Departamento se fundó en 1904 bajo las directivas del renombrado geomagnetista L. A. Bauer con fondos del recordado multimillonario estadounidense a quien se le conocía con el título de rey del acero, con la finalidad de conocer el fenómeno magnético terrestre en su mayor amplitud y precisión. En 1915 había ya 40 observatorios destinados a tal fin en todo el Orbe, pero sólo 7 ubicaban en el hemisferio sur. El buen recordado Dr. John A. Fleming encargado por Bauer de iniciar operaciones geomagnéticas permanentes, viajó en su calidad de Jefe de la División de Observatorios del mencionado Departamento al Perú en febrero de 1917 dedicándose después de un examen meticuloso a fundar el observatorio que hoy lleva su prestigioso nombre (Lat. 12° 03' S y Long. 75° 21' W) o sea 15 Kms. al Oeste de la ciudad andina de Huancayo, a 3350 M. (s. n. m.) y a 346 Km. por ferrocarril de Lima. Fue en este Observatorio donde Forbush laboró cerca de dos años y medio en la tercera década de este siglo.*

*Desde 1922 se había iniciado formalmente la observación geomagnética en Huancayo. Sus resultados han sido publicados en dos volúmenes (de 1922-1944 y otro de 1945-47) al terminar el año 1947 el Observatorio que hoy lleva el nombre de J. A. Fleming su recordado benefactor científico que lo fundó y continuó supervigilando las observaciones que se realizaban en él, ya no eran sólo de geomagnetismo sino también de Meteorológicas, de Ionósfera, Sísmicas, de Electricidad Atmosférica Baja y Telúrica, Radiación Cósmica y Solar y como hoy lo son de Investigación Espacial y de Física Nuclear.*

*Los nombres de Paul G. Ledig, Albert Giesecke Jr., Mateo Casaverde y Rafael Dávila Cueva están ligados a la traducción que ofrecemos y que esperamos cubra la finalidad de arrojar nuevas luces estadísticas sobre varios fenómenos geofísicos y que a Forbush le permitieron que descubriera lo que en Física lleva ya su nombre como Efecto Forbush.*

*La ciencia es un edificio cimentado sobre leyes que sólo son tales cuando la Estadística las consagra. Abrigamos pues la seguridad de los óptimos frutos que a la ciencia de Latinoamérica ha de rendir la aplicación de sus enseñanzas.*

**J. A. Broggi**

Presidente del Comité Directivo del Instituto  
Geofísico de Huancayo



# INDICE

	Pág.
<b>Conferencia I — Campo Magnético Principal y su Variación Secular</b>	
1.1 Introducción ... ..	7
1.2 Potencial e Intensidad de Campo ... ..	7
1.3 Gradiente ... ..	8
1.4 Corrientes Aire-Tierra ... ..	9
1.5 Dipolo Magnético ... ..	10
1.6 Aproximación Dipolo al Campo Terrestre ... ..	15
1.7 Divergencia y Ecuación de Laplace ... ..	15
1.8 Separación de Potencial Interno y Externo para el Campo Terrestre ... ..	17
1.9 Variación Secular ... ..	18
1.10 Desplazamiento de Dipolo Excéntrico ... ..	24
Referencias I ... ..	25
<b>Conferencia II — Variaciones Transitorias Geomagnéticas</b>	
2.1 Variación Diurna ... ..	27
2.2 Inducción Electromagnética en la Tierra ... ..	31
2.3 La Parte Externa del Campo $S_0$ ... ..	32
2.4 La Variación Lunar Diurna ... ..	36
2.5 Teoría para las Variaciones Diurnas Solar y Lunar ... ..	37
2.6 Efectos de Erupciones Solares ... ..	42
2.7 Variaciones Tempestad-Tiempo ... ..	44
2.8 Variación Diaria de Perturbación ... ..	47
Referencias II ... ..	49
<b>Conferencia III — Actividad Solar y Efectos Geomagnéticos</b>	
3.1 Periodicidades de Veintisiete Días en Actividad Magnética ... ..	51
3.2 Ciclo Solar y Variación Anual de Perturbaciones Magnéticas y la Medida U de Actividad ... ..	55
3.3 Variabilidad de Radiación de Onda del Sol ... ..	63
3.4 Nueva Medida para Variación de Tempestad-Tiempo ... ..	64
Referencias III ... ..	65

**Conferencia IV — Fluctuaciones al Azar, Persistencia, y Cuasi-Persistencia en Periodicidades Geofísicas y Cósmicas**

4.1	Introducción	67
4.2	Procedimientos Generales	68
4.3	Análisis Harmónico	68
4.4	El Dial Harmónico	69
4.5	Ondas de 27-Días en Número Magnético Internacional C	71
4.6	Desviaciones Standard para algunas Ondas y Residuos	72
4.7	Procedimientos Estadísticos para Probar Periodicidades	73
4.8	Ejemplos	81
4.9	Periodograma	83
4.10	Cuasi-Persistencia y Esperanza Efectiva	86
	Referencias IV	88

**Conferencia V — Variaciones en Tiempo de la Intensidad de Rayos Cósmicos.**

5.1	Introducción	89
5.2	Variación de Intensidad de Rayos Cósmicos con Latitud	90
5.3	Efectos de Tempestades Magnéticas	93
5.4	Variación de 27-Días	96
5.5	Variaciones con el Ciclo Solar	99
	Referencias V	104

**Conferencia VI — Variaciones de Rayos Cósmicos Continuado y Algunos Resultados del Año Geofísico Internacional**

6.1	Ecuador de Rayos Cósmicos y Variaciones de Intensidad a su Alrededor.	105
6.2	Efectos de Erupciones Solares	108
6.3	Efectos de Partículas Alfa	112
6.4	Rayos—X de las Auroras	115
6.5	Protones del Sol	118
	Referencias VI	119

# CONFERENCIA I

## CAMPO MAGNETICO PRINCIPAL DE LA TIERRA Y SU VARIACION SECULAR

1.1— El campo magnético principal de la tierra sólo es en forma aproximadamente como el de un dipolo magnético. Sin embargo, es importante recordar algunas de las características de un dipolo y revisar brevemente algunos aspectos básicos de campos escalares y vectoriales.

### 1.2— POTENCIAL E INTENSIDAD DE CAMPO.

—En la figura 1 suponemos en el origen, 0, la existencia de un polo magnético positivo de intensidad  $m$ . En  $Q_2$  la fuerza ejercida sobre un polo magnético positivo unitario es  $\vec{H}$ .

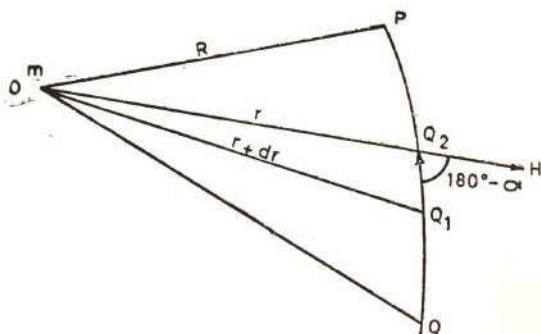


Fig. 1

El trabajo es  $\vec{H} = \frac{m}{r^2}$ . El trabajo

efectuado para mover este polo unitario a lo largo de la trayectoria

infinitesimal  $\vec{dl}$  de  $Q_1$  a  $Q_2$  es

$$dV = -\vec{dl} \cdot \vec{H} = -H dl \cos \alpha \quad (1)$$

o, desde que  $dl \cos \alpha = dr$ , entonces

$$dV = -\frac{m}{r^2} dr \quad (2)$$

El potencial en P es el trabajo efectuado en traer a un polo positivo unitario de  $\infty$  a P, ó sea

$$V = -m \int_{\infty}^P \frac{dr}{r^2} = \frac{m}{R} \quad (3)$$

Por (1) —  $\frac{dV}{dl} = H \cos \alpha$ , entonces es evidente que el potencial decrece más rápidamente en la dirección de  $\vec{H}$  ó en la dirección de incremento de  $r$ , así

$$\vec{H} = - \frac{dV}{dr}$$

1.3— **GRADIENTE.**—Si con cada punto en el espacio hay una escalar asociada,  $V$ , que es una función continua y diferenciable de posición, entonces el incremento en  $V$  para un cambio infinitesimal en posición es

$$dV = \frac{\partial V}{\partial x} dx + \frac{\partial V}{\partial y} dy + \frac{\partial V}{\partial z} dz \quad (4)$$

La forma (4) indica que puede ser escrita como un producto escalar, como sigue:

$$dV = (i dx + j dy + k dz) \cdot \left( \frac{\partial V}{\partial x} i + \frac{\partial V}{\partial y} j + \frac{\partial V}{\partial z} k \right) \quad (5)$$

El vector  $(i dx + j dy + k dz) = \vec{ds}$ , es el vector infinitesimal de cambio de posición. El segundo vector en (5) es el fundamentalmente importante gradiente de la función escalar de puntos  $V$ ; se le denota generalmente por  $\nabla V$  de modo que

$$\nabla V = \frac{\partial V}{\partial x} i + \frac{\partial V}{\partial y} j + \frac{\partial V}{\partial z} k \quad (6)$$

Así la expresión para  $dV$  en (4) puede escribirse

$$dV = \nabla V \cdot \vec{ds} \quad (7)$$

$\nabla$  es definida como el operador

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k \quad (8)$$

que operando sobre  $V$  produce el gradiente de  $V$ . Si  $V$  es el potencial magnético, entonces la intensidad magnética

$$\vec{F} = - \nabla V \quad y$$

$$dV = - \vec{F} \cdot \vec{ds} \quad (9)$$

Si  $\vec{ds}$  es a lo largo de una superficie equipotencial ( $V = \text{constante}$ )

entonces  $dV = 0$  y  $\vec{F}$  es normal a la superficie equipotencial en la dirección en la cual  $V$  decrece más rápidamente. Si la ecuación (9) se integra a lo largo de una curva entre puntos 1 y 2 tenemos

$$\int_1^2 dV = - \int_1^2 \vec{F} \cdot ds \quad (10)$$

Ahora  $\int_1^2 \vec{F} \cdot ds = \int_1^2 F_s ds$ , donde  $F_s$  es la componente de  $F$  en la

dirección de la trayectoria infinitesimal  $ds$ . Cuando  $\vec{F} = -\nabla V$  entonces

$$F_s ds = - \frac{dV}{ds} ds \quad \text{y} \quad \int_1^2 F_s ds = -(V_2 - V_1) \quad \text{ó}$$

$$V_2 - V_1 = - \int_1^2 \vec{F} \cdot ds \quad (11)$$

La integral lineal en el segundo miembro de (11), tiene desde luego el mismo valor para todas las trayectorias que tienen el mismo punto inicial y el mismo punto final. Por consiguiente, para cualquier trayectoria cerrada la integral lineal del gradiente de una escalar es cero.

**1.4—CORRIENTES AIRE-TIERRA.**—Algunos investigadores han encontrado, de los resultados de las primeras observaciones del campo

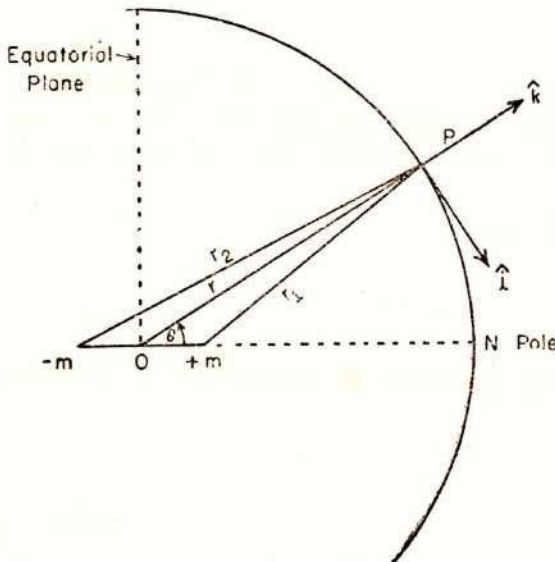


Fig. 2

magnético terrestre, que los valores calculados de las integrales lineales de una trayectoria grande cerrada sobre la superficie terrestre no se anula exactamente. Algunos interpretaron esto para la posibilidad de corrientes eléctricas verticales fluyendo de la atmósfera a tierra, ya que la integral lineal a lo largo de una trayectoria cerrada envolviendo a tales corrientes verticales no se anula, pero es proporcional a la corriente a través de la trayectoria de integración. Esto puede ser

visto fácilmente por consideraciones físicas o por el hecho que en tal caso

el campo no es derivable de un potencial escalar. Las integrales lineales sobre trayectorias cerradas indicaban la posibilidad de corrientes verticales del orden de  $10^{-1}$  amperio  $\text{Km}^{-2}$ . Por subsiguientes medidas de la conductividad eléctrica atmosférica y gradiente de potencial eléctrico en varios observatorios, las corrientes aire-tierra se han encontrado ser del orden de  $10^{-6}$  á  $3 \times 10^{-6}$  amperio  $\text{Km}^{-2}$  ó aproximadamente  $10^{-5}$  de lo que se requiere para explicar los valores encontrados para las integrales lineales alrededor de trayectorias cerradas. Así parece probable que el fracaso de no anularse exactamente las integrales lineales, alrededor de contornos cerrados, es debido a errores inevitables en las cartas magnéticas.

1.5—**DIPOLO MAGNETICO.**—En la figura 2 sean  $+m$  y  $-m$  dos polos magnéticos separados por la distancia  $l$ . El potencial en P debido a ambos es

$$\begin{aligned} V &= \frac{m}{r_1} - \frac{m}{r_2} = \frac{m}{r - \frac{l}{2} \cos\theta} - \frac{m}{r + \frac{l}{2} \cos\theta} = \\ &= \frac{ml\cos\theta}{r^2 - \frac{l^2}{4} \cos^2\theta} \end{aligned} \quad (12)$$

para  $r^2 \gg l^2$  tenemos

$$V = \frac{ml\cos\theta}{r^2} \quad (13)$$

Al producto  $ml$  se le llama momento magnético  $M$ . Permitiendo a  $l$  tender a cero y al mismo tiempo permitiendo la intensidad del polo  $m$  tender a  $\infty$  de tal manera que  $ml$  permanezca igual a  $M$  tenemos el concepto de un dipolo magnético  $M$ .  $\vec{M}$  es un vector a lo largo del eje del dipolo positivo de  $-m$  a  $+m$ . Así

$$V = \frac{M\cos\theta}{r^2} \quad (14)$$

o si  $\vec{r}$  es el vector de posición del punto P (figura 2).

El potencial

$$V = \frac{\vec{M} \cdot \vec{r}}{r^3} = \frac{\vec{M} \cdot \hat{r}_0}{r^2} \quad (15)$$

en el cual  $\hat{r}_0$  es un vector unitario en la dirección de  $\vec{r}$ . Desde que la intensidad magnética (o fuerza) es  $-\nabla V$ , tenemos de (8) y (14) que

$$\begin{aligned}
 -\nabla V &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M \cos \theta \hat{i}}{r^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{M \cos \theta \hat{i}}{r^2} \right) + \\
 &+ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{M \cos \theta \hat{k}}{r^2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

En la figura 2 sea P un punto sobre la superficie de la tierra con el dipolo en el centro de la tierra, 0. Con origen en P tomar un conjunto  $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ , de ejes rectangulares de acuerdo a la regla de la mano derecha ( $\hat{j}$  es perpendicular al plano de la figura 2 dirigido hacia abajo).

Con dx, dy, dz medidos respectivamente a lo largo de  $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ , tenemos

$$dx = r d\theta, \quad dy = r \sin \theta d\phi, \quad \text{y} \quad dz = dr \tag{17}$$

y

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial V}{\partial x} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi}, \\
 \frac{\partial V}{\partial z} &= \frac{\partial V}{\partial r}
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

y como  $V = \frac{M \cos \theta}{r^2}$  tenemos

$$-\nabla V = -\frac{M \sin \theta}{r^3} \hat{i} + \frac{2M \cos \theta}{r^3} \hat{k}
 \tag{19}$$

Ya que a lo largo de un paralelo de latitud (en la dirección de  $\hat{j}$ ) el potencial de V es constante, no varía con la longitud  $\phi$ , de modo que  $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$ . En (19) la componente a lo largo de  $\hat{i}$  es negativa

y a lo largo de  $\hat{k}$  es hacia afuera según r. La primera de estas es componente horizontal y la segunda componente vertical. Desde que para el campo terrestre la componente horizontal H, es positiva hacia el norte y la componente vertical, z, es positiva hacia abajo en el hemisferio norte, esto significa que el dipolo que se aproxima al campo de la tierra es dirigido opuesto al de la figura 2. Aun si el campo principal terrestre fuera exactamente como el del dipolo, esto por supuesto no necesariamente implicaría la existencia física de un dipolo en el centro de la tierra. Para una esfera uniformemente magnetizada la intensidad de magnetización I (I = momento magnético por unidad de volumen)

tiene la misma dirección a través del volumen de la esfera. Esta magnetización uniforme es equivalente a un dipolo de momento magnético

$$M = \frac{4}{3} \pi a^3 I \quad (20)$$

con  $a =$  radio de la esfera. De (19) la componente horizontal  $H_0$  del campo terrestre (suponiendo que esta es la de un dipolo dirigido opuestamente al de la figura 2 a la que se refiere la ecuación (19)) es

$$H_0 = \frac{M}{a^3} \quad (21)$$

con  $a =$  radio de la tierra. De (20) y (21) obtenemos

$$H_0 = \frac{4}{3} \pi I \quad (22)$$

Desde que  $H_0 = 0.30$  el valor para  $I$  de (22) es alrededor de 0.03 gauss. Aunque el acero-cobalto puede adquirir una intensidad de magnetización unas 5000 veces mayor, (es decir 400 gauss) es sin embargo completamente cierto que el material de la corteza terrestre sólida no podría tener una intensidad de magnetización suficiente que satisfaga el campo magnético principal de la tierra. Debajo de la corteza terrestre la temperatura está sobre el punto Curie, de modo que la magnetización permanente es allí imposible. Se puede también mostrar que teóricamente el dipolo que se aproxima al campo principal terrestre podría ser producido por un sistema de corrientes en la superficie de la tierra. En este sistema las corrientes fluirían de Este a Oeste con una densidad

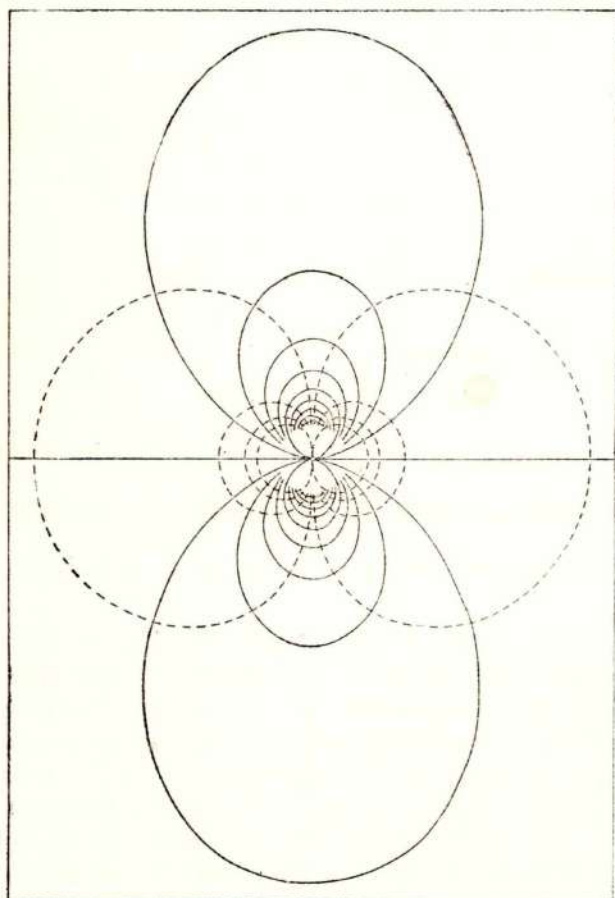


Fig. 3 — Líneas de Fuerza (sólidas) y de Igual Potencial (rajas) para el Dipolo Magnético

te con una densidad

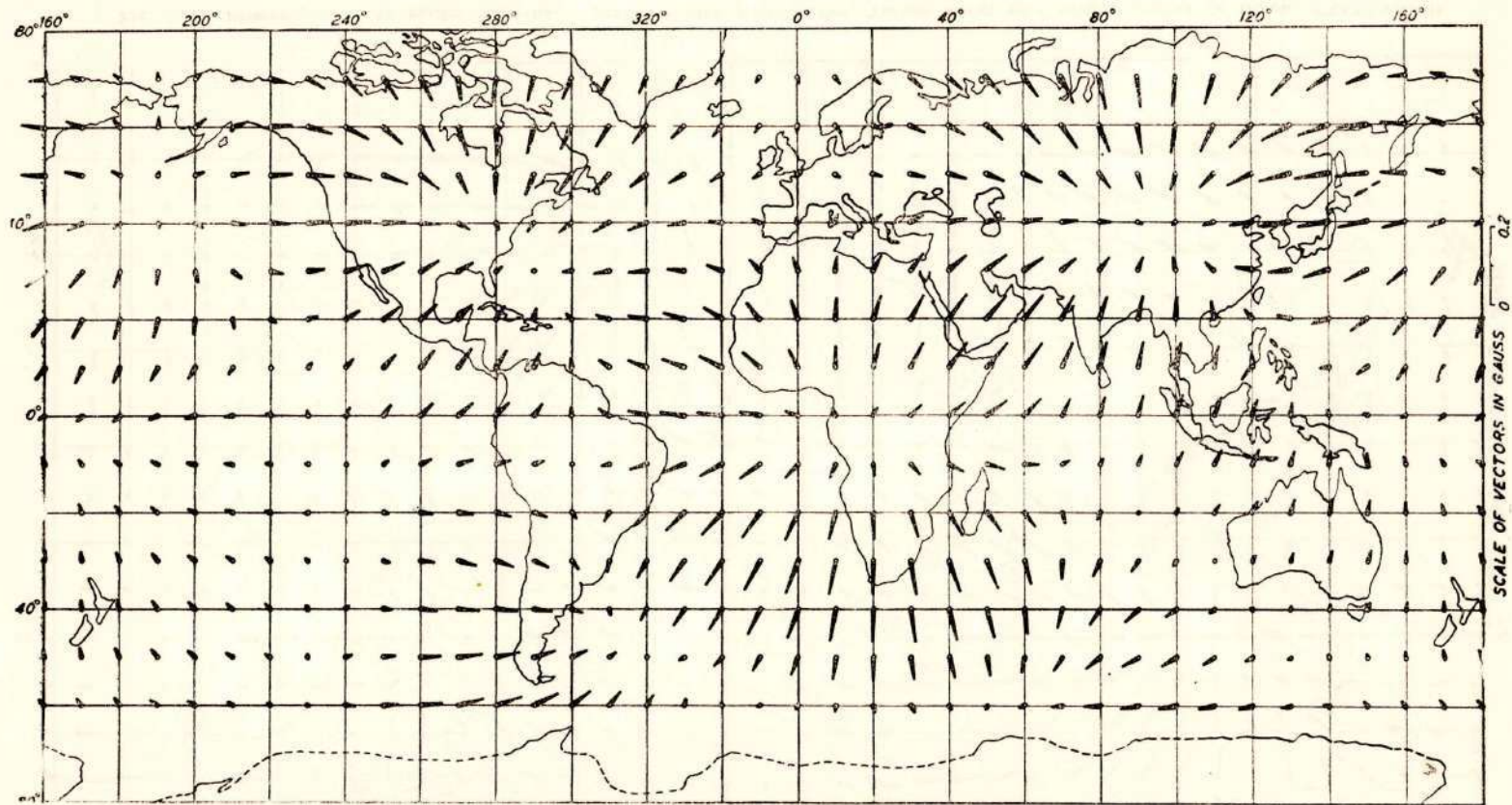


Fig. 4 — Diferencias para Vectores Horizontales: Valores Observados menos Campo de Dipolo CENTRADO.

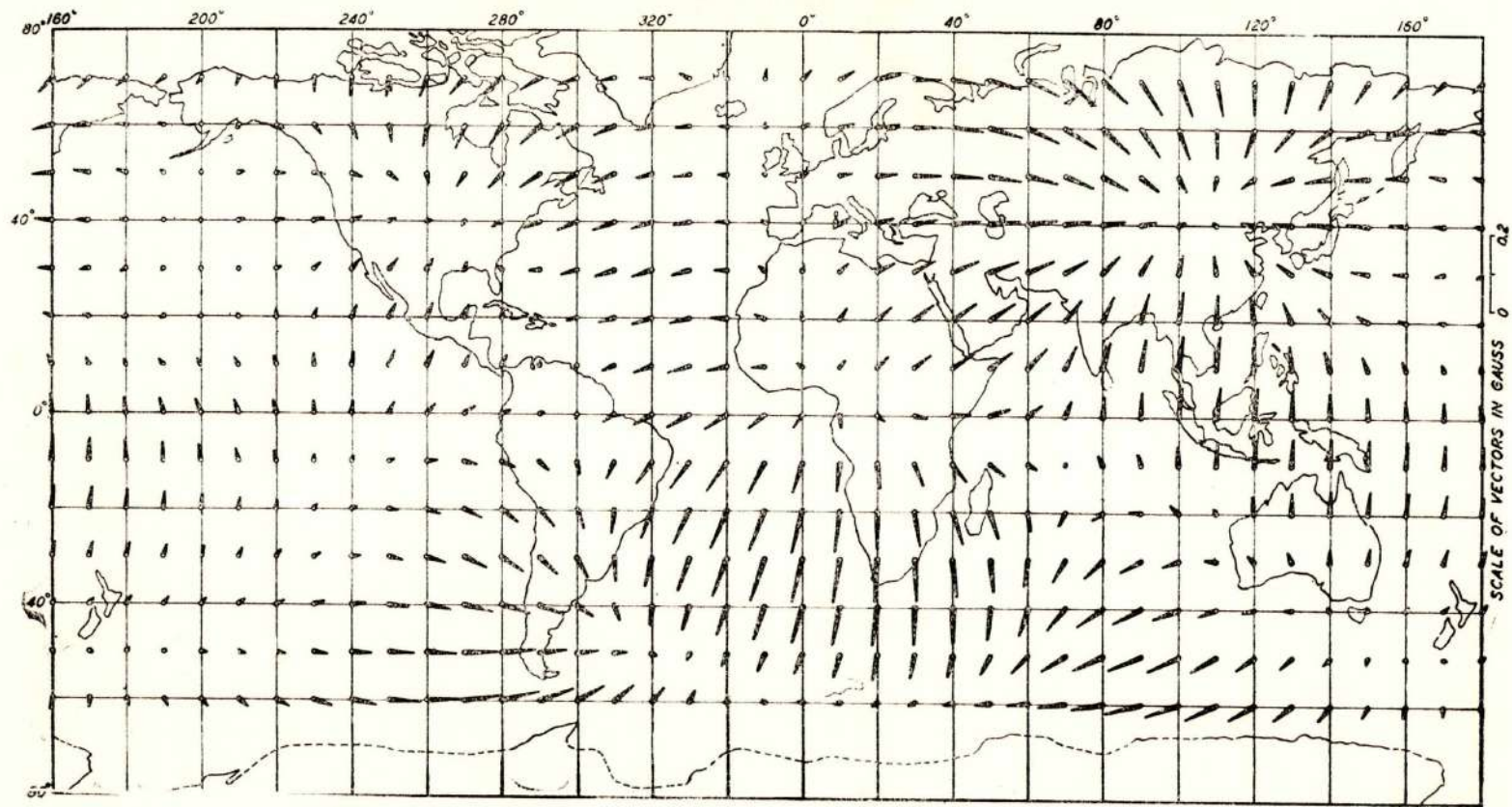


Fig. 5 — Diferencias, ó Anomalías Regionales para Vectores Horizontales: Valores Observados menos Campo de Dipolo EXCENTRICO.

corriente <sup>(1)</sup> de alrededor de  $0.8 \sin \Theta$  amp.cm<sup>-1</sup> y con  $\Theta =$  distancia geomagnética polar. Así, en el ecuador geomagnético 0.8 amperios fluirían hacia el oeste a través de cada cm. a lo largo de un meridiano magnético.

La figura 3 muestra las líneas de fuerza y las líneas equipotenciales de un plano a través del eje del dipolo. La dirección del momento del dipolo no está indicada, pero para el dipolo que se aproxima al campo magnético terrestre, las líneas de fuerza son dirigidas hacia abajo en el polo norte magnético.

**1.6— APROXIMACION DEL DIPOLO AL CAMPO TERRESTRE.—** Bartels <sup>(2)</sup> mostró que la mejor aproximación al campo terrestre (para 1922) con un dipolo magnético en el centro de la tierra fue obtenida cuando el eje del dipolo era alineado en la dirección desde un punto A, cerca del polo sur geográfico, hacia un punto B, antipodal, sobre la superficie de la tierra, con B en 78.5° Latitud Norte y 291.2° Longitud Este. El momento magnético del dipolo era  $8.1 \times 10^{25}$  Gauss cm<sup>3</sup> produciendo una intensidad horizontal maximal de 0.315 Gauss en la superficie de la tierra. La figura 4 muestra las desviaciones de los vectores horizontales reales para el campo terrestre en el año 1922, con respecto a los del dipolo de aproximación. Se notará (en la figura 4) que en muchos puntos sobre la superficie terrestre, las magnitudes de las discrepancias suman tanto como 0.1 Gauss (ó sean 10,000  $\gamma$ ). Bartels entonces determinó la ubicación del dipolo excéntrico que mejor se aproxima al campo terrestre. Este dipolo era constreñido a tener el mismo momento magnético como aquel del dipolo central y tener una dirección paralela a la del dipolo central que mejor encuadraba con la realidad. Este dipolo excéntrico tenía su centro en un punto C, 342 Km. del centro de la tierra, O, y en una dirección hacia un punto C' en latitud 6.5° Norte y longitud 161.8° Este. La figura 5 muestra las diferencias, campo observado menos campo del dipolo excéntrico, o anomalías regionales para vectores horizontales. La mejor aproximación debido al cambio del dipolo magnético del centro de la tierra al punto C (centro magnético) se ve en la figura 5, es poco notoria para el campo en el hemisferio norte, pero es apreciable en el caso del hemisferio sur.

**1.7— DIVERGENCIA Y ECUACION DE LAPLACE.—**Supongamos que tenemos un vector  $\vec{V}$  función de puntos (cuyas primeras derivadas espaciales son finitas, continuas y unívocas). Tomar un pequeño elemento de volumen de magnitud  $\delta$  que contiene al punto P y limitado por una superficie pequeña cerrada  $\omega$ . Sea la magnitud de un elemento diferencial típico del área  $\omega$  denotado por  $d\sigma$  y sea  $\hat{\xi}$  un vector unitario

en la dirección de la normal a  $\omega$  hacia afuera. La divergencia de  $\vec{V}$  puede definirse mejor (3) en la siguiente manera:

$$\operatorname{div} \vec{V} = \operatorname{Lt}_{\delta \rightarrow 0} \frac{1}{\delta} \int_{\omega} \hat{\epsilon} \vec{V} d\sigma \quad (23)$$

Así la divergencia  $\vec{V}$  en el punto P es una medida del flujo al exterior de  $\vec{V}$  a través de la superficie  $\omega$  ó sea el valor límite de este flujo al tender el volumen envolvente a reducirse a cero. Si la fuente de  $\vec{V}$  es, por ejemplo, una carga positiva de electricidad de densidad de volumen  $\rho$  supuesta uniformemente distribuida a través del volumen,  $\Delta$ , de una esfera con radio infinitesimal  $\epsilon$  y con centro en P, entonces  $\vec{V}$  es el campo de intensidad eléctrica,  $\vec{E}$ , y es dirigida normalmente hacia afuera sobre la superficie de la esfera. Así  $\int_{\omega} \vec{V}$  es uniforme sobre la pequeña superficie esférica y es igual a  $E$ . Así aplicando la definición (23), tenemos

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \epsilon^2 \frac{E}{\Delta}$$

y desde que

$$E = \frac{\rho \Delta}{\epsilon^2} \quad \text{Entonces} \quad \operatorname{div} \vec{V} = 4\pi\rho$$

Si no hay fuentes de  $\vec{V}$  (es decir no cargas, polos magnéticos, etc.) dentro del volumen  $\delta$  en (23), entonces el flujo normal de  $\vec{V}$  sobre la superficie  $\omega$  puede solamente provenir de fuentes externas a  $\delta$ . El flujo total normal a la  $\omega$  de fuentes externas puede fácilmente demostrarse que desaparece desde que el flujo normal que penetra  $\delta$  es justamente opuesto al flujo que sale de  $\delta$ . Así, donde sea en espacio libre  $\operatorname{div} \vec{V} = 0$ . En coordenadas rectangulares la divergencia de  $\vec{V}$  es dada por:

$$\operatorname{div} \vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \quad (24)$$

en la cual  $V_x, V_y, V_z$ , son las componentes de  $\vec{V}$ .

De la definición del operador  $\nabla$  en ecuación (8) tenemos

$$\nabla \vec{V} = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{k} \right) \cdot \left( V_x \hat{i} + V_y \hat{j} + V_z \hat{k} \right)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = \text{div } \vec{V} \quad (25)$$

Si el vector  $\vec{V}$  es el gradiente de la escalar  $U$  función de puntos, entonces tenemos para la divergencia del gradiente de  $U$ :

$$\text{div grad } U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad (26)$$

Por la discusión anterior de divergencia se puede ver que

$$\nabla^2 U = \text{div grad } U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (27)$$

para todos los puntos en el espacio libre.

Esta es la célebre ecuación de Laplace.

En (27)  $\nabla^2$  es el operador  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

La ecuación (27) es fundamental para problemas concernientes con la teoría del potencial y en particular con problemas que se presentan en conexión al análisis del campo terrestre y sus variaciones.

**1.8—SEPARACION DEL POTENCIAL INTERNO Y EXTERNO DEL CAMPO TERRESTRE.**—La ecuación (27) en coordenadas rectangulares no es aprovechable directamente para problemas relacionados con el campo magnético terrestre; para estos problemas un sistema de coordenadas esféricas no solamente es más apropiado sino que también simplifica enormemente el análisis en muchos casos. Para problemas concernientes con campos magnéticos de barcos o submarinos es más útil un sistema de coordenadas esféricas alargado hacia los polos y achatado hacia el ecuador.

Existen técnicas generalizadas <sup>(3 4)</sup> para obtener la ecuación de Laplace en cualquier sistema de coordenadas curvilíneas ortogonales sobre la base de la cual, la ecuación (27) puede ser obtenida en coordenadas esféricas.

Las soluciones de las ecuaciones de Laplace en coordenadas esféricas son conocidas como armónicas esféricas. El potencial  $V$  del campo magnético terrestre en o cerca de la superficie terrestre puede ser expresada <sup>(5)</sup> como una serie de términos de armónicas esféricas

$$V = \sum_n \sum_p V_n^p \quad (28)$$

donde  $V_n^p$  depende de  $\theta$ , la distancia norte polar (ó colatitud), y de  $\lambda$ , la longitud este, exclusivamente sobre el factor armónico superficial

$$P_n^p(\cos\theta) (A \cos p\lambda + B \sin p\lambda) \quad (29)$$

$P_n^p(\cos\theta)$  denota la función asociada de Legendre, de grado  $n$  y orden  $p$ ;  $n$  y  $p$  son enteros positivos o cero y  $p \leq n$ ;  $A$  y  $B$  son funciones de  $r$  (la coordenada radial), del tipo indicado en la expresión general siguiente para  $V_n^p$

$$V_n^p = \left\{ \left( E_{n,a}^p \frac{r^n}{a^{n-1}} + I_{n,a}^p \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} \right) \cos p\lambda + \left( E_{n,b}^p \frac{r^n}{a^{n-1}} + I_{n,b}^p \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} \right) \sin p\lambda \right\} P_n^p(\cos\theta) \quad (30)$$

Los términos en el potencial que son de grado positivo en  $r$  se relacionan con la parte del campo que tiene su origen sobre la superficie de la tierra ( $r = a$ ), mientras que los otros términos están asociados con la parte que se origina dentro de la tierra. Los factores (o coeficientes)  $E_n^p$ ,  $I_n^p$ , asociados con estos términos están escogidos de manera que sugieren este carácter interno y externo. El potencial dado por (30) puede ser diferenciado para dar términos armónicos esféricos para  $X$  (norte),  $Y$  (este), y  $Z$  (hacia abajo), componentes del campo magnético terrestre. Estas últimas expresiones indican los tipos de funciones usadas para que encajen con los valores observados del campo terrestre, obtenidos de las cartas magnéticas de puntos de una grilla regular formada por meridianos y paralelos de latitud, uniformemente espaciados. Los coeficientes de estas funciones son aquéllos de la ecuación (30). De esta manera la razón de los coeficientes que representan la parte del campo que se origina sobre la tierra con respecto al originado dentro de la tierra se puede obtener para los términos de cada orden y grado. Para el campo magnético principal terrestre prácticamente todo el potencial se origina dentro de la tierra.

El análisis más reciente del campo principal de la tierra fue para la época 1945, hecho por Vestine, Lange, Laport y Scott (6). En este análisis los términos hasta el grado 6 y orden 6 fueron usados, determinándose gran número de coeficientes. La referencia 6 da mayores detalles concernientes al proceso usado para determinar los coeficientes, junto con los valores numéricos de los coeficientes.

**1.9—VARIACION SECULAR.**—La figura 6 muestra el cambio total secular en los componentes horizontales del campo terrestre (cambio combinado de  $X$  e  $Y$ ) durante el intervalo 1885-1922 según determi-

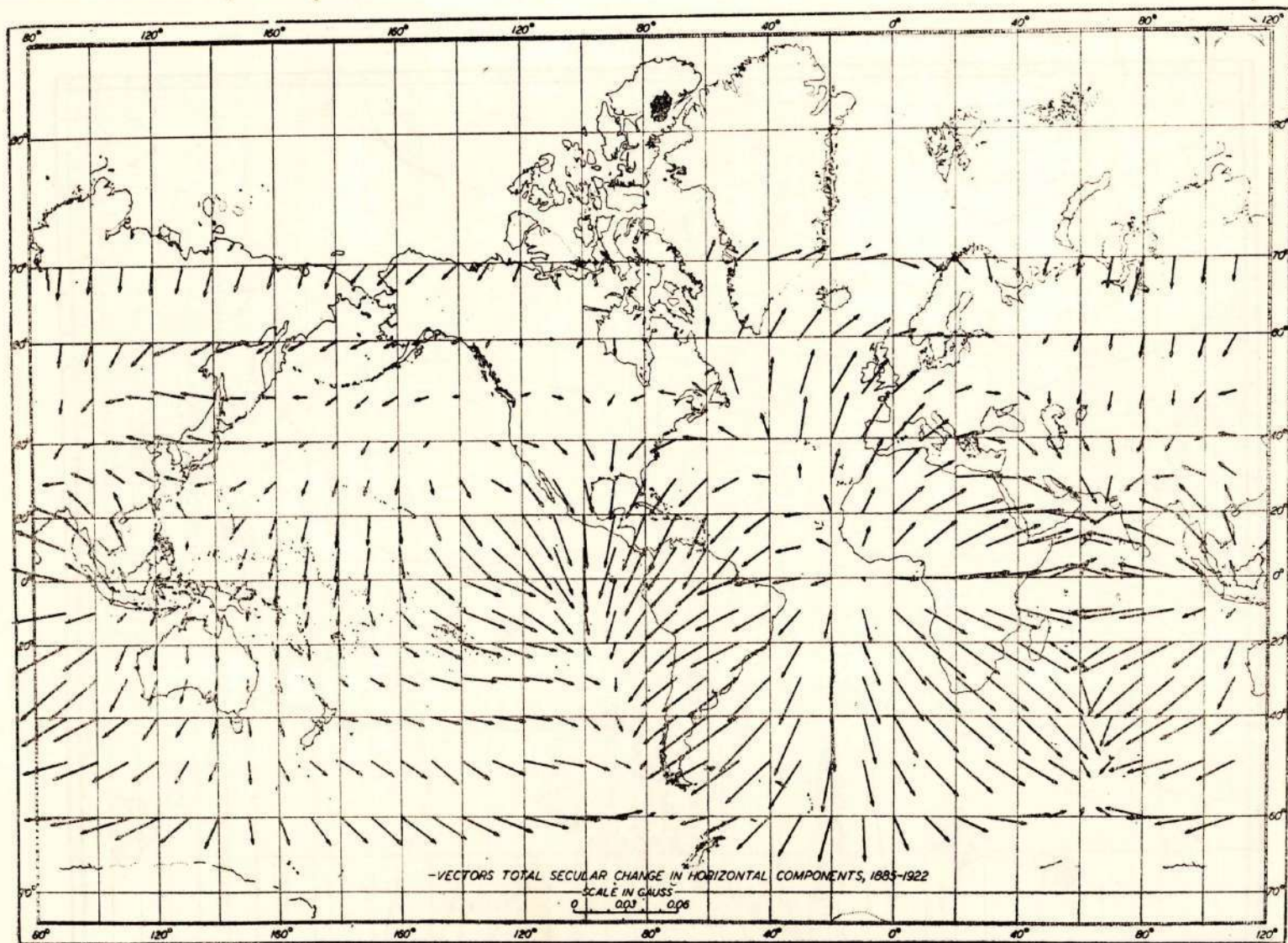


Fig. 6 — Vectores del Cambio Secular Total en Componentes Horizontales, 1885-1922.

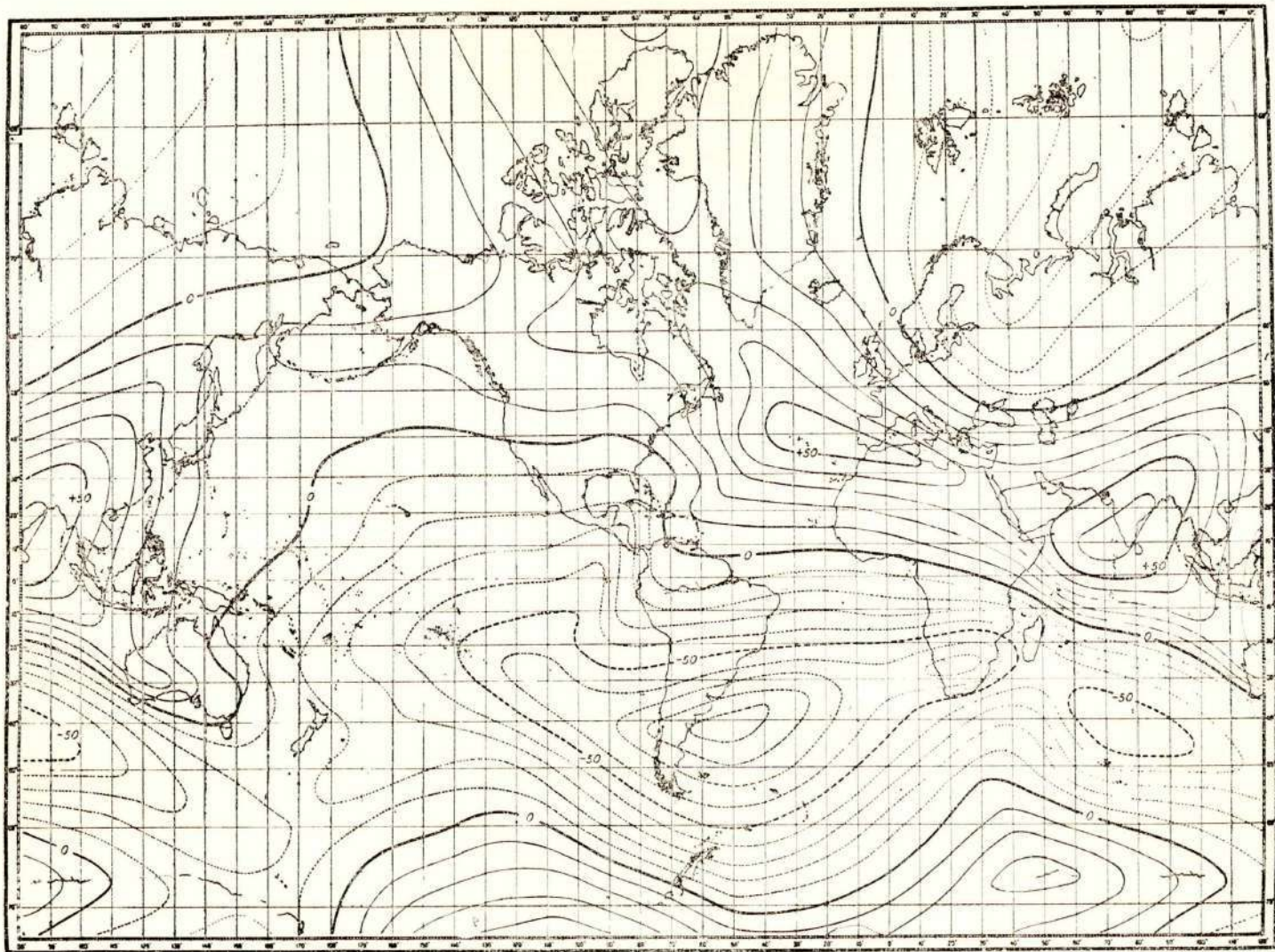


Fig. 7 — Variación Secular Geomagnética en gamas por año, de la Componente Norte; Epoca: 1942.5

nación de McNish (<sup>7</sup>). En algunas localidades la magnitud del cambio durante estos 37 años llega hasta un 20 % de la fuerza horizontal total en el ecuador. Similarmente el cambio secular en intensidad vertical en algunas áreas llega, en 37 años, hasta un 10% de la fuerza vertical total en los polos. Las Figs. 7 y 8 derivadas por Vestine et al (<sup>6</sup>) muestran respectivamente los contornos para cambios anuales iguales en las componentes geomagnéticas hacia el norte (X) y hacia el este (Y) para la época 1942. 5. Los resultados de gráficos como los de las figuras 7 y 8 y de otros similares para el cambio secular en Z pueden ser sometidos a un análisis armónico esférico en la misma manera como para el campo principal terrestre. De los resultados del análisis armónico esférico los coeficientes obtenidos pueden ser usados para determinar la descripción del sistema de corrientes eléctricas que se requeriría para producir el cambio secular cuyo origen se encuentra debajo de la superficie terrestre. Vestine (<sup>6</sup>) et al usaron los resultados de estos análisis armónicos esféricos para determinar lo que estas distribuciones de corrientes serían a profundidades de 0, 1000, 2000 y 3000 Km. debajo de la superficie terrestre. Incidentalmente, los coeficientes armónicos esféricos facilitan las extrapolaciones necesarias a varias profundidades. Vestine (<sup>6</sup>) encontró que los cambios anuales en la corriente aumentan rápidamente en complejidad con el incremento de profundidad y que esta mayor complejidad podía ser aún mayor si el cambio secular observado hubiera encajado con un mayor número de términos armónicos de los que realmente se usó. Vestine por lo tanto infirió que una parte principal del cambio secular no se origina en profundidades mayores de 300 Km., y que una menor profundidad es probable en virtud de la mayor simplicidad en conceptos. Sobre la base de argumentos similares Vestine concluyó que si el campo principal de la tierra era debido a corrientes eléctricas entonces la región principal del flujo de estas corrientes probablemente quede a una profundidad entre los 1000 Km. a 3000 Km. debajo de la superficie de la tierra. Por otro lado Elsasser (<sup>8</sup>) cree que las corrientes que explicarían la existencia del campo magnético principal y su variación secular provienen del movimiento fluido del núcleo terrestre. Toda vez que exista un campo magnético originalmente, Elsasser muestra cómo éste no solamente puede ser mantenido sino aun amplificado por el movimiento del fluido altamente conductivo del núcleo de la tierra, y que los efectos de la rotación terrestre tenderían a orientar los remolinos de corrientes en el núcleo, de tal modo como para crear un campo terrestre similar al observado. Elsasser indica que algunas estrellas tienen campos magnéticos que cambian rápidamente y desde que las estrellas tienen temperaturas tan altas que ciertamente no permiten magnetización, entonces se requiere postular un mecanismo dinámico, tal como el que propone para el campo magnético terrestre, para explicar tales campos estelares.

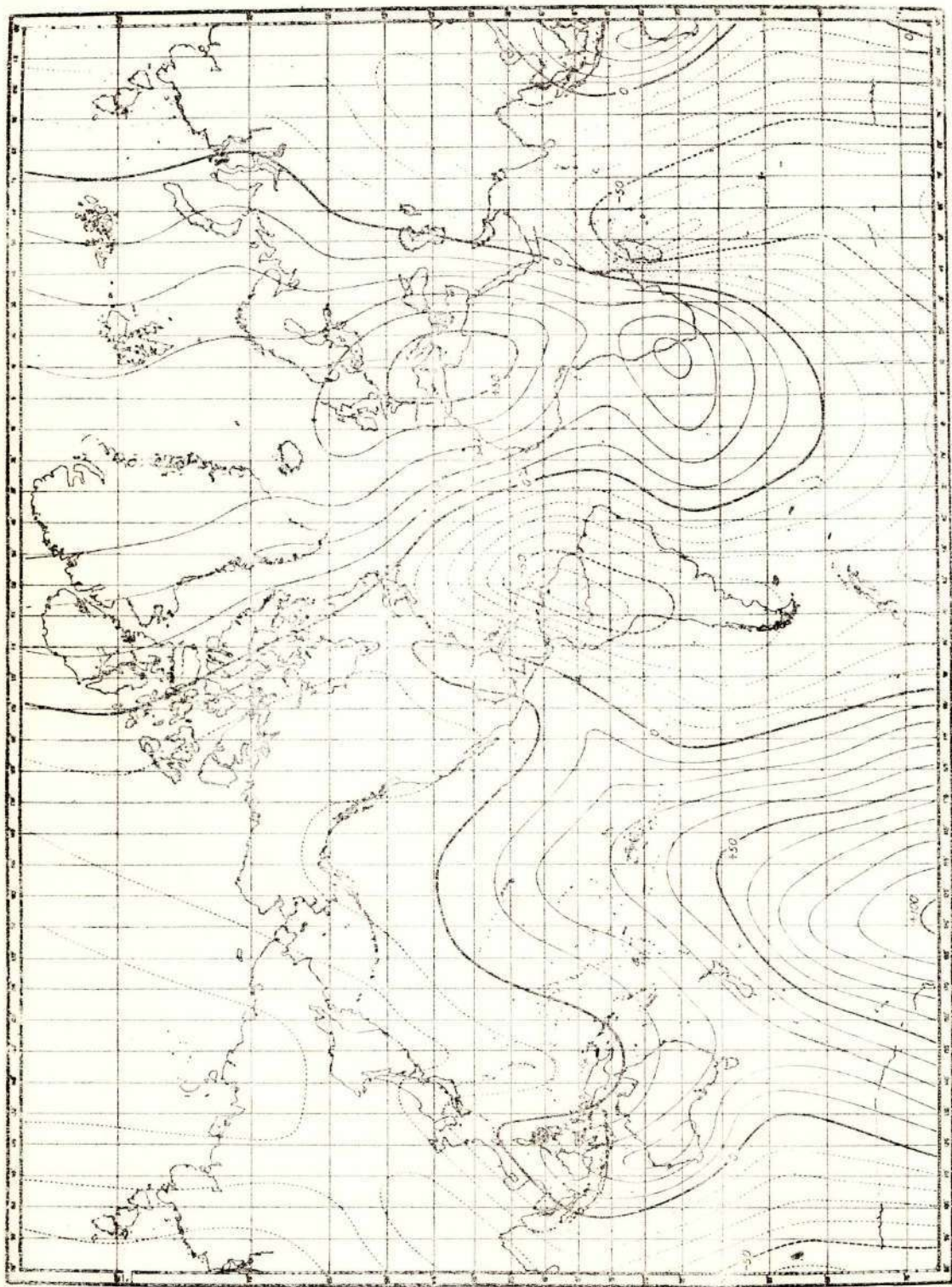


Fig. 8 — Variación Secular Geomagnética en gamas por año, de la componente Este; Epoca: 1942.5.

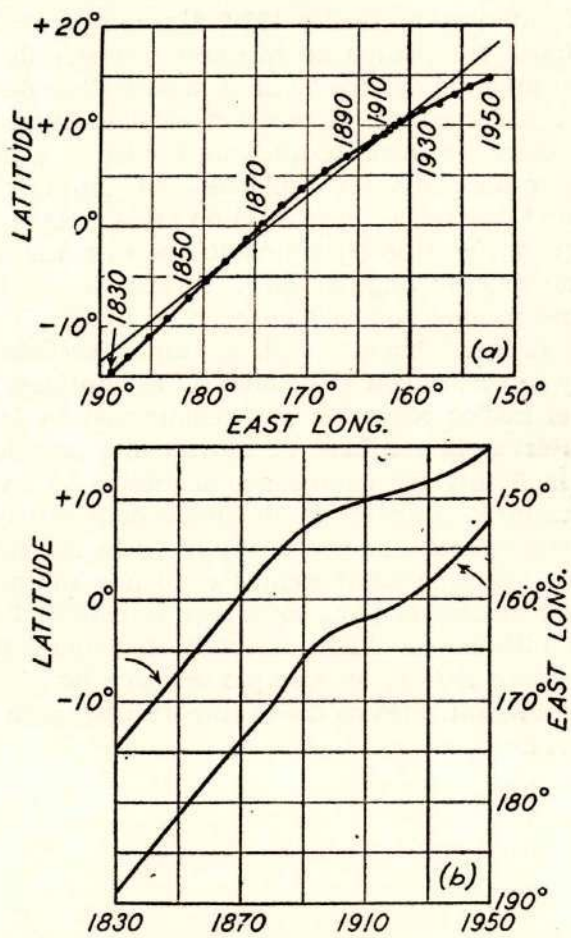


Fig. 9 — (a) Movimiento Dipolo Excéntrico: 1830-1950, y  
 (b) Dipolo Excéntrico: 1830-1950.

1.10— **DERIVA DEL DIPOLO EXCENTRICO.**—Los primeros términos (o coeficientes) del análisis harmónico esférico del campo principal terrestre suministran (<sup>2 9</sup>) los datos necesarios para ubicar el centro del dipolo excéntrico que mejor se aproxima al campo principal terrestre. La figura 9 (a) muestra cómo el centro de este dipolo excéntrico aparentemente se ha corrido al oeste y hacia el norte durante el intervalo 1830-1950. La figura 9 (b) muestra separadamente cómo la latitud (curva superior) y la longitud (curva inferior) han cambiado con el tiempo durante el mismo intervalo. Brower, (<sup>10</sup>) de evidencias astronómicas, estimó los cambios anuales en la magnitud de la rotación terrestre desde 1820. Por ejemplo, se encontró una disminución en la rotación anual entre 1910 y 1930, a razón de 1.5 seg., ó sea una disminución diaria del tiempo de rotación terrestre de casi 0.004 seg. Así, durante el intervalo de esos 20 años la superficie de la tierra migró hacia el este, con respecto a la posición del año 1910, alrededor de 5 millas en el ecuador. Se encontró que esta tendencia a plazo largo en la rotación angular no podía ser explicado por causas conocidas en la atmósfera o en el océano; la magnitud de estos efectos se encontró ser demasiado pequeña. Vestine (<sup>9</sup>) concluyó que esta variación secular en cantidad de movimiento angular de la corteza terrestre y capa intermedia era compensada probablemente en el núcleo. Vestine encontró que la razón de la deriva hacia el oeste del dipolo excéntrico corresponde en magnitud y dirección con el cambio de la cantidad de movimiento (angular) en el núcleo requerido para compensar lo de la corteza (es decir para conservar la cantidad de movimiento angular). Él (<sup>10</sup>) así concluyó que la fuente del campo geomagnético se encuentra dentro de una circulación en gran escala de fluido dentro del núcleo central de la tierra y que esta circulación del fluido debe ser considerada establecida como real porque aparentemente no hay ninguna otra fuente grande adecuada necesaria para conservar la cantidad de movimiento angular. Estas últimas conclusiones están en general de acuerdo con la teoría de Elsasser. Este es un ejemplo de cómo las observaciones geomagnéticas suministran medios útiles importantes para estudiar el interior de la tierra.

## REFERENCIAS I

- 1) Geomagnetism, Chapman and Bartels. Vol II p. 645. International Monographs on Physics, Oxford Clarendon Press (1940).
  - 2) Bartels, Terr Mag. 41, 225-250 (1936).
  - 3) Wills, Vector and Tensor analysis p. 83 Prentice Hall (1931).
  - 4) Abraham and Becker, Classical Theory of Electricity and Magnetism Student's Physics. Vol. V Blackie and Son Ltd., London, Glasgow (1932).
  - 5) S. Chapman and A. T. Price, Philosophical Transactions of the Royal Society, A 229, 427-460, 1930.
  - 6) Vestine, Longe, Laporte and Scott, Geomagnetic field: description and analysis, Carnegie Institution of Washington Publication 580 (1947).
  - 7) McNish A. G., 43-50, Transactions American Geophysical Union 18th Annual meeting 1937.
  - 8) Elsasser, Walter H. 44-48, Scientific American, May 1958.
  - 9) Vestine, E. H. Terr. Mag. 58 N° 2, 127-145 (June 1943).
  - 10) Brouwer, D. Proc. Nat. Acad. Sci., 38, 1-12 (1952).
-



## CONFERENCIA II

### VARIACIONES GEOMAGNETICAS TRANSITORIAS

2.1— **VARIACION DIURNA.**—En cada observatorio magnético, tal como el del Instituto Geofísico de Huancayo, se registran continuamente las variaciones del campo magnético terrestre en magnetogramas diarios. En cada magnetograma se registra la magnitud de la componente horizontal (H), su dirección (D) o sea la declinación, y la componente vertical (Z). Para cada día se asigna un número de actividad magnética C, en la escala 0, 1 ó 2, de acuerdo a si las curvas diarias son uniformes y regulares (0), moderadamente perturbadas o irregulares (1), o muy perturbadas, mostrando grandes fluctuaciones y desviaciones de la normal, tal como ocurre en días de tempestades magnéticas (2). Basados en tales informes de un gran número de observatorios un Bureau Central asigna para cada día de Greenwich un número C promedio internacional. También selecciona para cada mes los cinco días más “tranquilos” y los cinco días “más perturbados”. La figura 10 muestra el promedio de variación diurna de todos los 60 días tranquilos del Segundo Año Polar Internacional (1932-1933) para 18 observatorios entre las latitudes geográficas 50.0° S y 53.8 N. Para conveniencia en el análisis, la variación diurna para cada observatorio, como se muestra en la figura 10, es aquella para las tres componentes geomagnéticas X, Y, Z del campo de la tierra que se refieren a un conjunto de ejes con origen en el dipolo centrado.  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  y  $\Delta Z$  son las desviaciones medias horarias de la media diurna de las componentes geomagnéticas, al norte, al este y hacia abajo respectivamente. Estas desviaciones en la figura 10 son graficadas de acuerdo al tiempo local geomagnético, definido como el ángulo entre el meridiano geomagnético a través del observatorio y uno opuesto a aquel a través del sol. En los observatorios de las latitudes medias y en las latitudes cercanas al ecuador el tiempo geomagnético difiere solamente muy poco del tiempo local geográfico (<sup>2</sup>). La figura 11, similar a la figura 10, muestra la variación diurna de  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  y  $\Delta Z$ , para varias estaciones al norte de la latitud 54.0° N; estos fueron derivados para el Año Polar Internacional (1932-1933) por Vestine y otros (<sup>1</sup>). Las figuras 10 y 11 muestran que, excepto para

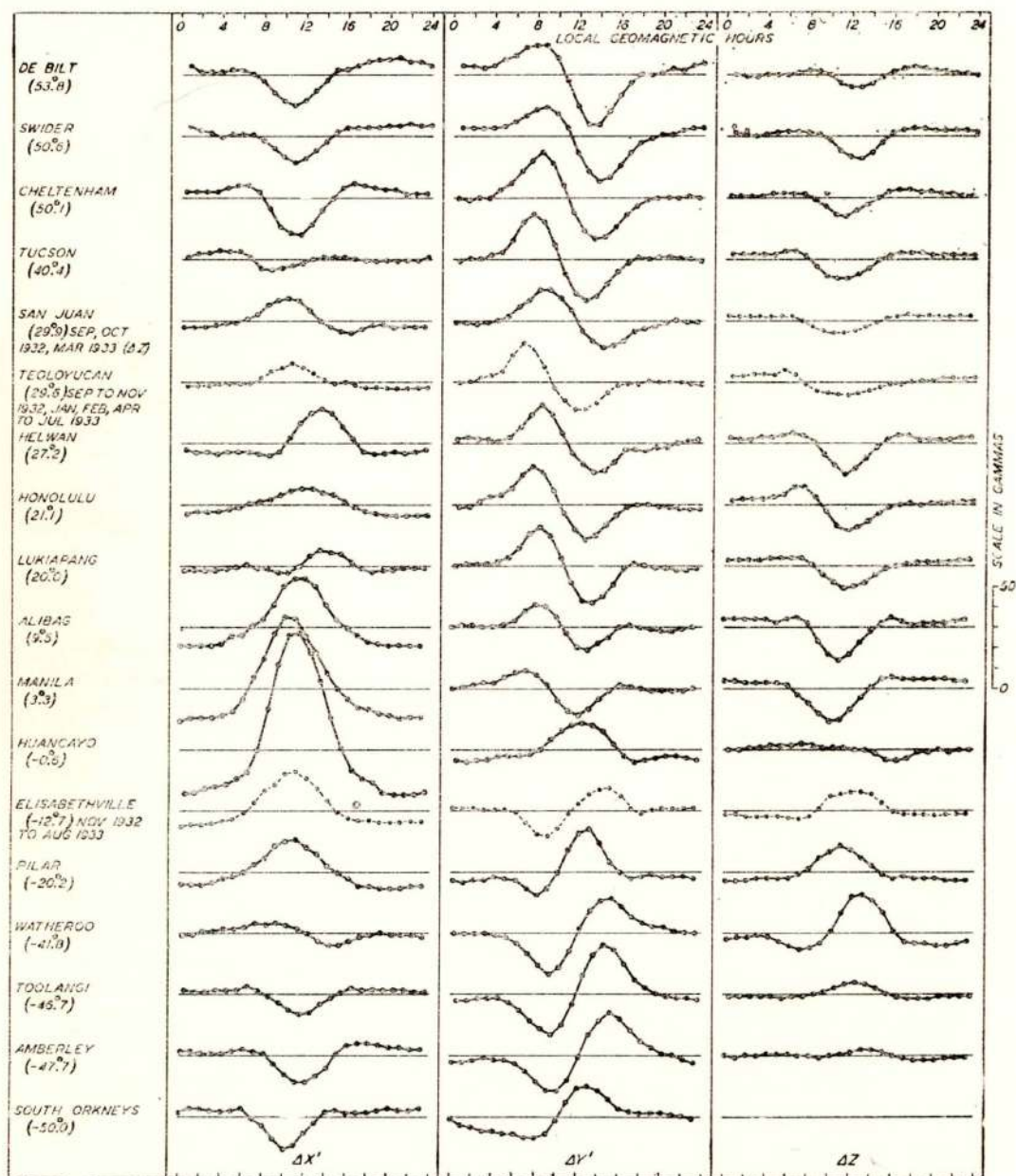


Fig. 10 — Variación Media Diaria, Días Tranquilos, de las Componentes Geomagnéticas, Media de 12 meses, Año Polar: 1932-1933 (Las latitudes geomagnéticas se indican en paréntesis)

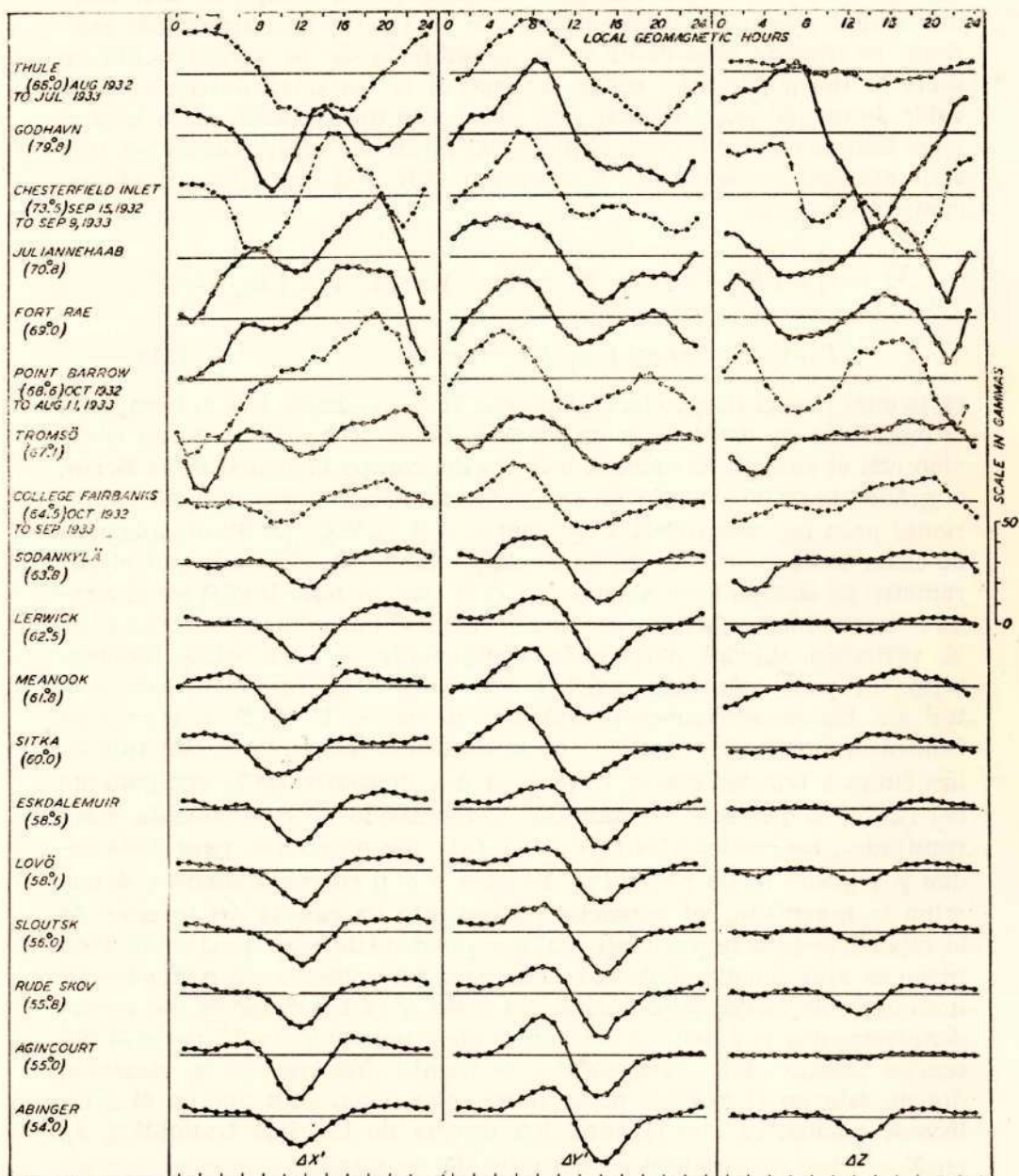


Fig. 11 — Variación Media Diaria, Días Tranquilos, de las Componentes Geomagnéticas, Media de 12 meses, Año Polar: 1932-1933 (Las latitudes Geomagnéticas se indican en paréntesis)

las regiones polares, la variación diurna de las tres componentes varía de una manera algo sistemática y regular con respecto a la latitud. Teniendo en cuenta que cualquier función que se comporta bien sobre una esfera puede ser representada por una serie de armónicas esféricas, es natural considerar la representación de la variación diurna sobre la tierra por tales series. Además si la variación diurna es derivable de un potencial escalar y es solamente una función de la latitud y del tiempo local, entonces el potencial puede ser representado por una serie del tipo mostrado por la ecuación (30), con una ligera modificación, como sigue:

$$V_n^p = \left\{ a \left[ E_{i,n}^p \left(\frac{r}{a}\right)^n + I_{e,n}^p \left(\frac{r}{a}\right)^{n+1} \right] \cos pt' + a \left[ E_{o,n}^p \left(\frac{r}{a}\right)^n + I_{i,n}^p \left(\frac{r}{a}\right)^{n+1} \right] \sin pt' \right\} P_n^p(\cos \Theta) \quad (31)$$

en la cual  $t'$  es el tiempo local dado por  $(t + \lambda)$ , donde  $t$  es el tiempo en el meridiano de donde  $\lambda$  se ha medido. Como se ha esbozado en conexión con el análisis armónico esférico del campo principal de la tierra, el gradiente de  $V_n^p$  de (31) en coordenadas esféricas proporciona expresiones para las componentes del campo  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  y  $\Delta Z$ . Para cada una de estas componentes la dependencia en longitud está dada por el parámetro de tiempo local  $t'$  como en (31). Así, el paso inicial en el análisis armónico esférico es una análisis armónico ordinario de la variación diurna para cada componente y para cada observatorio. El paso siguiente consiste en ajustar la variación con latitud de las componentes periódicas  $p$  ( $p = 1, 2, 3, \dots$  etc.) con funciones simples  $P_n^p(\cos \Theta)$  de la distancia polar  $\Theta$  ó con funciones simples relacionadas a  $P_n^p(\cos \Theta)$  que dependen de la componente del campo a que está ajustándose. Combinando apropiadamente estos resultados, los coeficientes  $E_n^p$  e  $I_n^p$  en (31) son obtenidos, para cada orden  $p$  y grado  $n$ . La razón  $I_n^p / E_n^p$  para  $n$  y  $p$  correspondientes, determina la magnitud del potencial proveniente de causas del interior de la superficie de la tierra relativa al que proviene de causas externas. Esta razón es aproximadamente la misma para los primeros seis o más términos que se requieren para ajustar los datos, y es alrededor de 0.4, lo que demuestra que el potencial externo es aproximadamente 2.5 veces el potencial interno. Por consiguiente, la fuente primaria de la variación diurna está en el exterior de la tierra. Mencionaremos que en el análisis se encuentra que la variación diurna de los días tranquilos,  $s_{ij}$ , en  $\bar{X}$  e  $\bar{Y}$  son expresables en términos de las mismas funciones armónicas esféricas <sup>(3)</sup> y con los mismos factores numéricos. Este hecho demuestra que el campo  $s_{ij}$  en la superficie terrestre tiene un potencial escalar y por lo tanto que para describirlo puede usarse la ecuación (31). Esta ecuación muestra que para la misma  $p$  los coeficientes para

el potencial de origen externo (o interno) pueden combinarse como sigue:

$$E_{na}^p \cos pt' + E_{nb}^p \sin pt' = C_{nc}^p \cos(pt' + \alpha_{nc}^p) \quad (32)$$

y similarmente para  $I_{na}^p$  e  $I_{nb}^p$ . Esto permite una determinación de la fase para cada componente harmónica (período = p) para el potencial de origen externo y para aquel de origen interno. La diferencia en fase entre los dos ha sido resumido por McNish (<sup>4</sup>) sobre la base de un análisis anterior por Chapman.

**2.2— INDUCCION ELECTROMAGNETICA EN LA TIERRA.**—La separación del potencial para la variación diurna,  $S_q$ , en partes  $S_q^e$  y  $S_q^i$ , esto es para el potencial externo y el potencial interno, no explica en sí misma cada parte. La similitud de las razones de amplitud y diferencias de fase (<sup>3 4</sup>) para las cuatro componentes periódicas indica una conexión causal entre los dos. Desde que  $S_q^e$  es aproximadamente dos y medio veces mayor que  $S_q^i$ , es natural considerar a  $S_q^e$  como la causa y  $S_q^i$  el efecto. Un campo como aquel de  $S_q^e$  que varía con el tiempo, ciertamente produce un campo interno por inducción electromagnética, puesto que hasta cierto punto, la tierra es conductora. El campo interno se originará de las corrientes inducidas dentro de la tierra. Si la conductividad  $k$  fuese conocida en todas partes dentro de la tierra, entonces la distribución de corrientes inducidas y sus campos magnéticos asociados podrían ser calculados del campo conocido  $S_q^e$ . Sin embargo, la conductividad eléctrica de la tierra,  $k$ , no se conoce más allá de una profundidad de unas pocas millas. Luego, es necesario considerar que campos internos  $S_q^e$  inducirían en una tierra modelo del mismo tamaño de la tierra actual —teniendo el modelo alguna supuesta distribución de conductividad. Si se supone al modelo (<sup>3</sup>) tener una conductividad constante a través de él, los cálculos muestran que la diferencia de fase entre cada componente periódica de  $S_q^e$  y el campo inducido resultante de esta componente periódica depende solamente de  $k$  y no del tamaño de la esfera. Para campos externos que varían periódicamente con períodos de 1,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{3}$  y  $\frac{1}{4}$  día (correspondientes a las componentes periódicas de  $S_q$ ) aquellas diferencias de fase son aproximadamente todas la misma y su signo es aquel que se halla del análisis harmónico esférico. Estas diferencias de fase del análisis harmónico esférico están de acuerdo con aquéllas calculados del modelo (<sup>3</sup>) cuando se usa un valor de  $k = 3.6 \times 10^{-13}$  c.g.s. Para comparar el valor de  $k$  para el agua de mar es  $4.1 \times 10^{-11}$ , para tierra seca o roca  $k = 10^{-15}$ , y para el cobre  $k = 6.1 \times 10^{-4}$ . Sin embargo, usando el valor de  $k = 3.6 \times 10^{-13}$  c.g.s. para el modelo total terrestre, las razones calculadas para las partes externa e interna de  $S_q$  para las cuatro componentes periódicas (<sup>3 4</sup>),

no están de acuerdo con aquellas derivadas del analysis armónico esférico.

Los resultados de los cálculos basados en una tierra modelo pueden ser puestos de acuerdo con aquellos del análisis armónico esférico si la tierra modelo se supone tener la misma ( $k = 3.6 \times 10^{-13}$  c.g.s.) conductividad a través de una esfera de radio  $r_1$ , con  $r_1$  aproximadamente menor en 160 millas que el radio de la tierra,  $a$ ; y si la capa esférica con radios  $a$  y  $r_1$  —  $a$  se supone no conductora. Esta capa externa no es absolutamente no conductora pero su conductividad, digamos comparable con aquélla para roca, tendría un efecto que sería pequeño comparado con aquélla dentro de la esfera de radio  $r_1$ , utilizada para el modelo. En realidad la transición al valor  $3.6 \times 10^{-13}$  para el núcleo es probablemente gradual y no abrupto como en el modelo. Es importante remarcar que los cálculos basados sobre la tierra modelo muestran que alrededor del 90 % del campo magnético de la superficie terrestre que proviene de las corrientes inducidas es debido a corrientes que fluyen dentro de una quinta parte de la profundidad del núcleo modelo desde su superficie. Las corrientes que fluyen a una profundidad mayor que la mitad de este núcleo no tienen influencia apreciable sobre el campo de superficie  $S_q$ . Hay alguna evidencia que indica que  $k$  crece rápidamente en la región de 160 millas a 400 millas de profundidad. Para obtener información sobre la conductividad en la mitad central del núcleo es necesario investigar las variaciones magnéticas con períodos mucho más largos que un día. Los estudios descritos más arriba proporcionan otro ejemplo de cómo los fenómenos geomagnéticos pueden ser empleados para obtener información y conocimientos acerca del interior de la tierra, que de otra manera no podrían obtenerse.

**2.3— LA PARTE EXTERNA DEL CAMPO  $S_q$ .**—Ya que no hay material magnetizado en la atmósfera terrestre y ya que esta atmósfera es prácticamente no conductora hasta una altura aproximada de 70 kms. esto significa que la parte externa del  $S_q$  debe proceder de corrientes que fluyen en una de las capas ionosféricas. Se ha demostrado experimentalmente, enviando magnetómetros verticalmente a través de la ionosfera más baja, en el ecuador, en un cohete, que las corrientes para la fuente de  $S_q$  fluyen en una capa delgada con altura aproximada de 100 kilómetros.

Como ha sido indicado en conexión con la discusión concerniente al origen del campo principal de la tierra, los resultados del análisis armónico esférico proporcionan una base directa y conveniente para calcular la magnitud y dirección de un sistema de corrientes eléctricas que fluyendo en una capa esférica delgada pueden producir la parte externa del campo  $S_q$ . La figura 12, muestra esta función corriente para el lado iluminado de la tierra. Esta función-corriente fue derivada de las variaciones diurnas promedios observados para todos los días (1902)

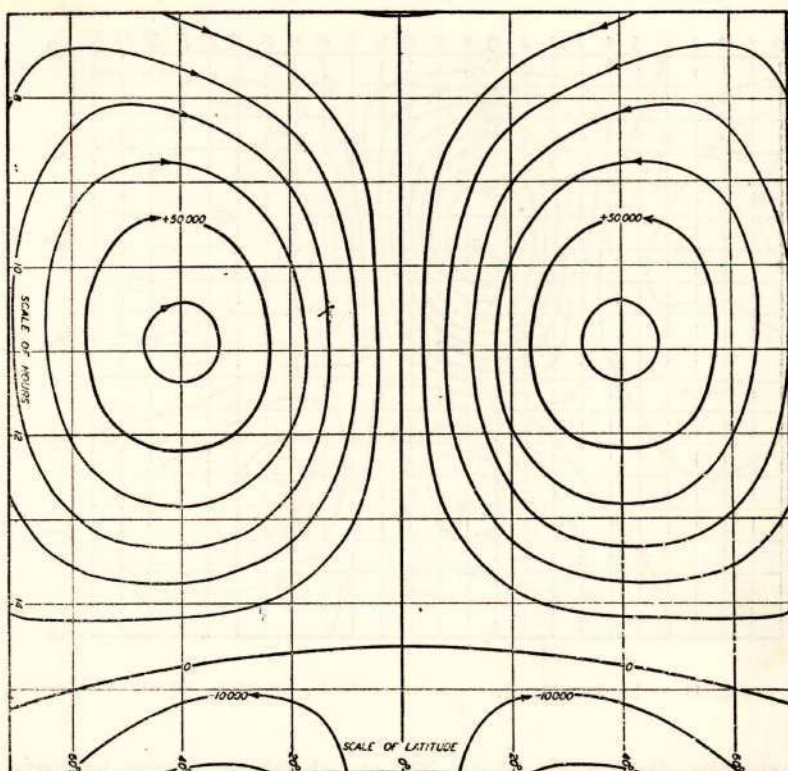


Fig. 12 — Isométricas de la función de Corriente Externa, Amperes de toda la tierra sobre el hemisferio iluminado de la Tierra a las Horas Locales indicadas, todos los días, 1912, deducidos de las variaciones diurnas magnéticas de estaciones ampliamente separadas (Diagrama original hecho por Bartels con los coeficientes de Chapman)

en algunas de las estaciones separadas a gran distancia (no incluyendo a Huancayo que comenzó a operar en 1922). Un total de más de 60,000 amperios fluyen en cada uno de los dos circuitos. El flujo es de acuerdo al movimiento de las agujas del reloj en el circuito del hemisferio sur y contra las agujas del reloj (visto desde arriba) en el hemisferio norte. La función-corriente para meses equinocciales es similar a lo de la figura 12, pero en los meses de verano en el hemisferio norte la corriente total en el circuito norte es (ver figura 13) alrededor de  $\frac{1}{3}$  mayor que en la figura 12, mientras que en el hemisferio sur el circuito es alrededor de  $\frac{1}{3}$  menor. En el invierno del hemisferio norte la asimetría es invertida. El sistema de corrientes en las figuras 12 y 13 no es fijo relativo a la tierra, pero si fuera visto podría aparecer fijo, excepto para los cambios de estación), para un observador en el sol. Un sistema similar de corriente fluye, pero mucho más débil, sobre el hemisferio de la tierra que está de noche. Se notará en la figura 12 que en la latitud  $40^\circ$  (norte o sur) el foco de sistema de corriente es cenital a las 11 horas, tiempo local. Después que se llamó la atención sobre la

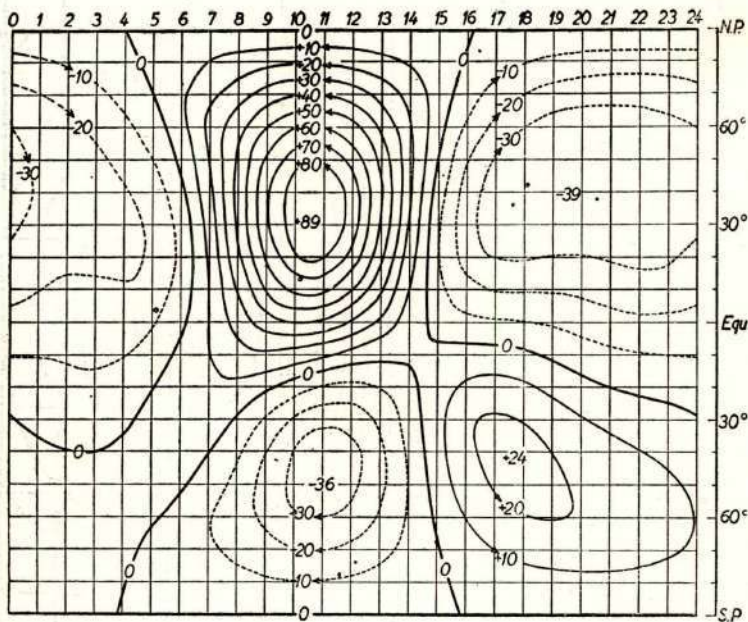


Fig. 13 — La Función de Corriente para Sq en Junio (según Chapman)

gran variación diurna en H (o X) en el Observatorio Magnético de Huancayo, McNish (<sup>4</sup>) hizo un análisis de la variación diurna usando datos de días tranquilos cerca de los equinoccios del año 1923, de cinco estaciones cercanas al meridiano 75° Oeste. La latitud de estas estaciones están comprendidas desde 31.7° Sur a 43.8° Norte. Como se muestra en la figura 14 por la función-corriente resultante, que daría lugar a las variaciones diurnas observadas, el sistema de corrientes es mucho más intenso en el hemisferio sur que en el hemisferio norte. Mas recientemente, y especialment durante el AGI (Año Geofísico Internacional) las observaciones de la variación de la amplitud de la variación diurna solar en la vecindad del ecuador magnético muestran que la amplitud de la variación diurna de H (o de X) es más grande en el ecuador magnético y se reduce aproximadamente a la mitad de este valor a una distancia de 600 Kms. al norte y sur del ecuador magnético. En un Programa del Año Geofísico Internacional en 1957, llevado a cabo conjuntamente por el Departamento de Magnetismo Terrestre de la Carnegie Institution de Washington y el Instituto Geofísico de Huancayo, se observó la variación diurna de H, Z y D en unas 17 estaciones entre Quito, Ecuador, y María Elena, Chile. Al norte y sur del ecuador magnético la variación diurna de Z se encontró estar en fase opuesta y la amplitud más grande ocurría aproximadamente a 350 Kms. al norte y al sur del ecuador magnético. Estos resultados indican una concen-

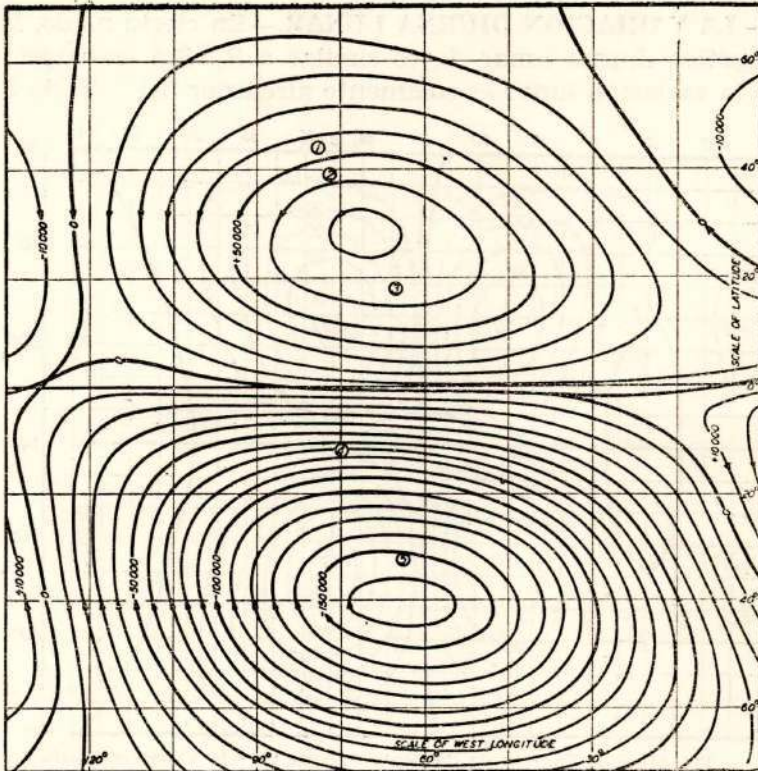


Fig. 14 — Isométricas de la Función Corriente Externa, Amperes del Hemisferio Occidental a las 11 horas (meridiano 75°), Días Tranquilos Internacionales, Equinoccio de 1923, deducidos de las Variaciones Diurnas Magnéticas de Agincourt (1), Cheltenham (2), Vieques (3), Huancayo (4), y Pilar (5)

tración de corriente arriba y hacia el este que fluye en una franja de unos 1000 Kms. de ancho con el centro de la franja sobre el ecuador magnético. Así como para la variación diurna normal, la densidad de corriente de esta franja, conocida como el electro-jet (electrochorro) es más concentrada cerca del mediodía. Si fuera construido un sistema de corriente análogo al de la figura 14 sobre la base de los datos de las estaciones del AGI que operan en Talara, Chiclayo, Chimbote y Yauca (todas en el Perú) junto con los datos de Huancayo y los datos de las otras estaciones que se usaron para obtener la figura 14 este sistema de corrientes sería decididamente más concentrado cerca del ecuador magnético (alrededor de 13° latitud sur) que aquella de la figura 14. De acuerdo a Baker y Martyn <sup>(5)</sup> esta corriente electrochorro resulta de un incremento de la conductividad eléctrica en esta franja angosta cerca del ecuador magnético, debido al efecto combinado del campo eléctrico que está impulsando al sistema de corriente y a la conductividad Hall (conductividad perpendicular a los campos eléctrico y magnético).

2.4— LA VARIACION DIURNA LUNAR.—En cierto modo, la variación magnética diurna lunar,  $L$ , es similar a  $S_{\eta}$ . Sin embargo, la amplitud de la variación lunar es solamente alrededor del 7 % de  $S_{\eta}$ , aun-

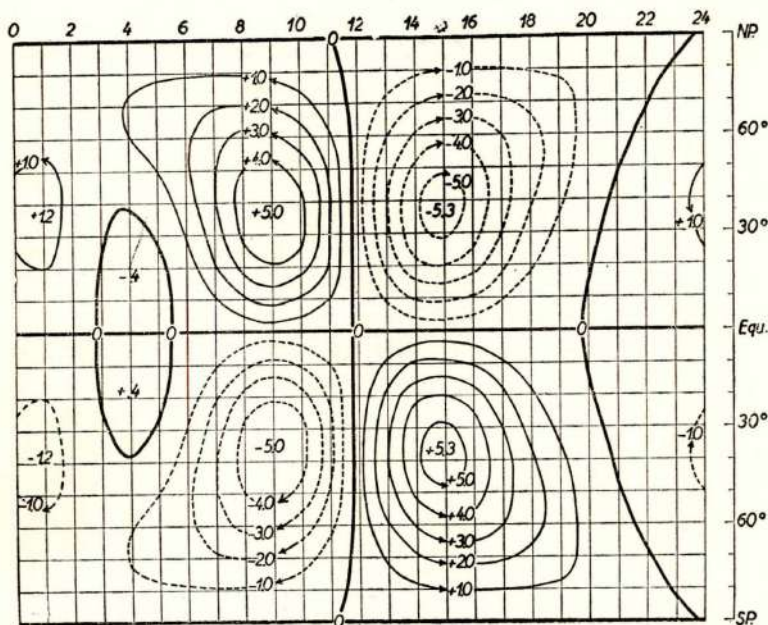


Fig. 15 — La Función de Corriente Externa para la Variación Diaria Lunar en unidades de 1000 amperes para los Equinoccios (según Chapman)

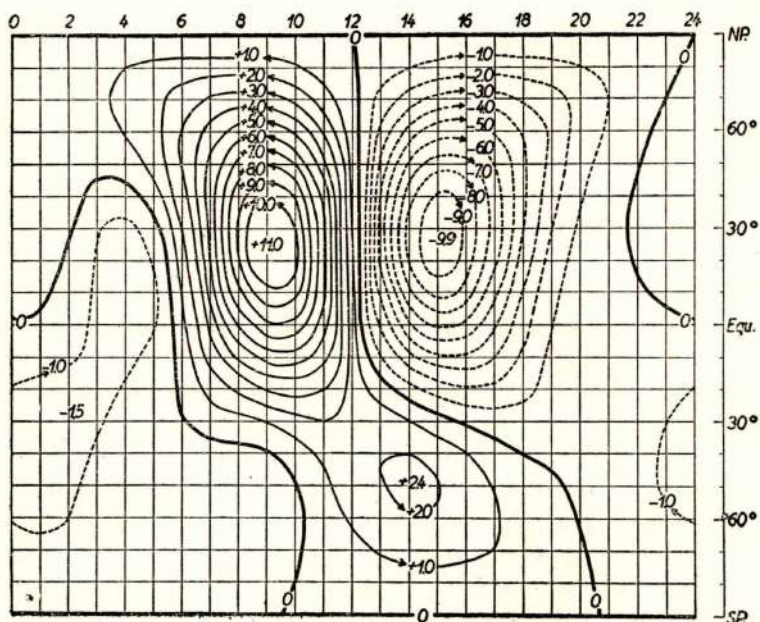


Fig. 16 — La Función de Corriente Externa para la Variación Lunar Diurna para Junio (Según Chapman)

que en Huancayo  $L$  en ciertas estaciones puede ser casi  $1/3$  de  $S_q$ . En general se requieren procedimientos estadísticos especiales para separar  $L$  de  $S_q$ . Esta separación es difícil porque en días individuales, cambios en amplitud o fase de  $S_q$  pueden aparecer, erróneamente, como efectos lunares. Básicamente la variación lunar es una onda semidiurna de fase constante, pero con amplitud enormemente intensificada durante las horas del día. Así como para  $S_q$ , el potencial para la variación semidiurna lunar puede ser separado en partes, externa e interna, y la fase componente periódica determinada para cada uno. Esta diferencia de fase es aproximadamente la misma como para  $S_q$  y la razón de la amplitud de la componente interna a la de origen externo es también alrededor de 0.4, igual que para  $S_q$ . Entonces es lógico considerar que la parte externa  $L^e$  de  $L$  es debido a corrientes ionosféricas y que la parte interna  $L$  es debido a corrientes inducidas en la tierra. La figura 15 muestra la función corriente <sup>(3)</sup> para  $L^e$  para los equinoccios y la figura 16 lo mismo para Junio. Chapman demostró <sup>(2 3)</sup> que la magnitud de  $L$  varía inversamente con el cubo de la distancia lunar. Del apogeo al perigeo la fuerza lunar que produce las mareas, crece aproximadamente 37 %; el crecimiento en  $L$  se encontró ser <sup>(2)</sup> alrededor de 33 %. Esta es una indicación clara que  $L^e$  es generada por las mareas atmosféricas producidas por la luna en la ionósfera.

**2.5—TEORIA DE LAS VARIACIONES DIURNAS, SOLAR Y LUNAR.**—De las variadas teorías que han sido sugeridas, aquella propuesta por Balfour Stewart en 1882, es generalmente aceptada como la mejor explicación de la variación solar diurna  $S_q$ . Esta teoría atribuye la variación de  $S_q$  a corrientes eléctricas horizontales que fluyen en la alta atmósfera <sup>(2 3 4)</sup>. Balfour Stewart sugirió que estas corrientes eran inducidas en una capa conductora de la alta atmósfera por los movimientos horizontales sistemáticos de esta capa conductora a través (es decir, a ángulo recto) de la componente vertical del campo de la tierra. Los movimientos necesarios de aire tenían que ser producidos por fuerzas de mareas. A esta teoría se le llama teoría-dinamo por la analogía con la generación de corriente en un dinamo. En 1889, Schuster demostró por primera vez del análisis armónico esférico que la causa primaria de  $S_q$  (es decir,  $S_q^e$ ) estaba en el exterior de la tierra, y posteriormente Kennelly y Heaviside demostraron que la propagación de ondas de radio alrededor de la tierra, requería una región conductora en la alta atmósfera. La existencia de esta capa conductora fue demostrada directamente por Breit y Tuve. Así pues las condiciones postuladas por Balfour Stewart en la teoría-dinamo se comprobaron años después. Los movimientos de marea necesarios de la capa conductora son principalmente una oscilación semidiurna de la atmósfera que proviene de la gravitación solar y de efectos termales. Estos últimos son res-

ponsables por la bien conocida onda de 12 horas en la presión barométrica, que, en el ecuador, alcanza una amplitud de cerca de un milímetro de mercurio. La máxima de esta onda ocurre en todas partes entre 0930 y 1030 tiempo local. Esta variación de presión puede presentarse bastante aproximadamente para toda la tierra por medio de una detallada función armónica esférica de superficie, que a su vez puede

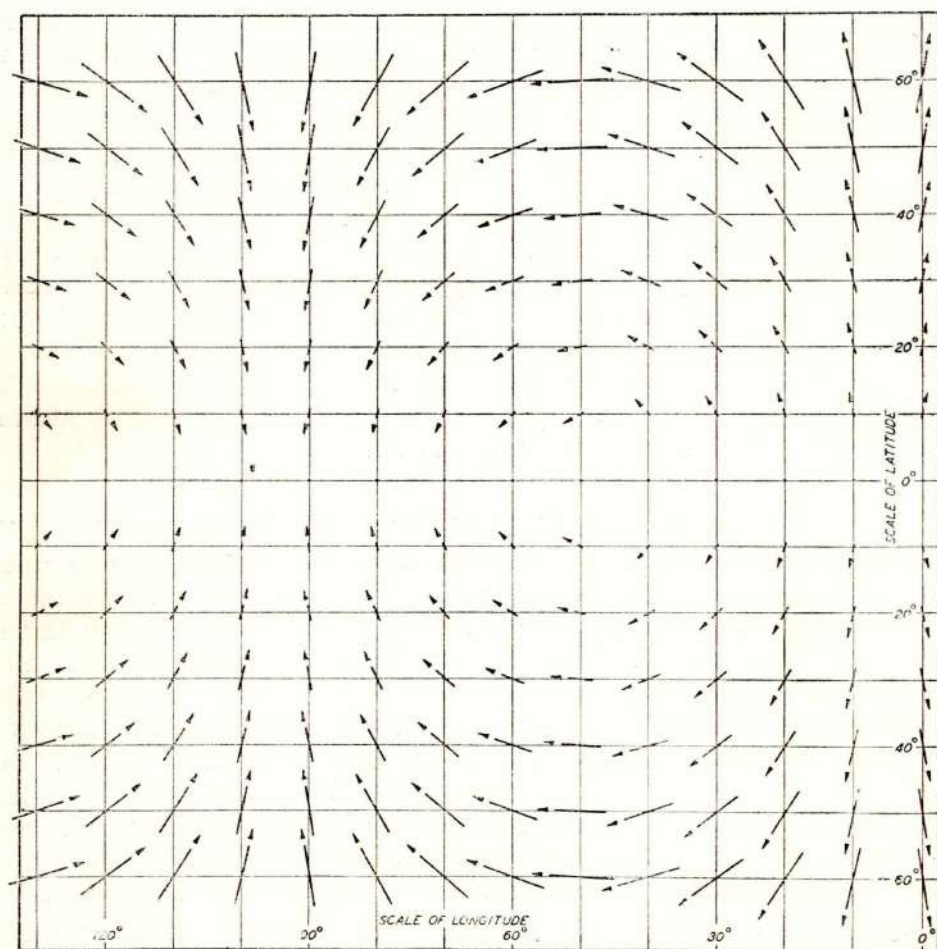


Fig. 17 — Las Velocidades del Aire Provenientes de las Mareas Atmosféricas Semi-Diurnas en el Hemisferio Occidental a las 11 horas (Meridiano 75°); Velocidades Típicas que Ocurren en Cualquier Lugar a la misma Hora Local. Escala 0 | | | | 50 Centímetros per Segundo.

ser usada convenientemente no solamente para obtener los movimientos del aire (en la superficie de la tierra), sino también para obtener las corrientes inducidas por movimientos de aire similares en niveles ionosféricos si la conductividad ionosférica se conoce. La figura 17 muestra los movimientos del aire derivados de las mareas atmosféricas semidiurnas para

el hemisferio occidental y la figura 18 muestra las fuerzas electromotrices inducidas provenientes de aquellos movimientos del aire en ángulos rectos al campo magnético vertical de la tierra. En la figura 18, las fuerzas electromotrices en la región ecuatorial son pequeñas. Por ejemplo, la corriente en la figura 14, en la vecindad del ecuador es impulsada por el campo electrostático creado para preservar el flujo continuo de corriente. A fin de calcular las funciones corrientes para  $S_q$  a partir de

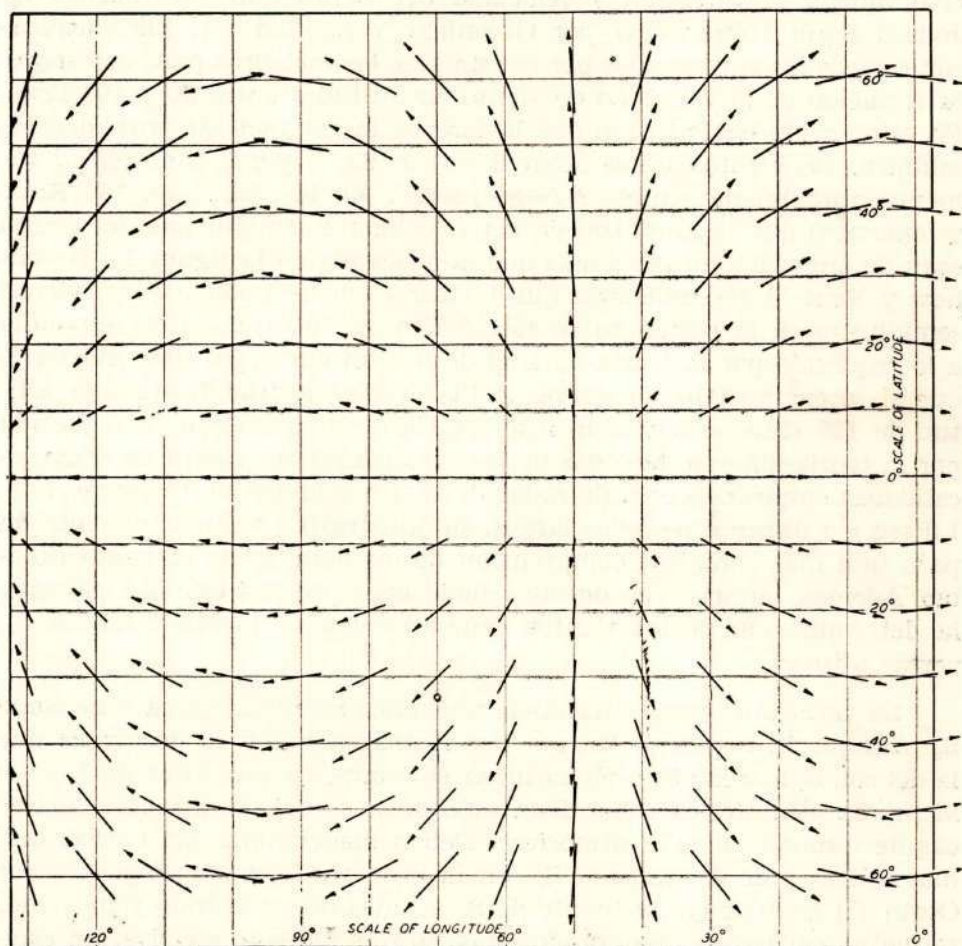


Fig. 18 — Fuerzas Electromotrices en la Atmósfera del Hemisferio Occidental causadas por Mareas Atmosféricas Semi-diurnas a las 11 horas (Meridiano 75° Oeste), suponiendo la Fuerza Vertical Magnética Constante a lo Largo de Cada Paralelo de Latitud. Escala 0.03 Voltios por kilómetro

los movimientos del aire se requiere conocer la conductividad. Esta es a su vez una función del ángulo cenital del sol. Además debe mencionarse que la rotación terrestre modifica <sup>(2)</sup> los movimientos del aire derivados de las variaciones semidiurnas de la presión atmosférica y

que son mostradas en la figura 17. Cuando todos estos efectos se toman en consideración, el sistema de corriente pronosticado resultante no está de acuerdo en fase con el sistema de corriente derivado empíricamente por medio de análisis armónico esférico de las variaciones magnéticas. Esta discrepancia es en parte debida al hecho de que tanto la teoría y la observación indican un cambio de fase de la onda de presión con la altitud. Recientemente, observaciones directas de la variación diurna de dirección y velocidad del viento han sido hechas en Jodrell Bank (Inglaterra) por Greenhow y Neufeld (<sup>6</sup>). Ellos utilizaron ecos de radio reflejados por la estela de los meteoros para investigar la variación de la velocidad de viento en altitudes entre 80 y 100 Kms. En esta región encontraron que la fase de la componente periódica semidiurna del viento cambia alrededor de  $5''/\text{Km.}^{-1}$  y que la amplitud aumenta aproximadamente  $1\text{m./seg.}^{-1}/\text{Km.}^{-1}$ . En la altitud de 100 Kms. se encontró que la amplitud de las velocidades semidiurnas del viento eran de unas 20 a 80 veces más que la mostrada en la figura 17. Greenhow y Neufeld (<sup>6</sup>) indicaron que la fase de la componente del viento semidiurno en la región entre 85-110 Kms. de altitud no correspondía a lo requerido por la teoría-dinamo de  $S_q$ . Sin embargo, ellos indicaron que si se extrapolaba su curva de fase versus altitud hasta una altitud de 135 Kms. entonces la fase estaría de acuerdo con la requerida por la teoría-dinamo. Medidas de las velocidades del viento en otras localidades empleando ecos de radar de rastreos breves de meteoros (0.2-1.0 seg.) y durante períodos largos, suministrarían valiosa información para una más completa comprensión de los detalles de la teoría-dinamo. Además, largas series de tales mediciones podrían también permitir la determinación de los vientos generados por la marea lunar, a diversas alturas.

La variación semidiurna lunar se explica sobre la misma base como  $S_q$ . Aunque la fuerza producida por la marea lunar es dos veces que la del sol, la marea atmosférica lunar es solamente alrededor de 7 % de la marea atmosférica solar. Esta diferencia se debe a las características de resonancia de la atmósfera. Deben mencionarse las teorías diamagnéticas y de deriva para  $S_q$ . En la primera de estas, propuesta por Gunn (<sup>7</sup>) se atribuye la fuente de  $S_q$  a iones que, teniendo velocidades termales, en regiones de grandes trayectorias libres se envolverían espiralmente sobre las líneas de fuerza magnéticas para generar un sistema de corrientes. Esta teoría dio un sistema de corrientes en estrecho acuerdo con el empírico, pero el número de iones que se requería era más grande que lo dado por las mediciones ionosféricas. La teoría de deriva propuesta por Chapman (<sup>8</sup>) estaba basada en el hecho que los iones en un campo gravitacional o eléctrico que es perpendicular a un campo magnético describirán trayectorias que en promedio son perpendiculares a ambos campos y consecuentemente generan un sistema

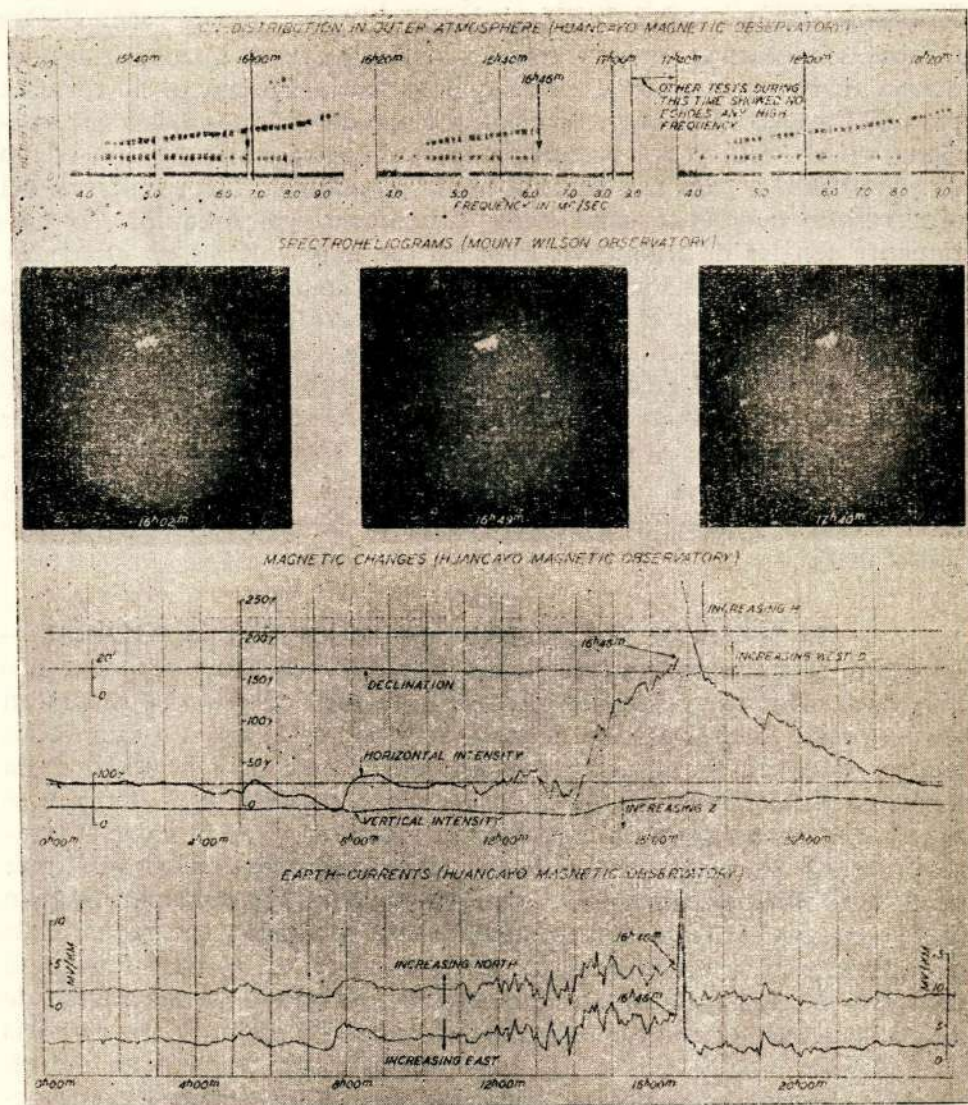


Fig. 19 — Perturbaciones Magnéticas, de Radio y de Corrientes Telúricas A  
 sociadas con la Brillante Erupción Solar, el 8 de Abril, 1936 (Todo en TU)

de corriente. Aunque no se ha hecho un tratamiento exacto de esta teoría, el número de iones que ella requiere estaba más de acuerdo con los resultados de los sondeos radiales ionosféricos que para la teoría diamagnética. Ninguna de estas dos teorías pueden explicar la variación lunar. Puesto que el único efecto de la luna, de importancia para expli-

car la variación lunar diurna, es la producción de movimientos atmosféricos de marea y como  $L^e/S_q^e$  es casi lo mismo, como la razón de las mareas semidiurnas lunar y solar, (en la superficie terrestre) la evidencia es bastante conclusiva de que la teoría-dínamo es la correcta para  $S_q$  y para  $L$ . Del proyecto electrochorro del Año Geofísico Internacional en el Perú, podrá posiblemente determinarse si existe un efecto de electrochorro para la variación lunar semidiurna. Los resultados del observatorio magnético establecido últimamente en Arequipa, conjuntamente con los de Huancayo, deberán ser muy valiosos en el futuro, para estudios de variaciones lunares, como también para investigaciones de variaciones en el efecto del electrochorro durante períodos más largo que el AGI. La presencia o ausencia de efectos del electrochorro en  $L$  ayudaría en determinar si las corrientes para  $L^e$  fluyen en el mismo nivel como  $S_q^e$ . Medidas sistemáticas de las velocidades del viento por rastreos de meteoros en más lugares sobre la tierra suministrarían datos invalorables para una mayor comprensión de los detalles de la teoría-dínamo y para delinear las causas de la variabilidad de la amplitud de  $S_q$ .

#### 2.6— EFECTOS DE ERUPCIONES CROMOSFERICAS SOLARES.—

La figura 19 muestra tres fotografías del sol durante una erupción cromosférica brillante o erupción solar el 8 de abril de 1936. Se muestran tres registros ionosféricos en la parte superior de la fig. 19, uno de los cuales, en el centro, muestra la desaparición de los ecos de radio de la ionósfera a las 16h. 46m. GMT. En la parte superior a la derecha se muestra que los ecos de la capa E (trazo inferior) y de la capa F (trazo superior) no reaparecieron hasta aproximadamente una hora más tarde. Esta desaparición gradual de ecos (fade out) es debido a un gran incremento en la ionización, probablemente producida por rayos X de la radiación de la erupción solar, en una región en la base inferior o debajo de la región E. Este incremento de ionización en una región de alta frecuencia de colisión absorbe las ondas de radio de frecuencias usadas para obtener ecos de las capas ionosféricas. Después de que esta capa absorbente ha desaparecido, los ecos de las regiones E y F reaparecen en su estado normal. El segundo registro comenzando de abajo, de la figura 19 es un magnetograma del Instituto Geofísico de Huancayo. A las 16h. 46m. la intensidad horizontal muestra un rápido incremento, y el registro de Z muestra simultáneamente un decrecimiento pequeño. Ambos registros muestran un retorno a lo normal media hora después aproximadamente. El registro inferior de la figura 19 muestra efectos simultáneos en los potenciales de las corrientes telúricas registrados en Huancayo. En la figura 20 las flechas delgadas muestran para varios observatorios la dirección y magnitud de las corrientes que fluyen horizontalmente y que son responsables por la varia-

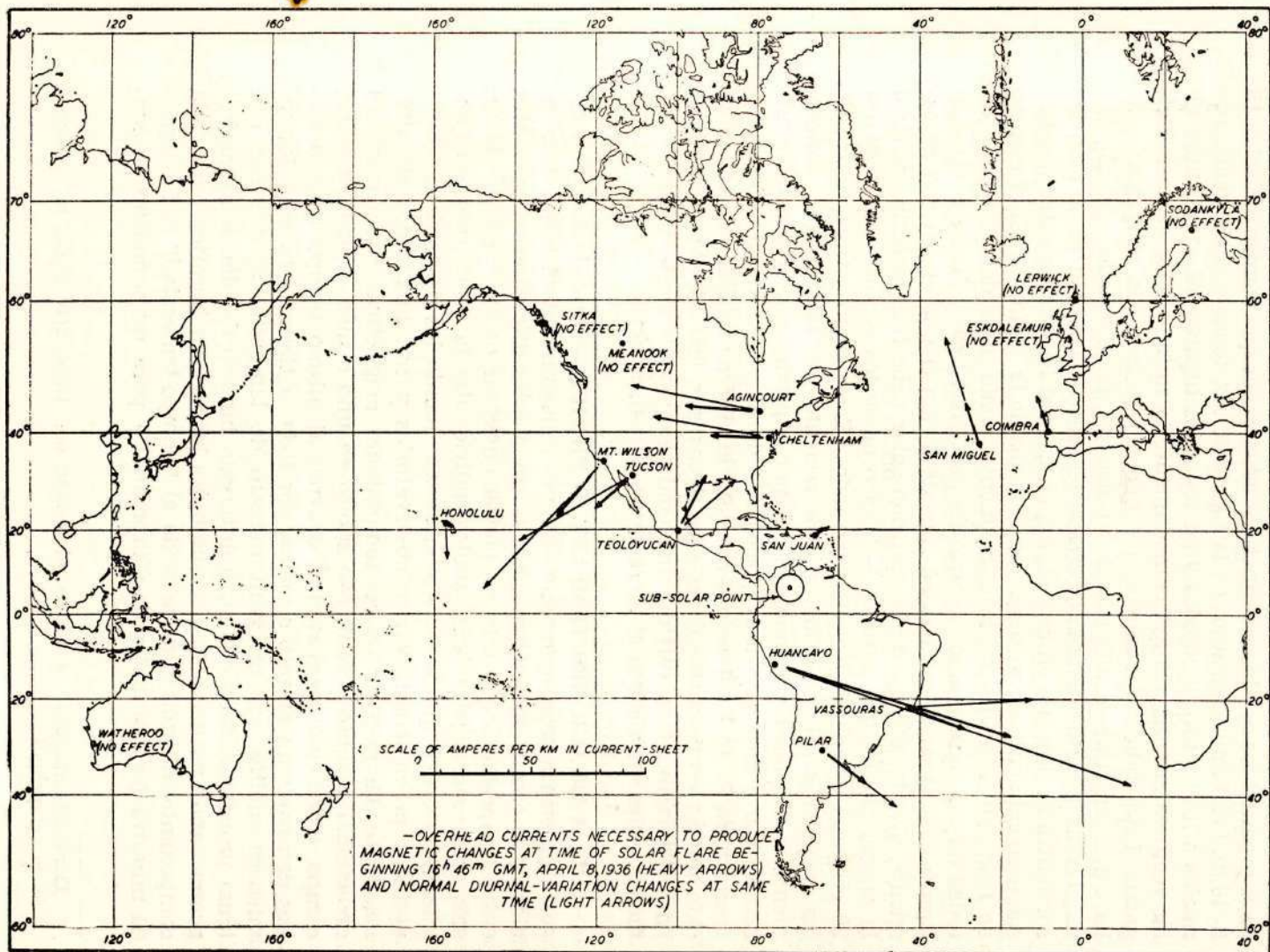


Fig. 20 — Corrientes a un Nivel Superior sobre cada Estación, necesarias para Producir los Cambios Magnéticos Coincidentes con la Erupción Solar que comienza a las 16 h. 46 m. (TU), el 8 de Abril, 1936 (Flechas Gruesas); y los Cambios Normales de la Variación Diurna a la Misma Hora (Flechas Delgadas)

ción diurna normal  $S_q$  inmediatamente antes a los efectos de la erupción solar. Las flechas gruesas muestran las corrientes adicionales necesarias para producir los cambios magnéticos adicionales que comienzan a las 16 h. 46 m. Los vectores gruesos en la figura 20 son todos esencialmente paralelos a los vectores delgados y en todos los lugares las amplitudes de los vectores gruesos son aproximadamente la mitad de los vectores delgados. Esto indica claramente <sup>(9)</sup> que el efecto de la erupción solar ha sido aumentar la intensidad del sistema de corrientes para  $S_q$ , aumentando la conductividad eléctrica, ya sea en la región en la cual las corrientes  $S_q$  fluyen o en una región en la cual los movimientos del aire son esencialmente los mismos que aquellos de la región  $S_q$ . Si el cambio de fase con la altura de la componente semidiurna del viento, es en todas partes similar a lo encontrado por Greenhow y Neufeld <sup>(6)</sup> esto significaría (usando la cifra de ellos de  $5^{\circ} \text{ km}^{-1}$ ) que el sistema de corrientes por los efectos de la erupción solar debe fluir prácticamente a la misma altitud que para  $S_q$  —de otro modo los vectores en la figura 20 en cada estación no serían paralelos. Este efecto geomagnético de las erupciones solares y los análisis recientes de McNish <sup>(10)</sup> concernientes a los efectos geomagnéticos por explosiones nucleares nocturnas a gran altura deja muy poca duda de que la teoría-dinamo es correcta para  $S_q$  (y L). Puede ser necesario esperar medidas de la radiación de las erupciones solares efectuadas por los satélites artificiales para determinar con certidumbre cuál componente de la radiación de dichas erupciones causa el incremento de ionización.

**2.7— VARIACIONES TEMPESTAD-TIEMPO.**—Durante días de tempestades magnéticas los magnetogramas muestran tal variedad de cambios en el campo magnético de la tierra y tales diferencias una y otra entre tempestades que uno no podría anticipar de los registros de un solo observatorio para tempestades individuales la extraordinaria simplicidad y orden que se hace manifiesto cuando los datos de las tempestades provienen de varios observatorios y son analizados simultáneamente. La mayoría de las tempestades magnéticas comienzan con un cambio abrupto o comienzo súbito en uno o más componentes del campo. Estos comienzos súbitos ocurren al mismo tiempo (por lo menos dentro de un minuto o menos por toda la tierra. Aún más, los comienzos súbitos (de un gran número de tempestades) ocurren con igual probabilidad en cualquier intervalo horario del día. Esto sugiere promediando para muchas tempestades los valores horarios para cada componente magnética de acuerdo al “tiempo-tempestad” \*. La figura 21 muestra los resultados de Chapman <sup>(2)</sup> para un promedio de cua-

\* “Tiempo-tempestad” se refiere al tiempo que transcurre desde el comienzo de la tempestad.

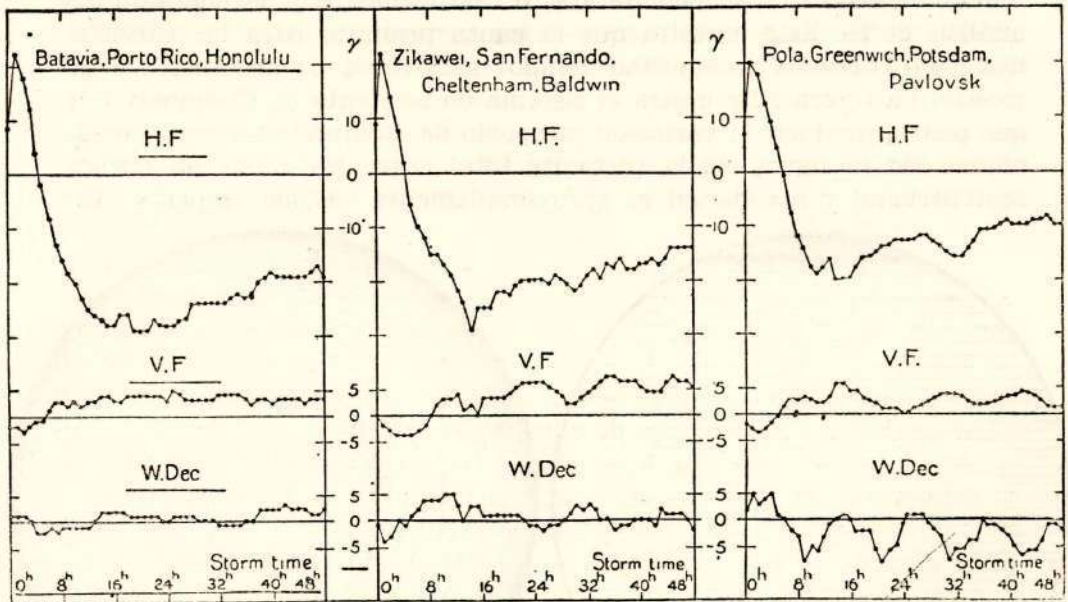


Fig. 21 — Variación Media de Tempestad-Tiempo en H, Z y D, para tres franjas Latitudinales (Según Chapman)

renta tempestades de intensidad moderada. Esta figura muestra el aumento inicial de H durante unas pocas horas (fase inicial) y el decrecimiento subsiguiente seguido por un retorno gradual hacia lo normal. Para estaciones en latitudes mayores la disminución media en el valor de H (al lado derecho de la figura 21) es menor que para estaciones cerca del ecuador (al lado izquierdo de la figura 21). La figura 21 muestra que hay poco cambio en D (declinación) y que en el hemisferio norte Z (o fuerza vertical — V.F.) es positivo durante la fase principal de la tempestad —esto es cuando H está debajo de lo normal. Para la fase principal de la tempestad, H está debajo de lo normal en ambos hemisferios, mientras que Z (o fuerza vertical — V.F.) es positivo en el hemisferio norte y negativo en el hemisferio sur. El promedio de la variación del “tiempo-tempestad” es esencialmente independiente de la longitud. Excepto para regiones polares este hecho y la simplicidad de la variación “tempestad-tiempo” significa que el potencial (para una hora dada durante la fase principal o para las componentes medias diarias durante la fase principal) puede ser representada por unas pocas armónicas zonales, y la razón de los coeficientes para los potenciales, externo e interno, es fácilmente determinada para cada término en la serie. Los coeficientes más grandes son aquellos que son equivalentes a los que se obtendrían para un dipolo (o la función corriente equivalente). La razón del coeficiente en este término principal entre el potencial interno, y aquél para el po-

tencial externo es alrededor de 0.4, o casi lo mismo a lo obtenido del análisis de  $S_{11}$ . Esto muestra que la causa primaria para las variaciones magnéticas de "tempestad-tiempo" está fuera de la superficie terrestre. La figura 22 muestra el sistema de corriente de Chapman (12) que podría producir la variación promedio de "tempestad-tiempo" magnética. En la figura 22 la corriente total entre las zonas de aurora septentrional y meridional es aproximadamente 400,000 amperios. Es-

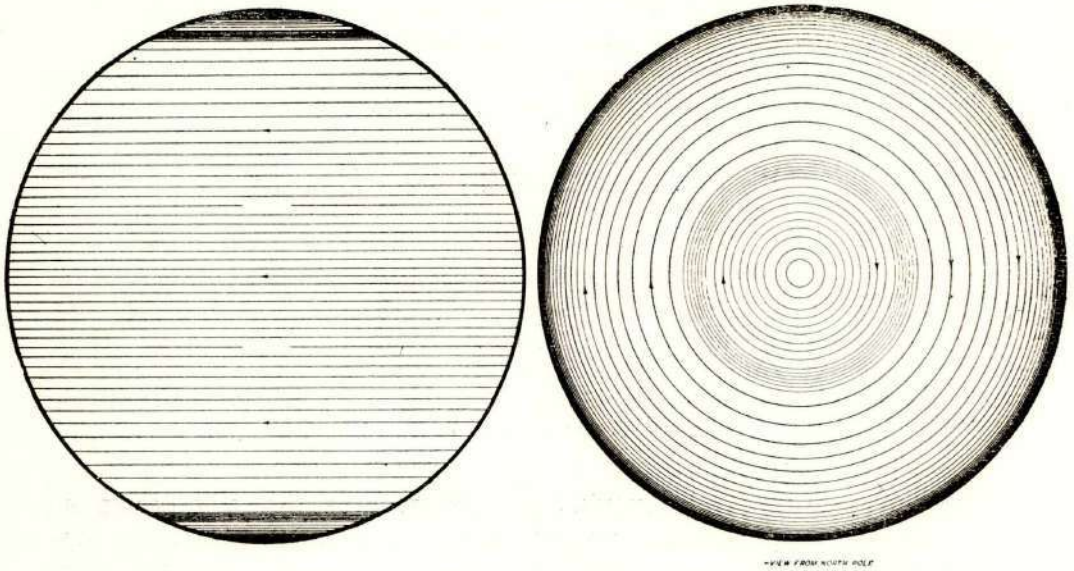


Fig. 22 — Sistema de Corrientes para la Componente de Carácter Mundial de las Tempestades Magnéticas (Según Chapman).

to es para el promedio de tempestades moderadas; para algunas tempestades grandes la corriente total sería varias veces este valor. Puesto que la fuente de variaciones de "tempestad-tiempo" podría ser un sistema de corrientes en la alta atmósfera como en la figura 22, podría también ser (excepto para aquella parte en las zonas de las auroras que se conoce que fluye en la alta atmósfera) una corriente que fluye hacia el oeste en un anillo geocéntrico con el plano del anillo en el plano del ecuador magnético. El radio de tal anillo tendría que ser por lo menos dos veces que el de la tierra (11). La correlación de la actividad geomagnética con el número de manchas solares, la ocurrencia más frecuente de tempestades magnéticas en el tiempo de máxima de manchas solares, y el hecho que las tempestades magnéticas ocurren a menudo de 18 a 36 horas después de una erupción solar deja muy poca duda que ellas son causadas por nubes de gas ionizado emitido por el sol y que viajan a la tierra aproximadamente en 24 horas. El mecanismo exacto involucrado en producir los efectos observados todavía no es claramente demostrado. Una posibilidad buena es que cuando tales nubes ionizadas del sol chocan con el campo magnético terrestre (o cuando la

tierra se mueve dentro de las nubes) las partículas cargadas en la nube se mueve en espiral alrededor de las líneas de fuerza, del campo magnético terrestre y ya que la mayoría de las partículas cargadas tendrán una componente de velocidad a lo largo de las líneas de fuerza, estas seguirán a lo largo de estas líneas de fuerza hacia las zonas de las auroras, donde parte de las partículas producirán la aurora. Otras partículas son reflejadas de "puntos espejos" como se ha probado en el reciente experimento "Argus" y retornan al hemisferio opuesto a lo largo de las líneas de fuerza. Mientras estas partículas oscilan entre los hemisferios norte y sur son también transportadas alrededor de la tierra (probablemente en la faja Van Allen externa) de tal modo que dan lugar a un sistema de corriente que fluye hacia el oeste similar al de la figura 22. Esta teoría que todavía debe ser establecida tiene el mérito de proporcionar: (1) la faja externa de radiación Van Allen, (2) las auroras y (3) el campo de las tempestades magnéticas. Observaciones adicionales con satélites artificiales durante tempestades magnéticas midiendo la densidad y energía de las partículas junto con mediciones del campo magnético, indudablemente proporcionarán información para determinar si ésta u otras teorías del mecanismo de tempestades magnéticas, es correcta.

**2.8— PERTURBACION DE VARIACION DIARIA.**—Hasta ahora hemos discutido las variaciones diurnas solar y lunar y la variación de "tempestad-tiempo". Esta última fue derivada de promedios de muchas tempestades, de los valores horarios, arreglados de acuerdo al tiempo (tempestad-tiempo) desde el comienzo de la tempestad. Ahora si uno promedia los valores horarios de las componentes magnéticas, para observatorios individuales, en tiempo local, para los cinco días más perturbados de cada mes (60 por año) y de estos promedios restamos la variación diurna promedio para los cinco días tranquilos, entonces uno obtiene la variación  $S_D$  de perturbación diurna. Esta es la variación diurna adicional en días perturbados. La parte C de la figura 23 muestra el sistema de corrientes para  $S_D$ . La parte B de la figura 23 muestra el sistema de corrientes para la variación "tempestad-tiempo",  $D_{ST}$ , (como en la figura 22) y la parte A de la misma figura muestra el sistema de corrientes para  $S_D$  y  $D_{ST}$  combinados. Para  $S_D$ , es evidente, en la figura 23 C, que el sistema de corrientes es muy concentrado cerca de la zona auroral, indicando una conductividad allí enormemente aumentada en los días perturbados. La teoría para la variación  $S_D$ , no es completa, aunque algunos investigadores (12) han demostrado que un sistema consistente de vientos puede dar cuenta para ambas variaciones,  $S_q$  y  $S_D$ , si se supone un cambio

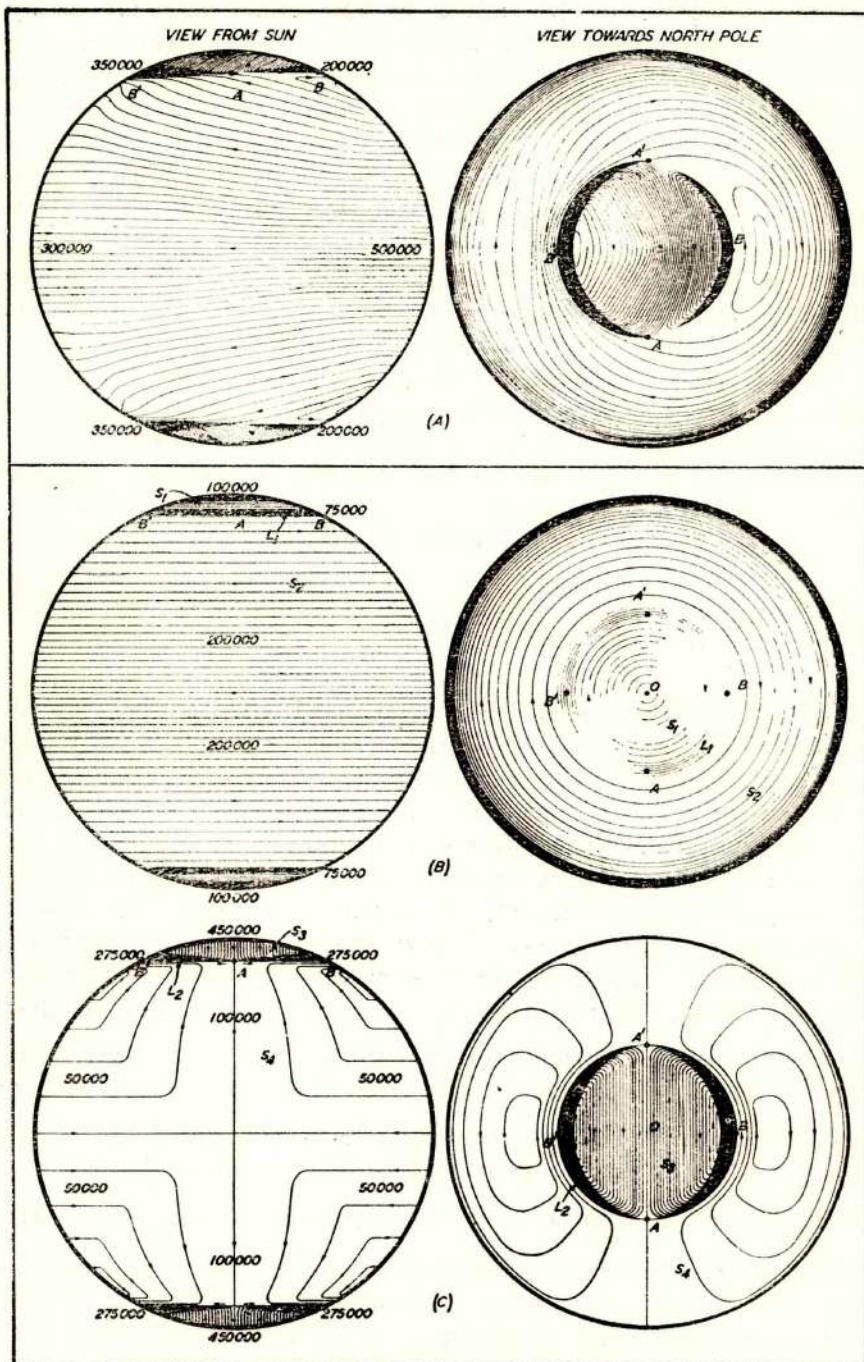


Fig. 23 — (A) Sistema de corrientes eléctricas de perturbaciones geomagnéticas; (B) y (C) respectivamente, sistemas parciales de corrientes  $D_{st}$  y  $S_d$  incluyendo (A)

apropiado de conductividad (especialmente en las regiones polares) para  $S_D$ . Vestine (13) también empleó  $S_D$  (y  $D_{ST}$ ) para derivar el sistema de vientos que explicaría ambos sobre las bases de la teoría-dinamo. Aquí mencionaremos que los grupos de investigadores de rayos cósmicos del AGI descubrieron la presencia de rayos X durante algunas auroras mediante una serie de vuelos con globos a grandes alturas registrando la intensidad de los rayos cósmicos. Se estableció una íntima correspondencia en tiempo entre la ocurrencia de rayos X y los disturbios magnéticos. No hay duda que la gran cantidad de datos del AGI en geomagnetismo, auroras, ionósfera, rayos cósmicos y otros fenómenos probarán ser de gran valor para la aclaración de teorías para variaciones geomagnéticas y fenómenos relacionados. Además estos datos están a disposición de cualquier interesado a través de los centros de información mundial del AGI.

## REFERENCIAS II

- 1) Vestine, Lange, Laporte and Scott, Geomagnetic field: description and analysis, Carnegie Institution of Washington Publication 580 (1947).
- 2) Geomagnetism, Chapman and Bartels, Vol II p. 645, International Monographs on Physics, Oxford Clarendon Press (1940).
- 3) The Earth's Magnetism, S. Chapman, Methuen's Monographs on Physical Subjects, Methuen & Co. Ltd. (London), John Wiley & Sons Inc. (New York) 1951.
- 4) McNish AG, Causes of the Earth's Magnetism and its changes. Chapter VII, Terrestrial Magnetism, Physics of the Earth VIII MacGraw-Hill Inc., New York, London (1939).
- 5) Baker, W. G. and Martyn, D. F. Phil Trans. R. Soc., 246, 281 (1953).
- 6) Greenhow J. S., and Neufeld E. L. Phil Mag 1, Dec 1956; reprinted as Jodrell Bank Reprint N° 143.
- 7) Gunn R. Phys, Rev. 23, 133-141 (1928).
- 8) Chapman S. Terr., Mag., 34, 1-16 (1929).
- 9) McNish, A. G. pp 164-169, transactions American Geophysical Union Eighteenth Annual Meeting 1937.
- 10) McNish A. G., (see National Bureau of Standards, Tech News Bulletin, July 1959).
- 11) Forbush S. E. Terr. Mag. 43. 203-218 Sept. 1938).
- 12) Obayashi, T. and Jacobs J. A., J. Geophys. Res 62, 589-616 (1957).
- 13) Vestine E. H., J. Geophys. Res. 50, 93-128, (1954).

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

... ..

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

... ..

...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...  
...the ... of ...

## CONFERENCIA III

### ACTIVIDAD SOLAR Y EFECTOS GEOMAGNETICOS

3.1— **PERIODICIDADES DE 27 DIAS EN ACTIVIDAD MAGNETICA.**—De observaciones solares es bien conocido que las manchas solares a menudo se mantienen por varias rotaciones del sol, aunque rara vez duran más de seis meses. La característica recurrente de los grupos de manchas solares indica que el período de rotación del sol es alrededor de 27 días. Al comenzar un ciclo solar (alrededor de 11 años) aparecen las manchas en una zona equidistante entre el ecuador solar y los polos; para estas manchas el intervalo entre pasajes sucesivos por el meridiano central del sol es más de 28 días. Después que ha pasado el período de números máximos de manchas solares y este número decrece hacia un mínimo, las manchas se presentan cerca del ecuador solar y el intervalo entre pasajes sucesivos por el meridiano central solar de las manchas es menor de 27 días.

La aparición de auroras producidas por el impacto de las partículas solares en la enrarecida y alta atmósfera y el sistema de corrientes eléctricas en la alta atmósfera que se requiere para explicar las perturbaciones magnéticas  $S_D$  y las variaciones magnéticas de "tiempo-tempestades", conduce a la idea que el sol arroja nubes o chorros de partículas cargadas. Como se mostrará después, ciertos cambios o modulaciones de la intensidad de radiación cósmica también requieren la existencia de tales nubes o chorros. Las investigaciones sobre perturbaciones magnéticas han conducido a la idea que estas nubes o chorros son arrojadas de determinadas y bien definidas regiones del sol.

La medida más simple para la actividad magnética es el número internacional de carácter C. Como ya se ha descrito, cada observatorio magnético asigna para cada día de Greenwich un número: "0" para calma, "1" para perturbación moderada y "2" para días muy perturbados de acuerdo a lo que se juzga por inspección de los magnetogramas diarios. El promedio de estas cifras para todos los observatorios participantes es la cifra de carácter internacional. Los análisis más extensos de C han sido hechos por Bartels quien también ha desarrollado

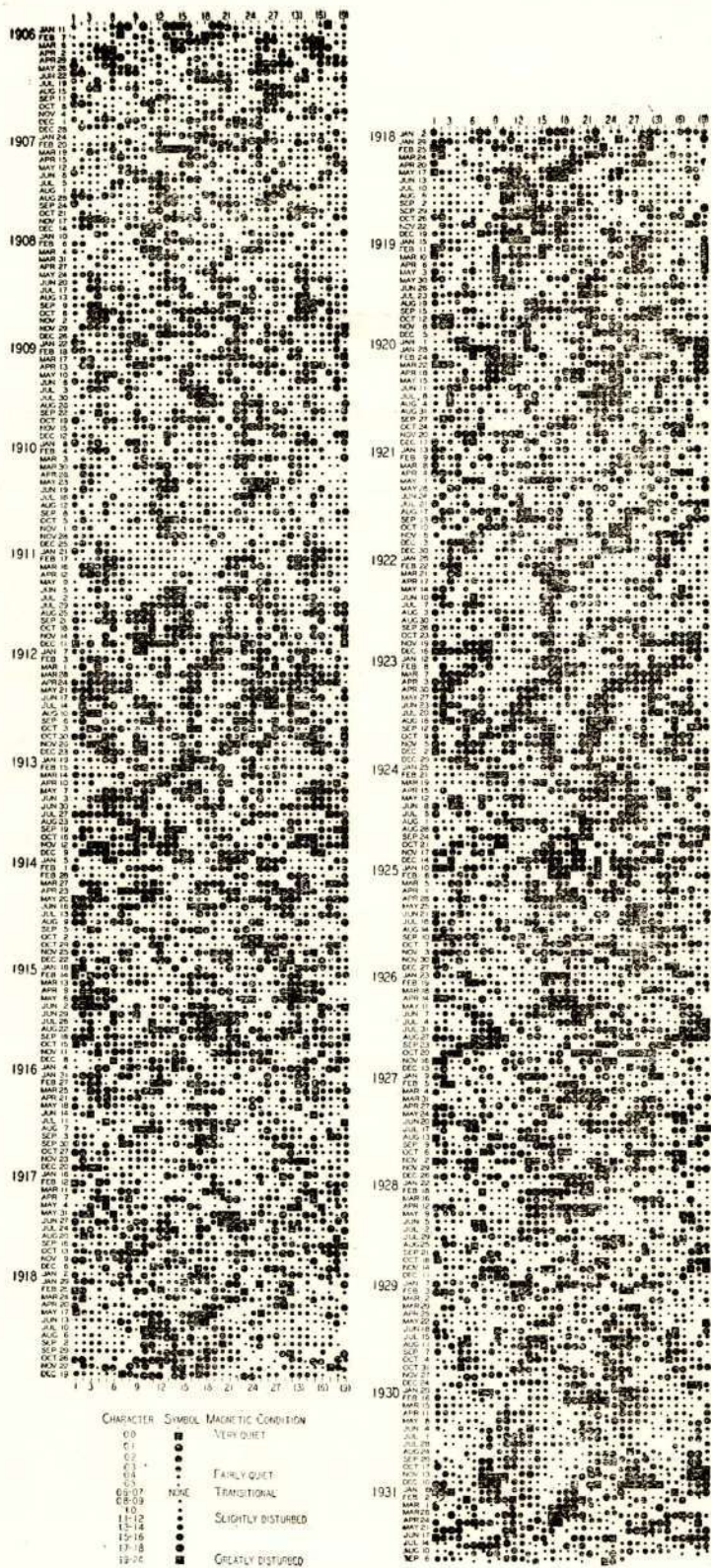


Fig. 24 — Registro Diario de Actividad Magnética 1906-1931 Demos-  
trando Tendencia Recurrente de 27 Días

procedimientos estadísticos rigurosos para tratar con este y otros fenómenos geofísicos, especialmente aquellos que involucran variaciones periódicas y cuasi periódicas. La figura 24 muestra su registro completo de los números de la cifra de carácter internacional para cada día desde 1906 hasta 1930, o sea desde que la cifra numérica internacional se comenzó a emplear. La figura 24 contiene alrededor de 10,000 símbolos. El día con que se da comienzo a cada fila horizontal se indica por la fecha a la izquierda. La leyenda para interpretar la figura se encuentra en la parte inferior izquierda. Nótese que para los días con  $C = 0.6$  y a  $0.7$  se deja un espacio en blanco y que hay aproximadamente igual número de días con  $< 0.6$  como con  $C > 0.7$ . Las dos mitades verticales están colocadas de modo que hay intervalos de 11 años en la misma línea horizontal. Esta presentación muestra claramente por las evidentes columnas verticales o sucesiones con símbolos negro y gris, que las condiciones de tranquilidad y de perturbación tienden a repetirse después de un intervalo de 27 días o sea de una rotación solar. Algunas de las sucesiones duran un año o más. El hecho de que los símbolos negro o gris ocurren generalmente en columnas verticales más que en columnas sesgadas indica que la repetición del período de 27 días predomina. Los años alrededor de 1911 y 1923 se caracterizan por el predominio de los símbolos gris y aquellos alrededor de 1917 y 1928 por el de símbolos negros mostrando ya el efecto del ciclo de 11 años de las manchas solares de que los años 1911 y 1923, (cerca del mínimo de manchas solares), <sup>(3)</sup> fueron menos perturbados que en el otro par de años (cerca del máximo de manchas solares). Sin embargo, el hecho más extraordinario es que en ninguna fila vertical están todos los símbolos grises o todos negros. En realidad sucesiones pronunciadas de días tranquilos persisten, por ejemplo, cerca de la máxima de manchas solares en 1917 y 1918. Cerca de la mínima de manchas en 1911 y 1923 ocurren conspicuas sucesiones de días perturbados. Esto demuestra claramente, como lo expresa Bartels, <sup>(2)</sup> que la superficie del sol nunca es totalmente activa ni totalmente tranquila. La carta muestra que a veces dos o más sucesiones aparecen simultáneamente. Sin embargo éstas nunca dividen el intervalo de 27 días en subdivisiones regulares indicando que la superficie solar no exhibe una configuración sistemática como algunas veces se ha supuesto. Además de la correspondencia general entre la actividad magnética y el ciclo de 11 años de manchas solares, hay ocasiones cuando la perturbación magnética aparece como consecuencia de la actividad en un grupo específico de manchas solares. Durante el período comprendido por la figura 24 la tempestad magnética más importante fue del 13 de mayo al 16, en el año 1921. Esta fue acompañada por el pasaje a través del meridiano central del sol, el día 14 de mayo, de un grupo grande de manchas, pero de corta vida. Sin embargo, en general, la correlación entre sucesiones de períodos magnética-

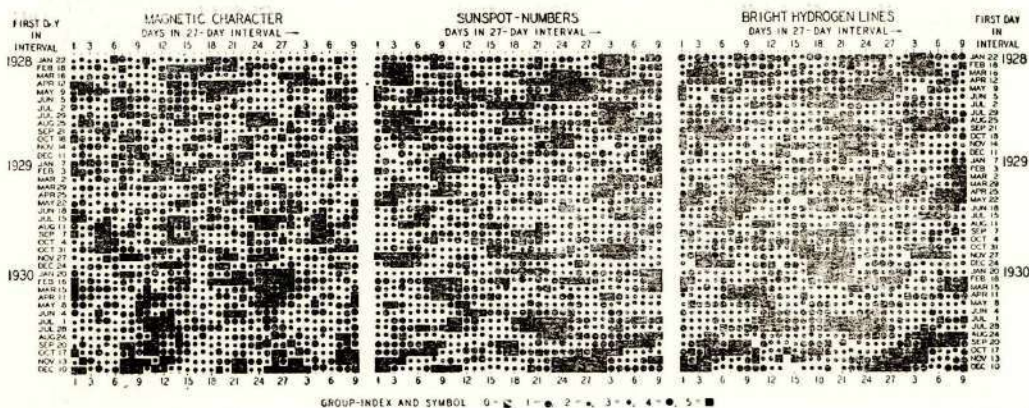


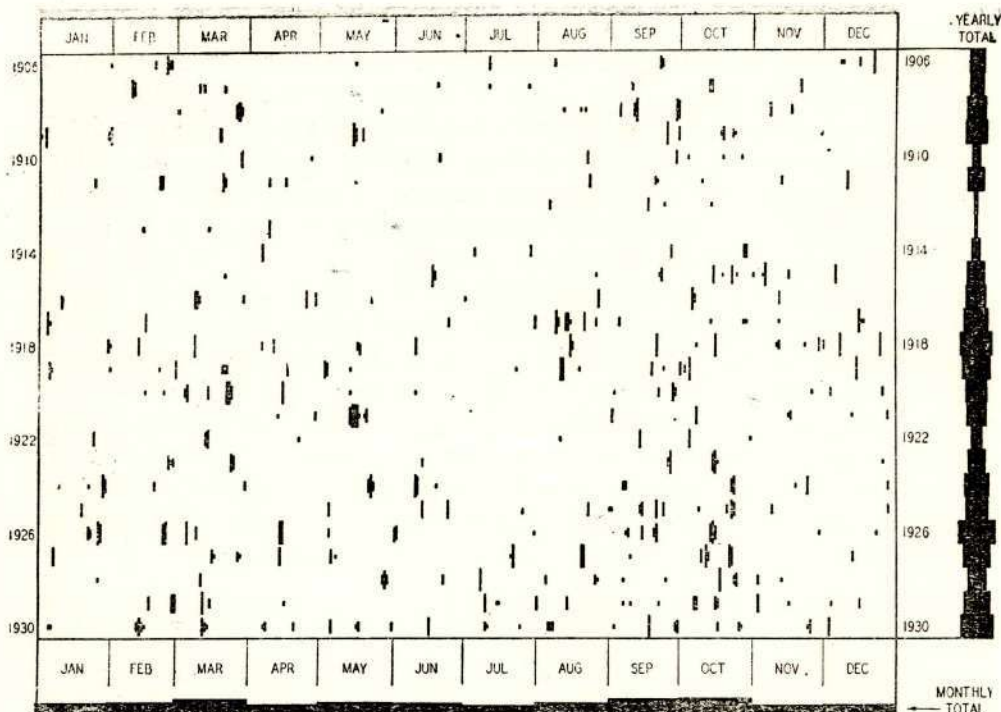
Fig. 25

mente tranquilos o períodos magnéticamente perturbados, con la recurrencia de una ausencia de manchas o la presencia de regiones de muchas manchas sobre el sol, es mala. En primer lugar las sucesiones magnéticas generalmente se mantienen más tiempo que los grupos de manchas que raramente persisten por más de cuatro o cinco rotaciones solares. También las sucesiones de días perturbados, algunas veces, persisten para varias rotaciones solares durante períodos de varias semanas consecutivas sin manchas solares visibles, como por ejemplo, la sucesión de la primera mitad del año 1923 (día 18) con repeticiones definidas cada 27 días. La figura 25 ilustra esto para los años 1928-1930 en una escala más grande que la figura 24. Al centro y a la derecha, tenemos respectivamente manchas solares y líneas brillantes del hidrógeno observadas sobre un disco central de un diámetro mitad del diámetro del sol y que corresponde a la región del sol probablemente más efectiva en sus efectos. Las líneas brillantes de hidrógeno indican la intensidad de regiones brillantes o marcadas en la superficie solar tal como se observan en el espectrohelioscopio. La leyenda explicativa de la figura 25 se encuentra en la línea inferior. Se ve fácilmente en esta figura que las sucesiones evidentes para las manchas solares y las líneas brillantes de hidrógeno son semejantes para ambos fenómenos, indicando que estos se producen aproximadamente en la misma región solar. Sin embargo, las sucesiones pronunciadas de perturbaciones magnéticas en el lado izquierdo de la figura 25 no se identifican en el centro o lado derecho aún tomando en cuenta un posible retardo de tiempo entre la actividad solar y la magnética. Bartels confirmó esto para otros fenómenos solares y concluyó (2) que la actividad geomagnética revela las influencias persistentes solares que son distintivamente reveladas

por la repetición de 27 días debido a la rotación solar. Por consiguiente, Bartels atribuyó la actividad magnética a alguna acción de regiones bastante definidas sobre el sol —que él llamó regiones M. Estas regiones no eran entonces individualmente identificables por medio de fenómenos directamente observados del sol. Bartels llegó a la conclusión, que las regiones —M de promedio, deben variar en área como las manchas solares porque la actividad magnética revela el ciclo de 11 años. Más recientemente Babcock en Monte Wilson ha hecho mediciones regulares del campo magnético sobre toda la superficie del sol con un magnetógrafo de barrido solar. Estos resultados han revelado “manchas” donde no se ven manchas solares, pero que son hallados por sus campos magnéticos. Estas “manchas” pueden muy bien ser las regiones —M postulados por Bartels, como la fuente de actividad geomagnética —especialmente cuando no se ven las manchas solares. Las figuras 24 y 25 y la discusión concerniente a éstas indican que una interpretación adecuada de la relación entre la actividad solar y geomagnética no podría obtenerse de una breve serie de observaciones.

La tendencia de la repetición de 27 días en las perturbaciones magnéticas, la duración de las tempestades magnéticas individuales (de unos pocos días) junto con la evidencia de que las nubes emitidas por el sol viajan a la tierra aproximadamente en un día (a menudo los destellos solares son seguidos de tempestades magnéticas después de un intervalo de 18 a 36 horas), conducen a la idea que estas regiones activas sobre el sol emiten chorros de partículas más o menos radialmente, y que el chorro parece rotar con el sol. El chorro de partículas en realidad puede ser solamente una sucesión de nubes individuales, pero mientras la emisión continúe, el chorro barrerá la tierra una vez cada 27 días. La conducta de estas nubes al aproximarse al campo magnético de la tierra es complicada por el hecho que estas nubes altamente conductoras indudablemente llevan consigo campos magnéticos “congelados”. La investigación de tales fenómenos abarca el nuevo campo de magnetohidrodinámica que fue introducido por primera vez por Alfvén (<sup>4</sup>), quien indicó su importancia para muchos fenómenos cósmicos y solares.

**3.2— CICLO SOLAR Y VARIACION ANUAL DE PERTURBACION MAGNETICA Y LA MEDIDA —U DE ACTIVIDAD.** La figura 26 por Bartels (<sup>1</sup>) fue preparada para negar el argumento de algunos, que las perturbaciones magnéticas severas se repiten en las mismas fechas en años sucesivos. La figura 26 representa 392 días, desde el año 1906 hasta 1930, con número de carácter internacional  $C \cong 1.6$ ; no se ve tendencia alguna de repetición para los mismos días de años sucesivos. Los totales anuales de días con  $\cong 1.6$  (sumas horizontales) exhiben el ciclo de 11 años mientras que los totales mensuales (sumas verticales)



THE DAILY INTERNATIONAL CHARACTER-NUMBERS ARE INDICATED AS FOLLOWS :

CHARACTER-NUMBER	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
SYMBOL	.	•			

Fig. 26 — Días de Gran Perturbación Magnética durante 1906-1930

indican la variación anual (parte inferior de la figura). Aparentemente hay una mayor frecuencia cerca de los equinoccios. Para investigar la realidad estadística de esta variación semianual en actividad magnética y para otros propósitos, Bartels derivó una medida más objetiva de actividad magnética que aquella suministrada por C que, aunque muy útil, adolece de la posibilidad de variaciones en la apreciación subjetiva de diferentes observadores para asignar los números de carácter para días individuales basados sólo en la inspección superficial de los registros.

La figura 27 muestra el origen de la medida —U de Bartels, de la actividad magnética. Se ve la naturaleza mundial de la depresión en H (intensidad horizontal) o en X (componente geomagnética hacia el norte), que sigue a las tempestades magnéticas o perturbaciones. Las curvas están trazadas a través de puntos que son los promedios consecutivos de intervalos de 24 horas, desplazando los intervalos cada 6 horas, estando ubicado el promedio del intervalo de 24 horas, centrado a la medianoche de Greenwich, sobre cada línea vertical. La curva para

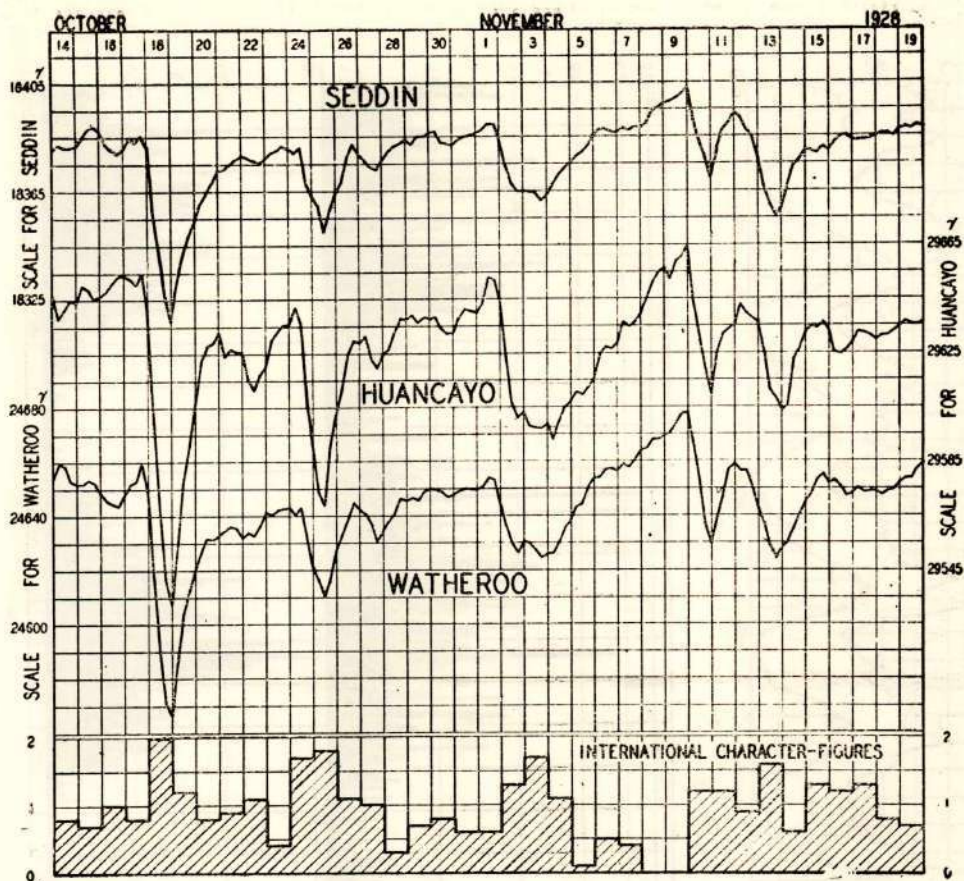


Fig. 27 — Depresión Típica que sigue a una Perturbación Magnética y los Números Magnéticos Internacionales, Octubre 14 a Noviembre 19, 1928

Seddin (Alemania) es para X y aquéllas para Wetherloo (Australia) y Huancayo (Perú) son para H. Las curvas similares muestran la naturaleza mundial de la depresión típica de H (o X) durante una perturbación y la recuperación gradual a la normalidad algunos días más tarde. La medida - U (o variabilidad interdiurna) para un día dado es la diferencia entre el valor medio de H (o X) para aquel día y el día precedente, tomado sin considerar el signo, y luego normalizada antes que los resultados de varios observatorios sean combinados. La normalización (1, 5) se hace sobre la base de que el campo de perturbación puede ser considerado como un campo uniforme, digamos P, paralelo al eje magnético de la tierra como aquel que proviene (excepto en latitudes mayores) del sistema de corrientes que se muestran en las figuras 22 y 23-B para la variación tempestad-tiempo.

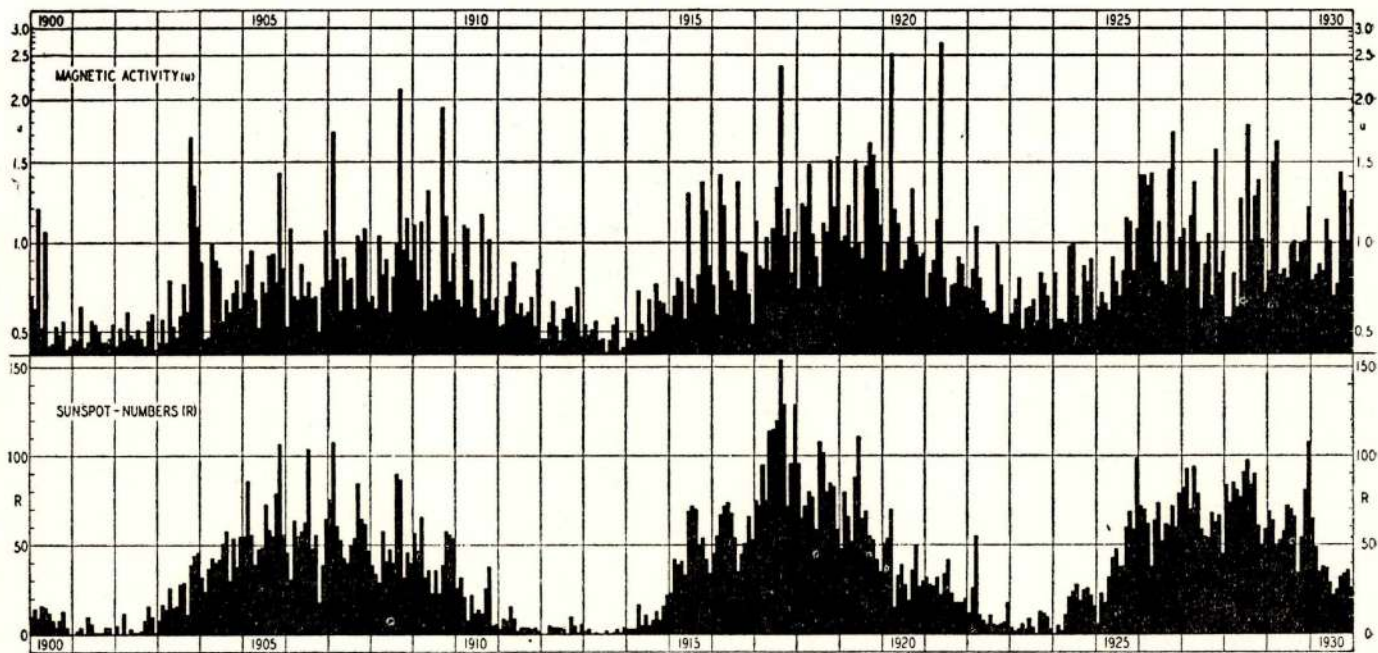
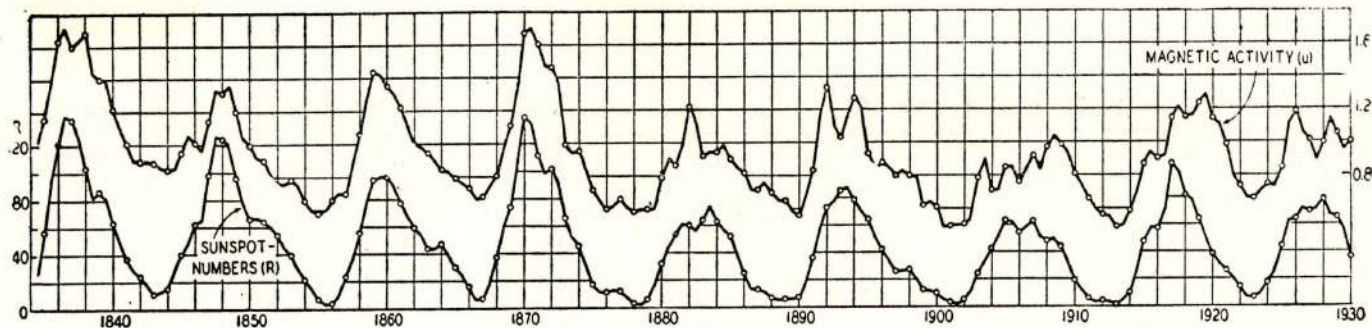


Fig. 28 — Medias Anuales de Actividad Magnética y Número de Manchas Solares, 1835-1930. Medias Mensuales de Actividad Magnética y Número de Manchas Solares, 1900-1930

Supongamos que en un determinado observatorio, la variabilidad interdiurna I.D. de H o de X ha sido determinada; el ángulo entre la dirección de H, o de X, y el eje magnético de la tierra es fácilmente calculado y llamémosle  $\beta$ . Así, la variabilidad interdiurna de P sería dada por  $I.D./\cos\beta$ , lo cual es la medida-U normalizada. Consecuentemente, la medida  $-U$  es esencialmente la variabilidad interdiurna de la componente horizontal en el ecuador, basada en resultados combinados de nueve observatorios. La unidad de medida  $-U$  se toma como 10 gammas ( $10^{-4}$  gauss). Teniendo en cuenta que las ideas involucradas serían útiles en conexión con otros problemas que comprenden variables geofísicas y solares, sería importante indicar los defectos de la medida  $-U$ , y los métodos usados por Bartels (<sup>1</sup>) para corregirlos. Rara vez tiene un gran efecto sobre la media mensual del número internacional C, la ocurrencia de unos pocos días muy perturbados, ya que C nunca es más de 2. Por otro lado la ocurrencia de perturbaciones excepcionalmente grandes unos pocos días del mes, puede alterar enormemente la media mensual U del valor que hubiera tenido si tales días excepcionalmente perturbados no hubiesen ocurrido. Con el propósito de investigar ciertas periodicidades, este efecto es indeseable como también para investigar relaciones entre U y los números de manchas solares R; Bartels (<sup>1</sup>) por lo tanto obtuvo una medida de actividad magnética que también es definida como U, pero que parecido a C mitiga la influencia en U de las perturbaciones excepcionalmente grandes. Esta medida modificada  $U_1$  es definida como una función, f, de la media mensual de U. Se escogió f de tal modo que la distribución en frecuencia de las medias mensuales de  $U_1$  era similar a aquella para los números R de manchas solares, especialmente para los valores altos. Esta transformación de U a  $U_1$  es esencialmente equivalente adoptar para U la variable en la escala de ordenadas de la figura 28.

La relación entre U y  $U_1$  se muestra en la figura 29.

No debe llegarse a la conclusión, de lo anterior, que la modificación de U a  $U_1$  sólo es un refinamiento, ya que su efectividad se hace evidente en el siguiente caso: la investigación de la

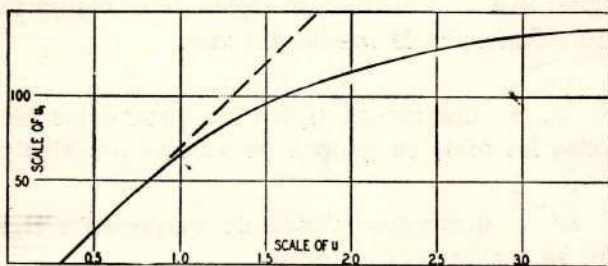


Fig. 29 — La medida  $U_1$  de actividad magnética derivada de medidas mensuales de U

onda de seis meses en la actividad magnética con 59 años de datos,

utilizando  $U_1$ , da una incertidumbre estadística, en el promedio de la onda de seis meses igual a la que resulta de utilizar 160 años de datos empleando  $U$ .

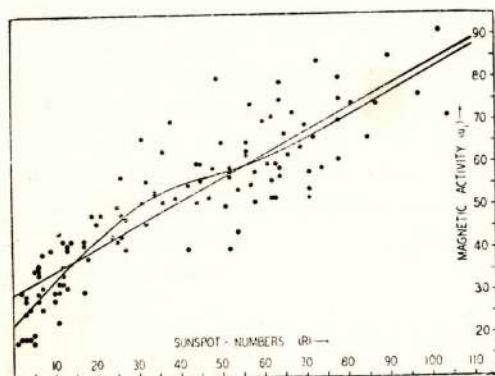


Fig. 30 — Medias Anuales de  $R$  y  $U_1$ , dos Agrupamientos, uno para Enero a Diciembre y otro para Julio a Junio

La figura 28 muestra las medias mensuales de actividad magnética,  $U$ , y los números de manchas solares,  $R$ , entre 1900-1930 (parte inferior de la figura) y las medias anuales de  $U$  y  $R$ , 1835-1930 y muestra claramente la variación de 11 años en ambos. La figura 30 muestra la correlación entre las medias anuales de  $U_1$  y  $R$  para los años 1872-1930. Los 117 puntos son medias anuales de enero a diciembre y de julio a junio.

La figura 31 muestra la variación anual de actividad magnética promediada para 20 años con actividad alta, 19 años con actividad moderada y 20 años con actividad baja. Las medias mensuales en la figura 31 fueron aparejadas de acuerdo a la fórmula  $b' = (a + 2b + c)/4$  en la cual  $a$ ,  $b$  y  $c$  son medias mensuales consecutivas.

La actividad máxima cerca de los equinoccios, marzo y setiembre, y la mínima cerca de los solsticios, junio y diciembre, se muestran en todas las curvas de la figura 31. Una prueba del significado de la variación anual, desde el punto de vista estadístico <sup>(1)</sup>, procede como sigue: Sea  $\sigma$  = desviación típica de la media mensual dentro de los años individuales de la media del año.

$\sigma_m$  = desviación típica de promedios de medias mensuales para todos los años en grupos de medias anuales por grupo.

$\sigma'$  = desviación típica de variaciones irregulares superpuestas sobre variación regular anual.

Usando valores no aparejados (análogos a los valores aparejados en la figura 21) Bartels encontró para los años de actividad magnética, alta, media y baja, los siguientes valores para  $\sigma_m$  (usando  $U_1$ ):

Alta 6.6; media 5.8; baja 3.2; todo 4.7.

Y para  $\sigma$  : alta 19.5; media 17.9; baja 12.0; todo 16.7.

Si ahora las variaciones irregulares (con desviación típica  $\sigma'$ ) son independientes de la variación anual sistemática y son estadísticamente al azar, entonces  $\sigma$  podría ser determinada de la relación:

$$\sigma^2 = \sigma_m^2 + \sigma_i^2$$

desde que  $\sigma$  y  $\sigma_m$  son conocidos. Los valores resultantes de  $\sigma'$  son:

Alta 18.3; media 16.9; baja 11.5; todo 16.0.

Las razones  $\frac{\sigma_m}{\sigma'}$  son como sigue:

Alta 0.36; media 0.34; baja 0.28; todo 0.29.

Considerando estas razones, Bartels concluyó que la variación anual no es solamente más pronunciada en un sentido absoluto en años de actividad alta, sino también más pronunciada relativa a las fluctuaciones irregulares de medias mensuales individuales. En realidad la magnitud de la variación anual, expresada por  $\sigma_m$  es aproximadamente una tercera parte de las variaciones irregulares expresadas por  $\sigma'$ .

Si suponemos que  $\sigma$  no contiene una variación anual sistemática sino solamente fluctuaciones al azar, entonces se esperaría que el promedio de las medias mensuales para  $N$  años tenga la desviación típica  $\sigma/\sqrt{N}$  y la razón  $\sigma_m/(\sigma/\sqrt{N})$  puede ser tomada como un índice de la realidad de la variación anual. Empleando el grupo de todos los años, esta razón tiene el valor  $4.7/(16.7/\sqrt{59}) = 2.2$ . Como el valor probable de la razón es uno en la ausencia de cualquier variación sistemática, la razón 2.2 indica la realidad de la razón anual.

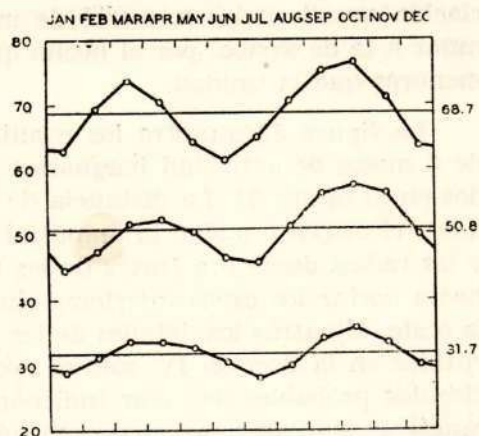


Fig. 31 — Variación Anual de la Actividad Magnética ( $U_1$ ) para años de actividad alta, media y baja

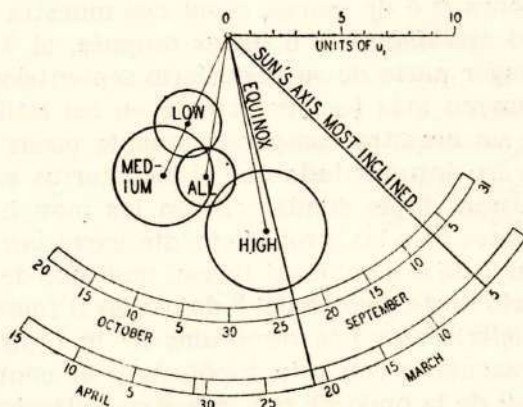


Fig. 32 — Diel Harmonic para ondas de 6 meses en actividad magnética  $U_1$  para grupos de años con actividad alta, media y baja, y para todos los años desde 1872-1930; los círculos de error probable también se muestran

Bartels (<sup>1</sup>) mostró que esta variación anual no surge por cualquier variación anual en los números de manchas solares en una manera similar a la de arriba, por el hecho que todas las razones críticas fueron menores que la unidad.

La figura 32 muestra los resultados de Bartels (<sup>1</sup>) para las ondas de 6 meses de actividad magnética  $U_1$ , para los mismos datos empleados en la figura 31. La distancia de los puntos al centro de los círculos desde el origen 0 miden la amplitud de las ondas en la escala mostrada y los radios desde 0 a través de los centros de los círculos se extienden hasta cortar los arcos inferiores circulares al tiempo de la máxima de la onda. Mientras los detalles de los procedimientos generales serán discutidos en la Sección IV, sólo es necesario hacer hincapié aquí que los círculos probables de error indicados son tales que la onda media de muestras similares con el mismo número de datos caería con probabilidad 0.5 dentro ( afuera) de los círculos mostrados. Para el punto marcado "todo", Bartels mostró (<sup>1</sup>) que la probabilidad de puntos, para muestras similares, que caen fuera de un círculo en punto marcado "todo" y con periferia a través del origen 0 es alrededor de  $10^{-7}$ . Esto muestra que el promedio de onda de siete meses en  $U_1$  es estadísticamente significativo. Bartels calculó la probabilidad de que puntos de muestras similares a lo marcado por "todo" caigan dentro de un sector de 10 días de intervalo centrado en el 5 de marzo, y para uno similar centrado en el 21 de marzo, con el resultado que es altamente improbable que la verdadera onda de seis meses tiene su máximo dentro de 5 días, a un u otro lado del 5 de marzo, pero completamente probable que podría ser dentro de los cinco días antes o después del 21 de marzo. Ahora el 5 de marzo, el sol nos muestra la mayor parte de su hemisferio meridional, y 6 meses después, el 7 de setiembre, nos muestra la mayor parte de su hemisferio septentrional. Como las manchas solares ocurren más frecuentemente en las latitudes heliográficas  $10^\circ - 15^\circ$ , y el sol muestra comparativamente pocas manchas cercanas al ecuador, se ha argumentado que si los chorros salen del sol radialmente de las mismas fajas donde ocurren las manchas, los chorros o nubes procedentes de ellas, probablemente barrerían la superficie de la tierra cerca del 7 de setiembre, si fueran emitidos de fajas "manchadas" del hemisferio norte y cerca del 5 de marzo si fueran emitidos de la faja en el hemisferio sur. Los resultados de la figura 32 están completamente en desacuerdo con esta hipótesis y al contrario, indican que la máxima real de la onda de seis meses en actividad magnética está ligada al pasaje del sol por el ecuador celeste el 21 de marzo y el 23 de setiembre, es decir, en los equinocios. Esta distinción aguda entre los tiempos de máxima tan cercanos como el 5 y el 21 de marzo no hubiera sido posible sin haber usado la medida  $U_1$  en lugar de la medida  $U$ . El ejemplo ha sido dado no solamente por su propio interés sino para ilustrar cómo

un tratamiento juicioso de los datos ha proporcionado promedios de la misma confianza como si se hubieran obtenido de una cantidad de datos tres veces mayor (es decir de aproximadamente 177 años en vez de 59).

**3.3—VARIABILIDAD DE LA RADIACION DE ONDA DEL SOL.**—La amplitud grande de la variación diurna  $S_q$  en Huancayo hace que los datos de aquel observatorio sean particularmente valiosos para la investigación de la variabilidad de la amplitud de  $S_q$  y su relación con el fenómeno solar. Para estos estudios Bartels (<sup>6</sup> <sup>7</sup>) definió  $A$  como el exceso del promedio de las 5 horas desde las 9h. hasta las 14h. (75° WMT) de  $H$  (intensidad horizontal) en Huancayo, encima del nivel de noche dado, por una línea recta que enlaza los promedios de 5 horas desde las 0h. hasta las 5h. La variación lunar,  $L$ , aparece en  $A$  como una onda con período de medio mes. En promedio, para los meses de noviembre a febrero cerca del máximo de manchas solares (número de manchas solares  $R = 93$ ), esta onda lunar semimensual tiene su máximo,  $A = 149$  gammas, cuatro días después de luna nueva y luna llena, y su mínimo  $A = 99$  gammas, un cuarto de mes más tarde. Esto requiere la eliminación de la variación lunar de  $A$  antes de emplearlo para derivar una medida para la amplitud de  $S_q$ . Bartels (<sup>8</sup>) empleó los resultados de su amplio análisis de la variación lunar para eliminar su efecto en  $A$ . Las variaciones por estación de  $A$  son eliminadas y después se computa un valor de  $A$  que corresponde a  $R = 50$ ; las desviaciones normalizadas  $\Delta A$  de este valor, expresadas como múltiplos de sus desviaciones típicas, es la medida diaria  $\Delta W$  para la amplitud de  $S_q$ . La figura 33 muestra la correlación entre las medias trimestrales de números de manchas solares,  $R$ , y  $W$  ( $= \Delta W$  excepto por la escala). La correlación entre  $\Delta W$  y los números de manchas solares  $R$  es la más estrecha encontrada entre los fenómenos en el sol y en la tierra, lo cual indica que  $R$  es una suficiente medida para la onda de radiación,  $W$ . El coeficiente de correlación entre  $\Delta W$  y  $R$  para los 18 meses de setiembre es  $r = +0.966$  y para ningún mes del calendario (<sup>6</sup>) es  $r$  menor que  $+0.89$ . La curva superior en la figura 33 es una medida de la radiación corpuscular solar,  $P$ , derivada de la medida  $-U_1$  habiendo eliminado de la variación (6 meses) anual de  $U_1$ . Incidentalmente, las pruebas estadísticas similares a aquellas discutidas en la sección precedente en conexión con la onda de seis meses en  $U_1$  muestra ninguna onda de doce meses en  $U_1$  con significación estadística. Usando  $\Delta W$ , Bartels (<sup>7</sup>) encuentra que la tendencia de repetición de 27 días en  $W$  es tan fuerte como en  $R$ . Sus experimentos estadísticos muestran que la influencia de las variaciones "rápidas" de  $R$  (de una rotación solar a la siguiente) es mucho más fuerte entre  $R$  y  $W$  que entre  $R$  y  $P$ . Bartels encuentra que las variaciones rápidas de  $R$  son acompañadas por variaciones simi-

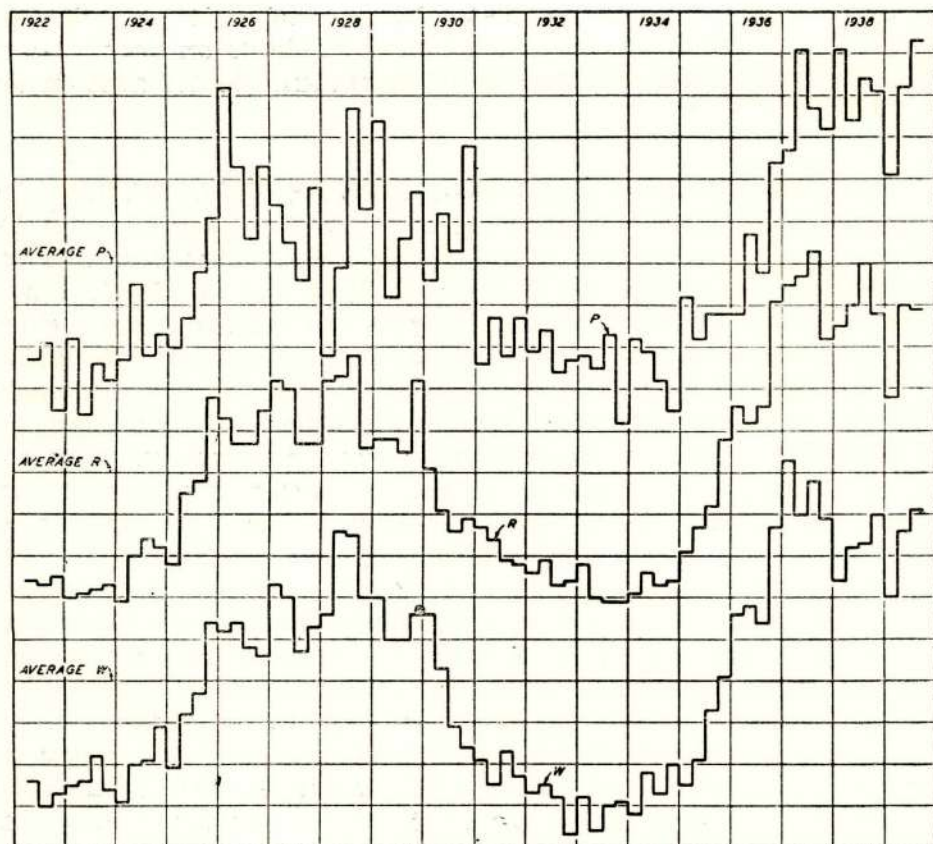


Fig. 33 — Números de Manchas Solares Relativos de Zurich (R) comparados con las medidas geomagnéticas de la Radiación Corpuscular del Sol (P) y la radiación de Onda del Sol (W); medias trimestrales, 1922-1939. (Las Unidades se han escogido de tal modo que la desviación típica para cada curva es igual a 2.5 divisiones de escala)

lares de W retrasándose en no más de un día. Indudablemente, W es la radiación solar absorbida en la parte baja de la ionósfera (cerca de 100 Km. de altitud), en o cerca del mismo nivel de la capa que es ionizada por la radiación ultravioleta excesiva de una erupción solar. La referencia 7 contiene tablas de valores diarios para W por el período mayo de 1922 a diciembre de 1937. Estas tablas han sido extendidas a 1947, y se pueden pedir al Dr. John Mauchley, Remington Rand Inc., 1624 Locust St., Philadelphia 3, Pa., EE. UU.

**3.4— NUEVA MEDIDA PARA LA VARIACION TEMPESTAD-TIEMPO.**—Walter Kertz acaba de publicar una nueva medida <sup>(9)</sup> para la variación mundial de tempestad-tiempo. Esta medida se deriva como un promedio para cada intervalo de tres horas, desde enero de 1939 hasta diciembre de 1945, y será pronto extendido hasta el período del Año

Geofísico Internacional. Empleando los valores de  $H$  en Huancayo (Perú), Elizabethville (África), Watheroo (Australia), y Apia (Samoa), la variación tempestad-tiempo se deriva empleando solamente valores nocturnos, ya que estas estaciones están todas aproximadamente seis horas aparte se puede determinar la variación completa continua de tempestad-tiempo sin emplear valores de día de cualquier estación. Los valores nocturnos de  $H$  son relativamente no afectados por  $S_q$  y su variabilidad. Además  $S_D$  es mucho más pequeño de noche que durante el día y se corrige por esto. Estos nuevos índices que Kertz (<sup>9</sup>) llama una nueva medida para la intensidad de campo del anillo de corriente geomagnética ecuatorial serán muy valiosa en muchas investigaciones, como aquellas que consideran variaciones de rayos cósmicos, conductividad eléctrica de la tierra, etc.

---

### REFERENCIAS III

- 1) Bartels J., Terr. Mag. 37, 1-52 (March 1932)
- 2) Bartels J., Scientific Monthly XXXV, 492-499 (Dec. 1932)
- 3) Bartels J., Terr. Mag. 40, 1-60 (March 1935).
- 4) Alfvén H., Cosmical Electrodynamics, International Series of Monographs on Physics, Oxford Clarendon Press (1950).
- 5) Chapman S., and Bartels J., Geomagnetism, Oxford Clarendon Press (1940).
- 6) Bartels J., Terr. Mag. 45, 339-343 (1940).
- 7) Bartels J., Terr Mag. 51, 181-242 (1946).
- 8) Bartels J., and Johnston H. F. Terr. Mag. 45, 269-308 (1940).
- 9) Kertz Walter, Abhandlugen Der Akademie Der Wissenschaften in Gottingen Mathematisch-Physikalische Klasse Beitrage zum Internationalen Geophysickalischen Jar, Heft 2, Gottingen Vandenhoeck & Ruprecht (1958).

1. The first part of the document discusses the general situation of the country and the role of the government. It mentions the need for a strong and stable government to ensure the well-being of the people.

2. The second part of the document discusses the economic situation and the need for reforms. It mentions the need for a strong and stable government to ensure the well-being of the people.

3. The third part of the document discusses the social situation and the need for reforms. It mentions the need for a strong and stable government to ensure the well-being of the people.

4. The fourth part of the document discusses the political situation and the need for reforms. It mentions the need for a strong and stable government to ensure the well-being of the people.

5. The fifth part of the document discusses the international situation and the need for reforms. It mentions the need for a strong and stable government to ensure the well-being of the people.

### CONCLUSION

## REFERENCES

1. The first reference is to the Constitution of the country.
2. The second reference is to the Law of the country.
3. The third reference is to the Decree of the country.
4. The fourth reference is to the Order of the country.
5. The fifth reference is to the Regulation of the country.
6. The sixth reference is to the Instruction of the country.
7. The seventh reference is to the Circular of the country.
8. The eighth reference is to the Memorandum of the country.
9. The ninth reference is to the Report of the country.
10. The tenth reference is to the Study of the country.

The document is a draft and is subject to change. It is intended for internal use only and should not be distributed outside the organization.

## CONFERENCIA IV

### MÉTODOS ESTADÍSTICOS MODERNOS DE LA INVESTIGACION DE PERIODICIDADES DE LOS FENÓMENOS GEOFÍSICOS Y COSMICOS

4.1—INTRODUCCION.—El título de esta sección es exactamente igual al de un famoso trabajo del Dr. J. Bartels (1). Este trabajo es sin duda el "sine qua non" para estudiar la investigación de periodicidades y fenómenos relacionados sobre una sólida base estadística. Se da énfasis a los peligros que existen en las pruebas de la realidad estadística de periodicidades si no se toma la debida precaución de la falta de independencia (o grado de azar de la muestra) que generalmente prevalece en los datos geofísicos. También se puede exponer aquí que esta falta de independencia estadística entre elementos sucesivos en una muestra de datos geofísicos es también de gran importancia en la aplicación de la mayor parte de las técnicas estadísticas típicas a problemas geofísicos. Esta falta de independencia (o autocorrelación) en una serie de datos geofísicos —generalmente— surge en la muestra cuando ésta consiste del valor de alguna variable registrada en una serie de tiempo, por ejemplo, cada hora, cada día, cada mes, etc. Puesto que mucho o la mayoría de las variables geofísicas tienden a tener valores algo similares entre intervalos de tiempos sucesivos (horas, días, meses, etc.), dichas series de datos no constituyen una muestra al azar como se requiere para la mayoría de las pruebas estadísticas. Muchos de los procedimientos estadísticos establecidos encuentran una interesante e importante aplicación en problemas geofísicos. El estudio de estos procedimientos, incluyendo —especialmente— los métodos ingeniosos usados en biología y experimentos agrícolas para encontrar y probar la realidad de efectos reales en un pasado de variaciones inevitables, no sólo familiarizará al investigador con dichas técnicas, sino que también sugerirá problemas interesantes que parecerán insolubles sin dichas técnicas. Sin embargo, estas técnicas son adecuadamente discutidas y explicadas en textos especializados, algunos de los cuales están mencionados en las referencias generales (ver índice). Por otro lado estos textos son de poca o ninguna ayuda en conexión con proble-

mas que comprenden periodicidades geofísicas, etc. Las Referencias 1, 2 (Vol. II, Capítulo XVI), y 3 contiene las únicas fuentes asequibles en inglés, donde se establecen los procedimientos estadísticos necesarios para tales problemas. Esta sección, empezando aquí, comprenderá una descripción sumaria de las técnicas de la referencia 1, que deberá consultarse para mayores detalles, pruebas y referencias.

**4.2—PROCEDIMIENTO GENERAL.**—Como indica Bartels (<sup>1</sup>), las investigaciones sobre periodicidades, ciclos, tendencias recurrentes y problemas relacionados, se hacen generalmente en tres etapas: (1) la transformación, analíticamente del dato observacional, digamos por análisis armónico; (2) la aplicación del tratamiento estadístico de estos datos transformados, inclusive pruebas de significación, y (3) interpretación física de las periodicidades significativas. En muchos problemas geofísicos el período (o frecuencia) de variación es conocida por adelantado como en el caso de la variación diurna solar y la lunar. En otros casos, la duración de los períodos o intervalos recurrentes puede que no sean conocidos por adelantado.

La gran cantidad de períodos y ciclos en toda clase de fenómenos geofísicos (y hasta en actividad comercial) que han sido considerados como tales sin tratamiento estadístico adecuado, acentúa la necesidad de usar los sólidos procedimientos estadísticos que han sido establecidos para las investigaciones que involucran periodicidades.

**4.3—ANÁLISIS HARMÓNICO.**—Los registros de fenómenos geofísicos son generalmente medidas para proporcionar valores de la variable,  $y$ , a iguales intervalos de tiempo (por ejemplo horario, diario, mensual, etc.) Un registro individual puede cubrir el tiempo desde  $t = 0$  á  $t = T$ . Es conveniente introducir la variable tiempo  $x = t2\pi/T$  para que la duración del registro tal como se mide por  $x$  es  $2\pi$ . Sea  $r$  el número de valores de "y" (ordenadas) en el intervalo  $T$ , es decir los tiempos (o abscisas)  $x_1, x_2, x_3, \dots, x_r$  dividen el intervalo 0 á  $2\pi$  en  $r$  partes iguales, y que  $y_p$  sea igual a la ordenada en  $x_p = p2\pi/r$ . Considérense las funciones seno y coseno de la frecuencia  $\nu = 0, 1, 2, \dots, k$ , que está completando ciclos  $\nu$  en el intervalo de 0 á  $2\pi$  (duración de períodos  $\mu_\nu = T/\nu$ ) y la suma de ellos.

$$\begin{aligned} \phi_k(x) = & a_0 + (a_1 \cos x + b_1 \sin x) + (a_2 \cos 2x + b_2 \sin 2x) + \dots \\ & + (a_k \cos kx + b_k \sin kx) \end{aligned} \quad (33)$$

El análisis armónico consiste en determinar los coeficientes en (33) de tal modo que  $\phi_k(x_p)$  suministre el mejor ajuste, sobre la base de los mínimos cuadrados, a la ordenada dada  $y_p$ , de tal modo que  $S_k^2$  sea un mínimo, con  $S_k^2$  dado por:

$$S_k^2 = \sum_p [y_p - \phi_k(x_p)]^2 / r \quad (34)$$

Puesto que (33) debe ajustarse a las ordenadas  $r$ , no se pueden determinar más de  $r - 1$  coeficientes  $k$ , es decir:

$$2k + 1 \leq r \quad (35)$$

y si  $2k + 1 = r$  entonces (33) se ajusta exactamente a las ordenadas  $r$ , y luego  $S_k = 0$ . Los coeficientes en (33) son determinados de las siguientes ecuaciones:

$$a_0 = \frac{1}{r} \sum_{p=1}^{p=r} y_p ;$$

$$a_{\omega} = \frac{2}{r} \sum_{p=1}^{p=r} y_p \cos \omega x_p ;$$

$$b_{\omega} = \frac{2}{r} \sum_{p=1}^{p=r} y_p \sin \omega x_p$$

para  $r$  par: (36)

$$a_{r/2} = (-y_1 + y_2 - y_3 + \dots + y_r) / r \quad (37)$$

Supongamos que tenemos un segundo conjunto de ordenadas  $y'_p$  para los cuales los coeficientes harmónicos son  $a'_{\omega}$  y  $b'_{\omega}$ , entonces

$$\frac{2}{r} \sum_{p=1}^{p=r} (y_p + y'_p) \cos \omega x_p = a_{\omega} + a'_{\omega} \text{ y similarmente}$$

$$\frac{2}{r} \sum_{p=1}^{p=r} (y_p + y'_p) \sin \omega x_p = b_{\omega} + b'_{\omega} \text{ que muestra la propiedad}$$

aditiva de los coeficientes harmónicos.

En efecto es evidente que:

$$\frac{2}{r} \sum_{p=1}^{p=r} (A y_p + A' y'_p) \cos \omega x_p = A a_{\omega} + A' a'_{\omega} \text{ de tal modo cual-}$$

quier combinación lineal de las ordenadas da lugar a la misma combinación lineal de coeficientes. Se debe notar en la ecuación (36) que  $k$  no aparece, de tal modo que cualquiera de los coeficientes  $a_{\omega}$ , o  $b_{\omega}$  es el mismo, sin importar la cantidad de coeficientes que se determinan.

4.4—EL DIAL HARMONICO.—Para la frecuencia  $\omega$ , los términos seno y coseno se pueden combinar en una onda sinusoidal de amplitud  $c_{\omega}$  y fase  $\alpha_{\omega}$ :

$$a_{\omega} \cos \omega x + b_{\omega} \sin \omega x = c_{\omega} \sin(\omega x + \alpha_{\omega}) \quad (38)$$

$$\begin{aligned}
 a &= c \sin \alpha & ; & & b &= c \cos \alpha & ; & & c^2 &= a^2 + b^2 & ; & & \tan \alpha &= \\
 & & & & & & & & & & & & & & = a / b & (39)
 \end{aligned}$$

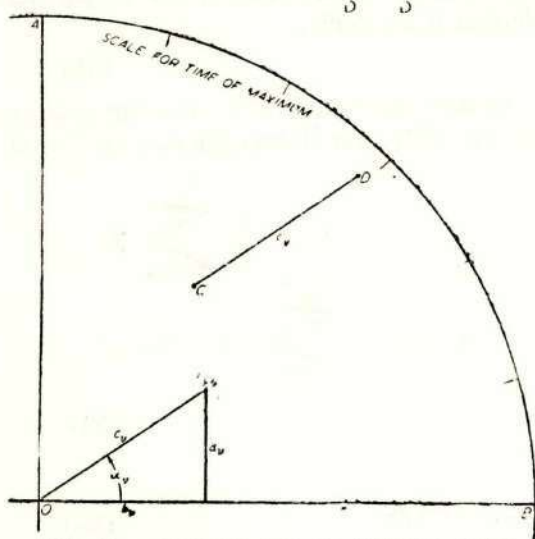


Fig. 34 — Esquema para un Dial Harmónico

La fig. 34 representa estas relaciones en el dial harmónico para la frecuencia  $\omega$  en la cual el punto P con coordenadas  $a$  y  $b$  representa la ecuación (33). El primero de los máximos  $\omega$  ocurre cuando  $(\omega x + \alpha) = 90^\circ$ , es decir en el tiempo  $x_{\text{máx.}} = (90^\circ - \alpha) / \omega$ . Así  $\alpha = 90^\circ$  corresponde a  $x_{\text{máx.}} = 0$ ;  $\alpha = 0$  a  $x_{\text{máx.}} = 90^\circ / \omega$  etc.

Ahora en un círculo de origen 0, se puede construir una escala de tal modo que el vector  $\vec{OP} = \vec{c}$  apunta a la hora del máximo de la onda es decir, hasta  $t_{\text{máx.}}$  en el tiempo original  $t$ . Para una onda semidiurna (intervalo de tiempo T de 0 h. á 12h.)  $t = 1h.$  corresponde a  $x = 2\pi / 12 = 30^\circ$  y la escala para  $t_{\text{máx.}}$  viene a ser el dial ordinario de un reloj,

lo que sugiere el nombre de dial harmónico. Cualquier número de ondas sinusoidales de la misma frecuencia pueden representarse por puntos en un dial de estos. Cada punto se puede considerar como el extremo final de un vector, a partir del origen. El promedio de todas las ondas-seno representadas por los puntos se representa por el promedio de todos los vectores que tiene su extremo final en el centro de masa de todos los puntos. Las sumas de varias ondas-seno se representan por la suma vectorial de todos los vectores individuales.

El cálculo de los coeficientes harmónicos se puede hacer sin mucha demora, aún manualmente, si se adopta un sistema adecuado y especialmente si el cálculo se organiza para una "producción en masa", cuando se trata de efectuar muchos análisis. En este sistema se efectúa cada "operación" particular, digamos para unos diez análisis, antes de seguir con la próxima operación. Operaciones similares sobre sumas de diez conjuntos ordenados proveen una comprobación en cada caso y facilita enormemente la determinación de errores si es que se presentaran. La nota en la pág. 8 de la referencia (1) da otra lista de referencias para varios procedimientos. Una muy útil de éstas es el de

Bartels (<sup>4</sup>), en el cual se elimina automáticamente el cambio no cíclico (tendencia lineal) en las ordenadas por el método de análisis de las diferencias en las ordenadas sucesivas, de tal modo que los coeficientes harmónicos no tienen que ser corregidos por este motivo. La correc-

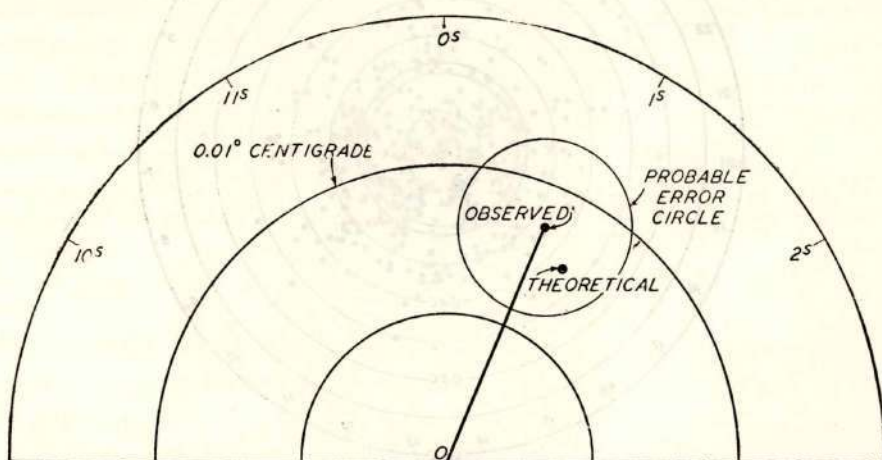


Fig. 35 — Onda semi-diurna lunar de temperatura atmosférica en Batavia, para 62 años. (Según Chapman)

ción a las amplitudes para el empleo de las ordenadas que son promedios de un intervalo de tiempo se derivan en la referencia (1). La figura 35 es un ejemplo clásico de cómo se pueden “exprimir” las más pequeñas variaciones sistemáticas si se tiene a la mano suficientes datos. La onda de la marea lunar (semidiurna) en la presión atmosférica en Batavia tiene una amplitud de 0.062 mm. de mercurio. La compresión adiabática consecuente da lugar a una onda de temperatura semidiurna lunar teórica con una amplitud de  $0.0072^{\circ}$  C, tal como se muestra en la parte inferior de la figura 35. El dial harmónico de la figura 35 compara con este valor teórico (igualmente que su fase) con lo “observado”, es decir tal como fue derivado por Chapman con datos de temperatura de 62 años, en Batavia.

**4.5— ONDAS DE 27 DIAS CON EL NUMERO DE CARACTER INTERNACIONAL C.**—Para ilustrar los principios estadísticos necesarios en conexión con el análisis de periodicidades geofísicas, Bartels (<sup>1</sup>) empleó los resultados del análisis harmónico de C, el número de carácter magnético internacional, para el período de enero 11, 1906 a diciembre 30, 1933. Estos 10,206 días significan 378 rotaciones solares a las cuales, Bartels adjudicó los números 1 al 378. Estos mismos valores C fueron empleados en los diagramas de repetición de 27 días tal como se discute en la sección III. El dial harmónico de la figura 36 muestra los resultados para las 378 ondas de 27 días; la onda promedio está in-

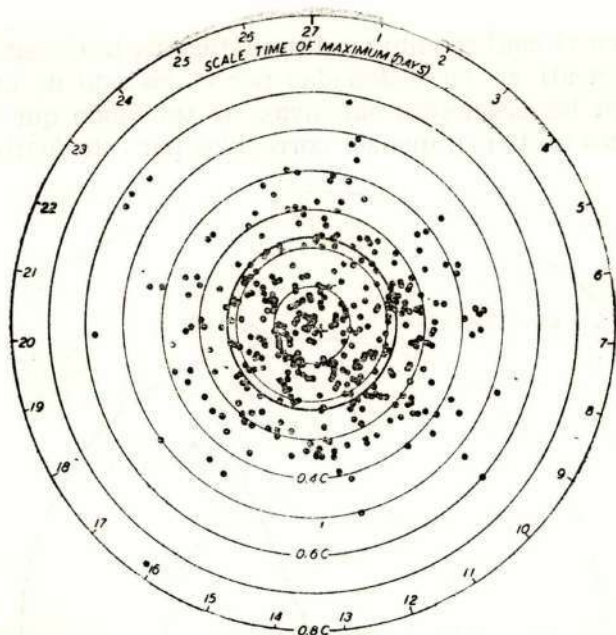


Fig. 36 — Dial Harmónico, Número Magnético Internacional C, 1906-1933, para cada uno de 378 intervalos de 27 días, comenzando el 11 de Enero de 1906 (Primer Día) — Ondas sinusoidales de periodos de 27 días.

dicada por una cruz cerca del centro. El hecho de si este vector promedio en la figura 36 es o no tan pequeño como para considerarse como resultado de una causa accidental, aplazaremos hasta que hayamos considerado la desviación típica de las ondas-seno y los residuales.

4.6— **DESVIACIONES TÍPICAS PARA ONDAS-SENO Y RESIDUALES.**—De las ecuaciones (34) y (35) es evidente que si se emplean menores coeficientes que  $r$ , entonces  $\phi_k(x)$ , definido en la ecuación (33), es solamente una aproximación a las ordenadas dadas. Para estimar el grado de esta aproximación, sea  $\xi$  la desviación típica de las  $r$  ordenadas originales  $y_r$ , a partir de su media  $a_0$ . Entonces, como se puede ver en cualquier texto ordinario de estadística:

$$\xi^2 = \sum_{p=1}^{p=r} \frac{y_p^2}{r} - a_0^2 \quad (40)$$

Se demuestra en el apéndice (1) de la referencia (1) que el valor promedio de  $\phi_k(x)$ , definido en (33), es  $a_0$ , y que su desviación típica  $n_k$  está definido por :

$$n_k^2 = (a_1^2 + b_1^2 + a_2^2 + b_2^2 + \dots + a_k^2 + b_k^2) / 2 \quad (41)$$

y puesto que  $c_k^2 = a_k^2 + b_k^2$  (de la ecuación 39), entonces :

$$n_k^2 = (c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_k^2) / 2 \quad (42)$$

excepto en el caso de representación exacta para el cual, cuando r es par, el último término de (42) es :  $2a_{(r/2)}^2$

La desviación típica de los residuales, definido en (34) se demuestra ser dado por la expresión notablemente sencilla como :

$$S_k^2 = \xi^2 - n_k^2 \quad (43)$$

$$\text{o sea : } S_k^2 = \xi^2 - (c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_k^2) / 2 \quad (44)$$

Así la varianza  $S_k^2$  de los residuales es reducida por la mitad del cuadrado de la amplitud de cada término armónico adicional.

Para la representación exacta (siendo r par)  $S^2 = 0$  y

$$(c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_k^2 + 2a_{(r/2)}^2) = 2 \xi^2 \quad (45)$$

Supóngase que se han computado las amplitudes, por ejemplo, hasta el índice k, entonces :

$$c_{k+1}^2 + c_{k+2}^2 + \dots + 2a_{(r/2)}^2 = 2\xi^2 - c_1^2 - c_2^2 - \dots - c_k^2 = 2S_k^2 \quad (46)$$

Así, el cuadrado del coeficiente más alto entre aquéllos para una frecuencia mayor que k, no puede exceder a  $2S_k^2$ . Aún si sólo se computan una o dos amplitudes, se puede obtener similarmente un límite superior para cualquiera de las amplitudes no computadas.

**4.7.— Procedimientos estadísticos para la prueba de periodicidades.—** Imaginemos que se tiene un conjunto de ordenadas (r en número) a deducirse artificialmente de :

$$\phi_k(x_p) = a_k \cos(x_p) + b_k \operatorname{sen} x_p, \quad (p = 1, 2, 3, \dots, r) \quad (47)$$

con  $X_p = p(2\pi/r)$ . Sean  $a_k$  y  $b_k$ , para el primer conjunto cada uno muestra al azar sacada respectivamente de "poblaciones" normales con una media igual a cero y desviaciones típicas respectivas  $\sigma_{a_k}$  i  $\sigma_{b_k}$ . Si este conjunto de ordenadas se analiza armónicamente, uno obtiene, por supuesto los mismos  $a_k$  y  $b_k$  que fueron empleados para el cálculo de las ordenadas de (47). Supóngase que (47) se escribiese incluyendo otros términos armónicos adicionales con frecuencia diferentes  $k_1, k_2$ , etc, además de la frecuencia k. El análisis armónico de las ordenadas darían los mismos coeficiente  $a_k$  y  $b_k$  ya sea que los términos adi-

cionales para las frecuencias  $k_1, k_2$  etc. hubieran o no estado incluidos en el cálculo de las ordenadas. Sea que  $a_k$  y  $b_k$  representen un número grande de pares de coeficientes y que sean extraídos similarmente al azar de sus respectivas "poblaciones" definidas. Para cada par de valores de  $a_k$  y  $b_k$ , sean calculadas las amplitudes  $c_k = (a_k^2 + b_k^2)^{1/2}$ , y las fases  $\theta_k$ . Ahora averiguamos cómo estos valores  $c_k$  y  $\theta_k$  están distribuidos. Puesto que nosotros estamos limitando nuestra atención a una frecuencia particular  $k$ , y puesto que los resultados no dependen de  $k$ , y el subíndice  $k$  será omitido por conveniencia. La densidad de probabilidad para los valores  $a$ , digamos que  $f(a)$ , es dada de acuerdo a nuestras suposiciones, por la distribución "normal" o la de Gauss así:

$$f(a) = (1/\sigma_a \sqrt{2\pi}) e^{-a^2 / \sigma_a^2} \quad (48)$$

ó  $f(a) da$  es la probabilidad de que  $a$  se encuentra en el intervalo entre  $a$  y  $(a + da)$ , Similarmente  $f(b)$  es :

$$f(b) = (1/\sigma_b \sqrt{2\pi}) e^{-b^2 / \sigma_b^2} \quad (49)$$

La función de la densidad de probabilidad en conjunto  $f(a, b)$  está dado por :

$$f(a, b) = (1/2\pi \sigma_a \sigma_b) e^{-(a^2/2\sigma_a^2) - (b^2/2\sigma_b^2)} \quad (50)$$

Y  $f(a, b) da db$  es la probabilidad de que  $a$  cae en el intervalo  $[a + da]$  y  $b$  en el intervalo  $[b + db]$ . Ahora supóngase que  $\sigma_a = \sigma_b$  y ponemos

$$M^2 = \sigma_a^2 + \sigma_b^2 \quad (51)$$

entonces puesto que  $\sigma_a^2 = \sigma_b^2$  :  $M^2 = 2\sigma_a^2 = 2\sigma_b^2 = 2\sigma_a\sigma_b$

tenemos de (50) para la función de la probabilidad en conjunto  $f(c, \Theta)$  el resultado :

$$f(c, \Theta) = (1/\pi M^2) e^{-c^2 / M^2}, \text{ con } c^2 = a^2 + b^2 \quad (52)$$

y puesto que esto es independiente de  $\Theta$  la distribución es circularmente simétrica. La probabilidad de que  $c$  (ó el punto final del vector

$\vec{c}$  en el dial armónico) se encuentra en el elemento de área  $Cdc d\Theta$

es igual a  $(1/\pi M^2) e^{-c^2 / M^2} Cdc d\Theta$  cuya integración con respecto a  $\Theta$  desde  $\Theta = 0^\circ$  á  $\Theta = 2\pi$  dá la probabilidad  $\omega(c)dc$  de que los puntos

extremos de los vectores  $\vec{C}$  se encuentran entre las distancias  $c$  y  $c + dc$  a partir del origen con :

$$\omega(c) = 2/M^2 c e^{-c^2 / M^2} \quad (53)$$

$M^2$  recibe el nombre de "esperanza matemática" y es conveniente expresar la distancia del origen como un múltiplo de la "esperanza", es decir:

$$c = KM \quad (54)$$

en el cual  $K$  se emplea en vez de la letra griega Kappa que emplea Bartels. La probabilidad de que  $c$  se encuentra entre  $KM$  y  $(K + dK)M$  es  $\omega(K) dK$  con:

$$\omega(K) = \frac{e^{-K^2}}{2Ke} \quad (55)$$

La probabilidad de que el punto final del vector  $c$ , en el dial armónico, se encuentra más allá de una distancia a  $KM$  a partir del origen, se encuentra por la integración de (55) entre los límites  $K$  e  $\infty$ , dando:

$$W(K) = e^{-K^2} \quad (56)$$

Las ecuaciones desde (52) hasta (56) son las mismas que equéllas que gobiernan (1) la distribución de sustancias alcanzadas a partir del origen después de haber caminado al azar  $n$  pasos de igual longitud  $l$  si la "esperanza"  $M(n)$  estuviera definida por  $l\sqrt{n}$ . La fig. 37 da una muestra de tales

pasos al azar con 27 pasos en total, cada uno igual al radio del círculo en la parte superior izquierda de la figura. Los puntos del círculo indican la dirección de los pasos individuales. La fig. 38 muestra una caminata al azar con 125 pasos con longitudes desiguales; las longitudes fueron extraídas al azar de una distribución normal de longitudes con una desviación típica de 0.39  $l$ . Las ecuaciones de (52) a (56) también se aplican a la caminata al azar con longitudes desiguales siempre que la "esperanza"  $M(n) = l\sqrt{n}$  se compute con  $l$

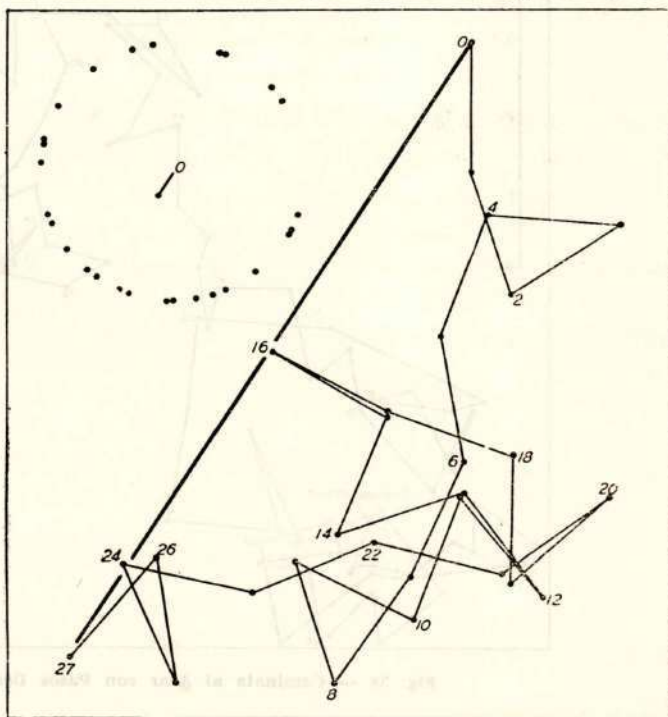


Fig. 37 — Caminata al Azar con Pasos Iguales

Fig. 38 muestra una caminata al azar con 125 pasos con longitudes desiguales; las longitudes fueron extraídas al azar de una distribución normal de longitudes con una desviación típica de 0.39  $l$ . Las ecuaciones de (52) a (56) también se aplican a la caminata al azar con longitudes desiguales siempre que la "esperanza"  $M(n) = l\sqrt{n}$  se compute con  $l$

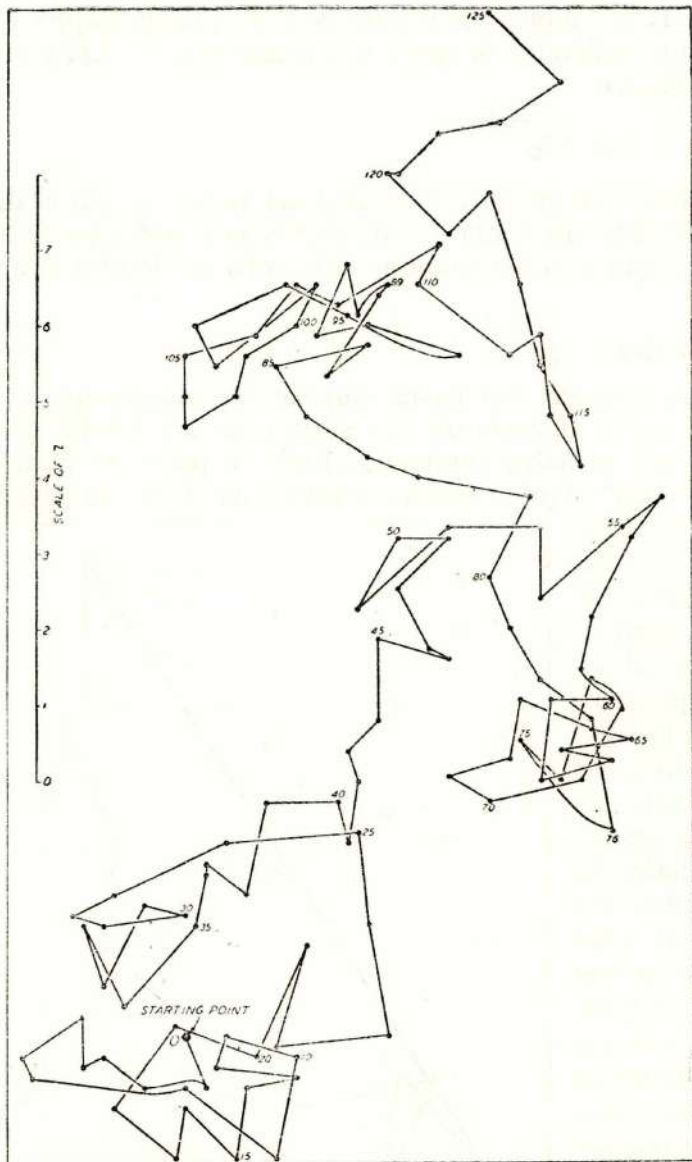


Fig. 38 — Caminata al Azar con Pasos Desiguales

tal que  $l^2$  es el promedio del cuadrado de las longitudes de los pasos individuales tomados de un gran número de tales caminatas con cada una con  $n$  pasos. La distribución de muestreo (sampling distribution) de las longitudes de pasos es arbitraria dentro de límites amplios <sup>1)</sup>. Se debe notar que en la aplicación de las ecuaciones (52) hasta la (56) al caso de la caminata al azar, con la "esperanza matemática"  $M(n) = l \sqrt{n}$ , que las ecuaciones se aplican a la distancia total, a partir del punto de iniciación, el cual es alcanzado después de  $n$  pasos, mientras que la  $M$ , que se define en la ecuación (51) y que es empleada en conexión con nuestra descripción del dial armónico, se aplica a la distancia de los puntos finales de los vectores individuales (ó pasos) a partir del origen. Los detalles de varias analogías entre una caminata al azar y el dial armónico se dan en la referencia 1.

Para el dial armónico de la fig. 36, Bartels, encuentra que  $M = 0.262c$  con  $M^2$  igual al promedio de los 378 valores de las amplitudes al cuadrado,  $\left( \overline{c^2} \right)$  de la fig. 36. Este valor es estadísticamente equivalente a aquél que podría haberse obtenido de la ecuación (51) por medio de los valores  $a$  y  $b$  para la onda de 27 días siempre que esta muestra de 378 valores de  $a$  y  $b$  fuese extraída de una "población" con valores medios de  $a$  y  $b$  ambos iguales a cero (y consecuentemente media  $c = 0$ ). Puesto que una de las hipótesis a probarse es si el valor medio de  $c$  en la fig. 36 puede considerarse como una muestra al azar de una "población" con media  $c = 0$ , se puede derivar  $M$  en cualquiera de ambas formas. En un caso,  $M$  es la "esperanza matemática" para amplitudes individuales a partir del origen y en el otro es la "esperanza" para las amplitudes des desviaciones individuales a partir del vector promedio. Esta última "esperanza matemática", es generalmente preferida cuando el vector promedio es tan grande que no puede considerarse como una muestra de una "población" en la cual la amplitud del vector promedio es cero.

De las ecuaciones (54) y (56) podemos escribir :

$$W(K) = e^{-c^2 / M^2} \quad (57)$$

de lo cual con  $M = 0.262$ , para la fig. 36, se puede obtener la probabilidad  $W(K)$  de que  $c$  excede cualquier valor especificado y así la probabilidad de que  $c$  se encuentre entre límites especificados. Esta última probabilidad, multiplicada por 378, indica el número de valor de  $c$  que se esperan ver en aquel rango si la distribución de muestreo de los valores  $c$  está gobernada por la ecuación (57). La fig. 39 (parte superior)

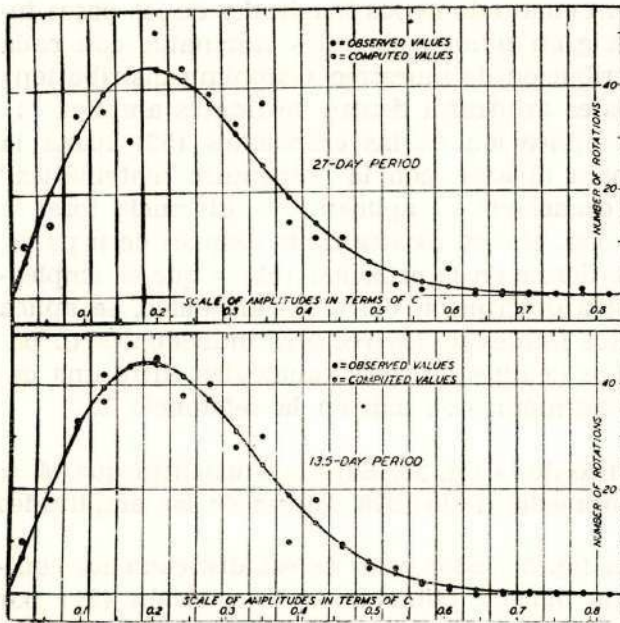


Fig. 39 — Número de Rotaciones (Intervalos de 27 días) que tienen amplitudes entre 0 y 0.56 C, 0.036 C y 0.072 C, etc. para los períodos indicados en unidades del Número Magnético Internacional C, 1906-1933

compara el número observado de valores  $c$  (de la fig. 36, en rangos indicados de  $c$ , con los valores teóricos de (57) mostrados por la curva suave. La concordancia entre ambos es satisfactoria 1).

De la ecuación (36), si  $W(K) = 0.500$ , entonces  $K = 0.833$  ó sea que  $0.833 M$  es denominado "radio probable" puesto que para la distribución teórica la mitad de los puntos deben concentrarse dentro, y la otra mitad fuera, de un círculo con este radio y con su centro en el origen si el vector medio en dial armónico no difiere en forma significativa de cero; de otro modo el centro del círculo se encuentra en el punto final del vector medio. Con  $M = 0.262c$  el radio probable para la fig. 36 es 0.216 y este círculo (el tercero a partir del centro) contiene aproximadamente la mitad del total de los 378 puntos.

Se puede demostrar que el valor medio de  $c$  para la distribución teórica (53) es  $0.886M$ . La media  $c$  para la fig. 36 es  $0.88M$  lo cual está en buen acuerdo con el valor esperado. Así, hasta donde llegan estas pruebas, cada uno de los 378 vectores en la fig. 36, pueden concebirse como el resultado de una caminata al azar de  $n$  pasos y en donde los pasos varían también al azar alrededor de un valor medio 1. El parámetro  $M$  está dado por las observaciones ( $M = 0.262c$  para la fig. 36). Esta esperanza matemática  $M$ , para la caminata al azar equivalente, está dada en términos de 1 y el número de pasos  $n$  por la relación  $M = 1/\sqrt{n}$  (descrito anteriormente); se puede escoger  $n$  arbitrariamente y entonces  $1 = M/\sqrt{n}$ .

Las ecuaciones (52) a la (57) también gobiernan la distribución de las amplitudes del vector promedio obtenidas de las muestras de  $n$  vectores individuales con direcciones al azar. Esto se obtiene de (48) y (49) puesto que la distribución de las medias de  $a$  (ó  $b$ ) en mues-

tras de  $n$  en una "población" normal, con  $\sigma_a$  (ó  $\sigma_b$ ) para la desviación típica de valores individuales de  $a$  (ó  $b$ ), está gobernada por las ecuaciones (48) y (49) con  $\sigma_a/\sqrt{n}$  (y  $\sigma_b/\sqrt{n}$ ) reemplazando  $\sigma_a$  (ó  $\sigma_b$ ). Así para la distribución de las medias de tales muestras de  $n$ , las ecuaciones (51) a (57) son aplicables si  $M$  es reemplazada por  $m$  con:

$$m = M/\sqrt{n} \quad (58)$$

Entonces para la fig. 36,  $m = 0.262/\sqrt{378} = 0.0135c$ . En la fig 36 el vector promedio tiene una amplitud igual a  $0.0336 C$  ( $C$  es la unidad del número de carácter), ó  $2.49m$ . Así usando (56) con  $K = 2.49$

encontramos  $W(K) = e^{-2.49^2} = e^{-6.2} = 0.002$  o sea que una amplitud que exceda a la encontrada en la fig. 36 (es decir  $0.0135C$ ) debe presentarse sólo una vez en 500 veces. Es decir, que 500 muestras de 378 intervalos con  $m = 2.49$  uno debe esperar obtener sólo un vector promedio tan grande o mayor que aquél obtenido en una muestra individual de la fig. 36. Esto puede tomarse como indicación que la onda de 27 días en la fig. 36 es probablemente, por lo menos en parte, persistente o sistemático y que el promedio de la onda de 27 días es estadísticamente significativo (probabilidad 500 á 1). Sin embargo se verá más tarde por qué esta interpretación, que comunmente se aplica a las periodicidades geofísicas, no es generalmente justificada. El conocimiento de las razones para lo anterior es de suma importancia en el análisis de las periodicidades geofísicas.

Por esta razón es necesario ver como la esperanza matemática depende de la longitud del período. Supongamos que se obtienen  $N$  conjuntos de  $r$  ordenadas por un muestreo al azar de una población normal (Gaussiana) con una desviación típica  $\xi$ , y una media igual a cero. Debido a las fluctuaciones en el muestreo, la ordenada media en cada conjunto de  $r$  ordenadas puede diferir de cero y también la desviación típica de la muestra  $\xi^*$  puede diferir de  $\xi$  por la misma razón. Hagamos que se analicen armónicamente cada conjunto de  $r$  ordenadas y para cada frecuencia separadamente se obtiene  $\xi_{\nu}$ , la esperanza matemática, del promedio de los cuadros de un número grande  $N$  de amplitudes resultantes  $c_i$  i. e.  $\xi_{\nu} = \sum_i c_i^2 / N$ . Entonces se puede demostrar que:

$$\xi_{\nu} = 2 \xi / \sqrt{r} \quad ; \quad \xi_{r/2} = \xi / \sqrt{r} \quad (59)$$

Entonces para las ordenadas al azar (no hay necesidad de que la distribución sea del tipo Gaussiano, que puede variar dentro de límites

amplios) la esperanza matemática  $\xi_D$  es independiente de la frecuencia  $D$ . Esta independencia se puede llamar la ley de la equipartición de la varianza (cuadrado de la desviación típica). Porque tomando  $r$  impar, sabemos de (44) que cada amplitud  $c_D$  contribuye  $c_D^2/2$

a la varianza  $n_k^2$  de la suma de  $\phi_k$  de las ondas-seno. Si se escribe la ecuación (44) para cada conjunto, se suman y se dividen por  $N$ , obtenemos:

$$(\xi^*)^2 = \frac{(c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_{\frac{(r-1)}{2}}^2)}{2} \quad (60)$$

Para la equipartición  $c_1^2 = c_2^2 = \dots = c_{\frac{(r-1)}{2}}^2 = \xi^2$  entonces se puede

demostrar que  $\xi^2 = \xi^{*2} 4/r$  como en la ecuación (59). Para los datos empleados para obtener los resultados en la fig. 36, la desviación típica  $\xi$  de los valores diarios de carácter magnético  $C$  a partir de su media <sup>1)</sup> para el intervalo 1906-1933 es  $\xi = 0.467 C$ . Empleando (59) con  $r = 27$ , el número de ordenadas en cada conjunto, armónicamente analizado, el valor de equipartición de la esperanza matemática  $\xi$  (el cual se aplicaría si, contrario al caso presente, el número de carácter  $C$  se mezclara al azar) es  $\xi = 2 \times 0.467 / \sqrt{27} = 0.180c$

La esperanza matemática  $M$ , determinada de la media de los cuadros de las 378 amplitudes en la fig. 36 dió  $M^2 = 0.696$  o  $M = 0.262c$  que es muy diferente del valor  $0.180c$  y muestra que la esperanza matemática deducida de las amplitudes obtenidas del análisis armónico de rotaciones individuales (una rotación aquí, es igual a 27 días) depende definitivamente de la longitud del período. Esta es una consecuencia del hecho de que los números de carácter  $C$ , para días sucesivos, no son ciertamente independientes (al azar), una afirmación que caracteriza a otras muchas variables geofísicas. Esta no-independencia se puede probar de la siguiente manera: sea  $\xi(1)$  la desviación típica de  $C$  para días individuales a partir de la media todos los días disponibles y sea  $\xi(2)$ ,  $\xi(3)$  etc las desviaciones típicas de las sumas de  $C$  para 2, 3 etc. días, cada una (las desviaciones típicas) dividida respectivamente por  $\sqrt{2}$ ,  $\sqrt{3}$  etc. Entonces para completa dependencia  $\xi(1) = \xi(2) = \xi(3)$  etc. (excepto para las fluctuaciones del muestreo). Entonces, las razones  $\xi(2)/\xi(1)$ ,  $\xi(3)/\xi(1)$ , etc. se pueden tomar como medidas de dependencia. Más tarde se empleará un método similar para comprobar los períodos cuasi-persistentes. Para ver cómo esta esperanza matemática afectará la esperanza para las ondas-seno, primeramente supóngase que la serie total de las ordenadas es arreglada (para el análisis armónico) en conjuntos de  $r$  ordenadas sucesivas, entonces la media aritmética en cada conjunto individual ge-

neralmente diferirá más de la media aritmética de todas las ordenadas que en el caso de independencia, o sea en otras palabras, la desviación típica de las medias para conjuntos de  $r$  ordenadas será mayor que el valor al azar  $\xi / \sqrt{r}$ . Por ejemplo <sup>1)</sup>, la desviación típica de valores diarios individuales del número de carácter  $C$  (1906-1933) es  $0.467C$ . La desviación típica para las medias de  $C$  para intervalos de 27 días (378) es igual a  $0.148$ . Si los valores de  $C$  para días sucesivos fuesen independientes, se esperaría que este último valor fuese  $0.467C / \sqrt{27} = 0.090C$ . Por otro lado si se calculan en cada conjunto individual de  $r$  ordenadas las desviaciones de cada una de las  $r$  ordenadas a partir de la media para el conjunto, sus desviaciones típicas  $\xi(r)$  serán más pequeñas que la desviación típica  $\xi$  de todas las ordenadas y la razón  $\xi(r) / \xi$  aumentará hacia la unidad para una  $r$  que aumenta (en el ejemplo anterior considerado más arriba, esta razón para  $r = 27$  es:  $0.444C / 0.467C$ ). De la ecuación (45) se deduce que la esperanza matemática para períodos más cortos (computados de conjuntos de unas cuantas ordenadas) será generalmente menor que aquél para períodos largos.

En el dial armónico se puede considerar cada vector (para el cual se ha ploteado solamente el punto final) como la suma de dos vectores: uno para cualquier onda "persistente" que está presente y otro para la onda "accidental". El vector para la onda "persistente" será esencialmente el mismo para todos los puntos en el dial puesto que tiene esencialmente constante la amplitud,  $c$ , y la fase. El vector promedio derivado del análisis armónico de  $N$  conjuntos de  $r$  ordenadas es la suma del vector persistente medio con amplitud  $c$  y el vector "accidental" promedio que tiene una amplitud del orden de  $M/\sqrt{N}$  análogo al de la ecuación (58). Entonces no importa cuán pequeño sea  $c$  con respecto a  $M$ , en el promedio tomado de un número suficiente  $N$  de períodos, la onda persistente saldrá a relucir eventualmente por encima de las ondas "accidentales" producida por las ondas no-persistentes que esconden la periodicidad oculta en los datos originales. La fig. 35 es un ejemplo resaltante de esta ley  $1/\sqrt{N}$ .

**4.8. — Ejemplos.** — La fig. 40 muestra los diales armónicos para las ondas de seis meses en  $C$  de 28 años de datos. El dial de la izquierda fué computado de 56 medios años y el de la derecha de 28 años enteros. La onda media con la amplitud  $c = 0.0675C$ , está representado por el vector  $OA$ , el mismo en ambas figuras, con su máximo alrededor de marzo 22 y setiembre 20 cerca de los equinoccios. La esperanza matemática para vectores individuales (considerados desde el origen) es  $M_0$ , obtenido con  $M_0^2 = (c_1^2 + c_2^2 + \dots + c_N^2) / N$  (61)

en la cual  $c_1, c_2, \text{ etc.}$  son las amplitudes (a partir del origen) de los

vectores individuales. Para el diagrama de la izquierda de la fig. 40  $M_0 = 0.111 C$  y para el de la derecha  $M_0 = 0.096 C$ . Para un promedio de 56 o 28 ondas accidentales debemos esperar que la esperanza matemática  $m_0$  (véase la ecuación 58) este dado por  $m_0 = 0.111 C / \sqrt{56} = 0.0148 C$  para el diagrama de la izquierda y  $m_0 = 0.096 C / \sqrt{28} = 0.0181 C$  para el diagrama de la derecha; el vector promedio OA (amplitud  $c = 0.0675 C$ ) es 4.6 y 3.6 veces más grande, es decir  $K$  en la ecuación (56) es 4.6 y 3.6 lo cual da  $W(K)$ , de (56), alrededor de  $10^{-9}$  y  $10^{-6}$  para la probabilidad que la onda promedio es accidental. La esperanza matemática para los vectores accidentales calculados de A en la fig. 40 (o también como en la ecuación 51) es para vectores individuales igual a  $0.038 C$  y  $0.063 C$  dando para los promedios de 56 o 28 vectores las esperanzas de  $0.0118 C$  y  $0.0129 C$ , dando  $K = 5.7$  y  $5.2$  y  $W(K)$  menor que  $10^{-12}$ .

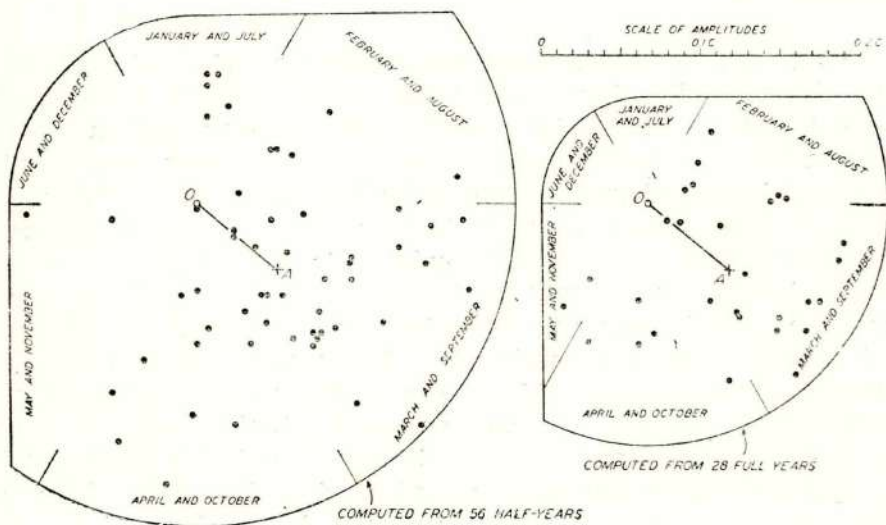


Fig. 40 — Diales Harmónicos para ondas sinusoidales de 6 meses en el Número Magnético Internacional C.

La fig 41 muestra el resultado de sumar los vectores en el diagrama de la izquierda de la fig. 40 para intervalos consecutivos. Este "dial de la suma" no tiene ningún parecido a los pasos al azar mostrados en las figs. 37 y 38, puesto que los vectores individuales en la fig. 40 prefieren definitivamente "caminar" hacia marzo 22 (o setiembre 20).

4.9.— **Periodograma.**— La fig 42 ilustra el periodograma para presiones barométricas en Potsdam, Alemania 1). La esperanzas matemáticas para ondas sinusoidales con periodos de 6, 8, 12, y 24 horas, computados de conjuntos individuales de  $r = 24$  valores horarios, son en mm de mercurio : 0.11 , 0.14 , 0.30 y 1.11. Estos están ploteados en 12 de la fig. 42. La curva a través de estos puntos representa el periodograma medio, es decir la esperanza matemática  $M$  como una función de periodo. Las ordenadas sobre el periodograma medio para  $N$  conjuntos de  $r$  ordenadas son las esperanzas matemáticas  $M$  para vectores individuales reducidos por el factor  $1/\sqrt{N}$ . Ondas persistentes de amplitud  $c$  mayor que  $M/\sqrt{N}$ , donde  $M$  es la esperanza matemática para ondas individuales para aquél periodo en particular, serán entonces descubiertas y la razón  $K = c/\sqrt{M/N}$  indicará el grado de confianza <sup>1</sup>). La fig. 42 (partes 13A a 13E, respectivamente) indica el periodograma medio para ondas con periodos de 6 a 24 horas calculados de días individuales (13A) y el periodograma medio para ondas computadas de  $N = 5, 30, 365$ , y  $22,000$  (60 años) obtenidos reduciendo la curva para días individuales por el factor  $1/\sqrt{N}$ ; para mayor claridad la parte 13E tiene una escala de ordenadas aumentada en diez veces.

Las ondas persistentes para periodos de 6, 8, 12 y 24 horas solares tienen amplitudes de 0.011 , 0.026 , 0.226 y 0.095 mm de mercurio y estos se han indicado por medio de líneas verticales en cada periodograma, y además la onda de marea lunar de un periodo de 12 horas 55 minutos y una amplitud de 0.011 mm. de mercurio. La fig. 42 muestra cómo las ondas persistentes con el aumento en el número de días ( $N$ ), penetra gradual-

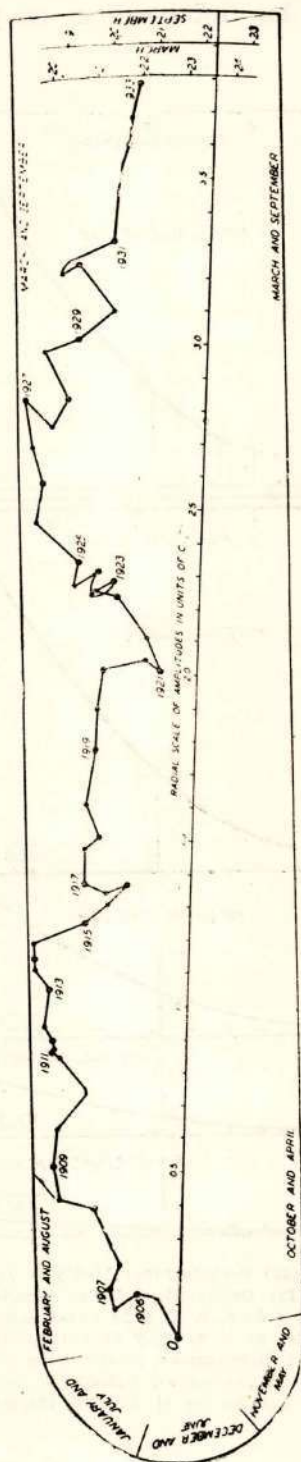


Fig. 41 — Dial Aditivo para ondas sinusoidales de 6 meses en unidades del Número Magnético Internacional C, computados de 56 medio años, 1905-1933. Los años están indicados al final de cada segunda mitad de año

mente a través del periodograma medio que representa una especie de velo de las fluctuaciones no periódicas ocultando las ondas persistentes 1).

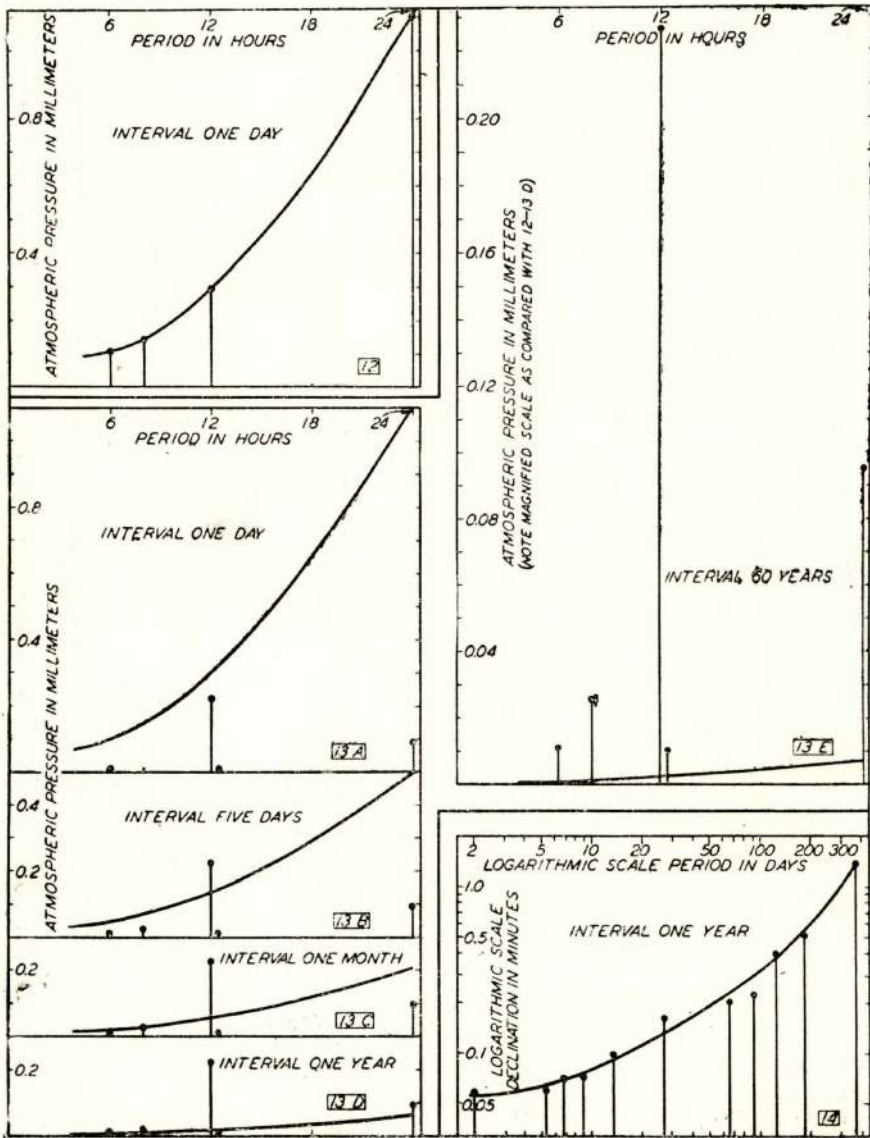


Fig. 42 — (12) Periodograma Medio de la Presión Atmosférica en Potsdam mostrando amplitudes Medias de las Ondas Sinusoidales basados en el Análisis Harmónico de intervalos de un día para períodos de 6, 8, 12 y 24 horas solares. (13) Amplitudes de Ondas Sinusoidales persistentes para períodos de 6, 8, 12, y 24 horas solares y para 12 horas lunares (= 12.4 solares) en contraste con Periodogramas medios para los intervalos indicados. (14) Periodograma Medio de la Declinación Magnética en Greenwich, mostrando las Amplitudes Medias de las Ondas Sinusoidales basados en el Análisis Harmónico de intervalos de un año (Según Schuster)

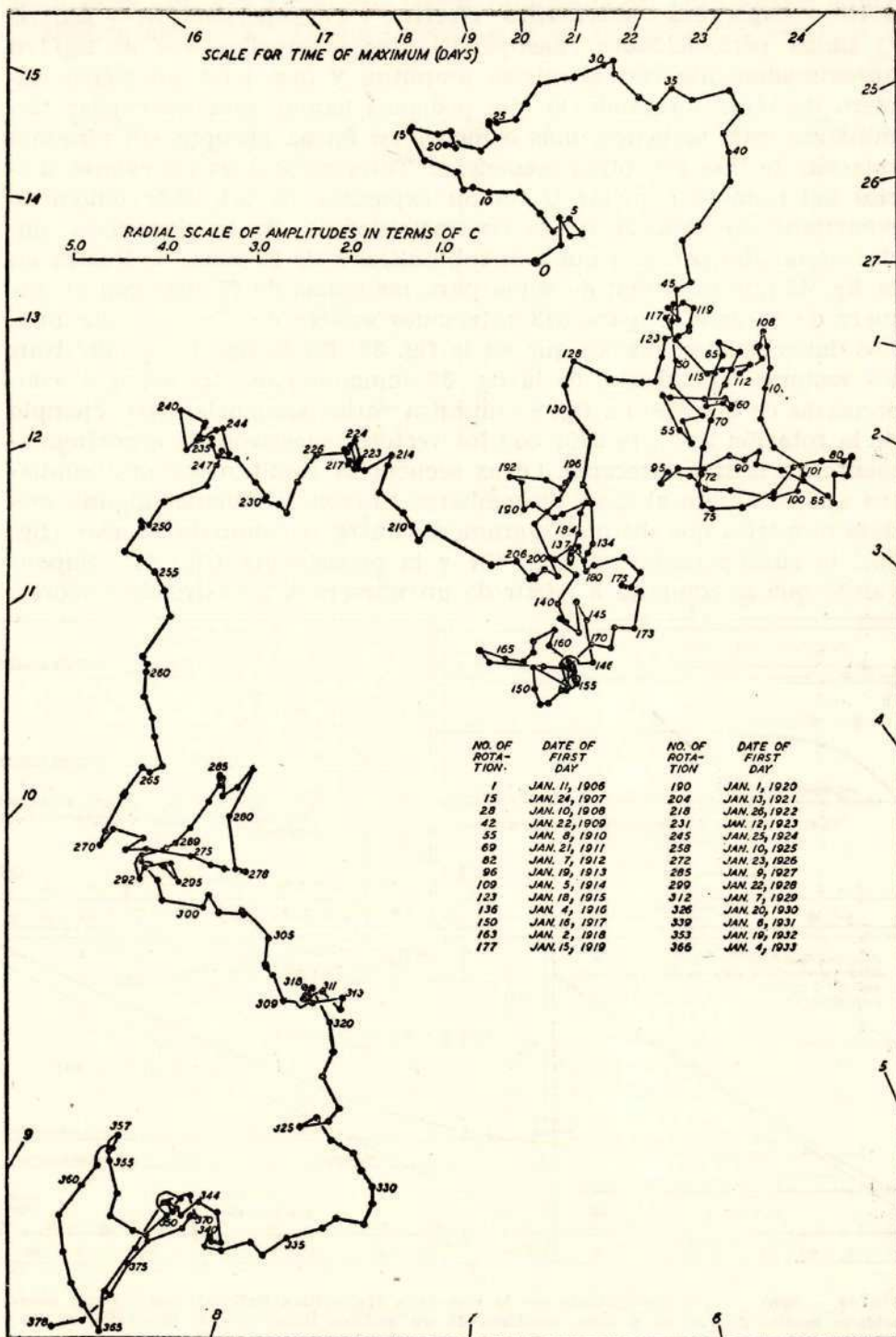


Fig. 43 — Dial aditivo para un periodo de 27 días en unidades del Número Internacional Magnético C, 1906-1933, computados de 378 rotaciones (intervalos de 27 días) con número de la rotación indicado al final del vector correspondiente.

4.10.— **Esperanza Matemática efectiva y cuasi-persistente.**— Bartels  
 1) llama periodicidades cuasi-persistentes a aquellas que se repiten aproximadamente con la misma amplitud y fase para un cierto número de veces formando lo que podemos llamar una secuencia; terminando cada secuencia más o menos en forma abrupta sin ninguna relación de fase con otras secuencias. Tales secuencias en valores diarios del número carácter C fueron expuestas en 3.1. Este fenómeno recurrente se expresa en la cuasipersistencia de las distancias ondas—seno con periodos que son submúltiples de 27 días. Se ilustra en la fig. 43 que es el dial de suma para las ondas de 27 días con el número de carácter C para 378 rotaciones solares de 27 días cada una. Los datos son los mismos que en la fig. 36. En la fig. 43 se muestran los vectores individuales de la fig. 36 sumados para “rotaciones” consecutivas de 0 a 378. La fig. 43 muestra varias secuencias (por ejemplo de la rotación 247 a la 270) con los vectores sucesivos en, aproximadamente, la misma dirección. Otras secuencias resultan ser más similares a la caminata al azar. Sin embargo es esencial obtener alguna medida numérica que distinga claramente entre la caminata al azar (fig. 38), la cuasi-persistencia (fig. 43) y la persistencia (fig. 41). Supongamos que se computa a partir de un número N sucesivo de vectores,

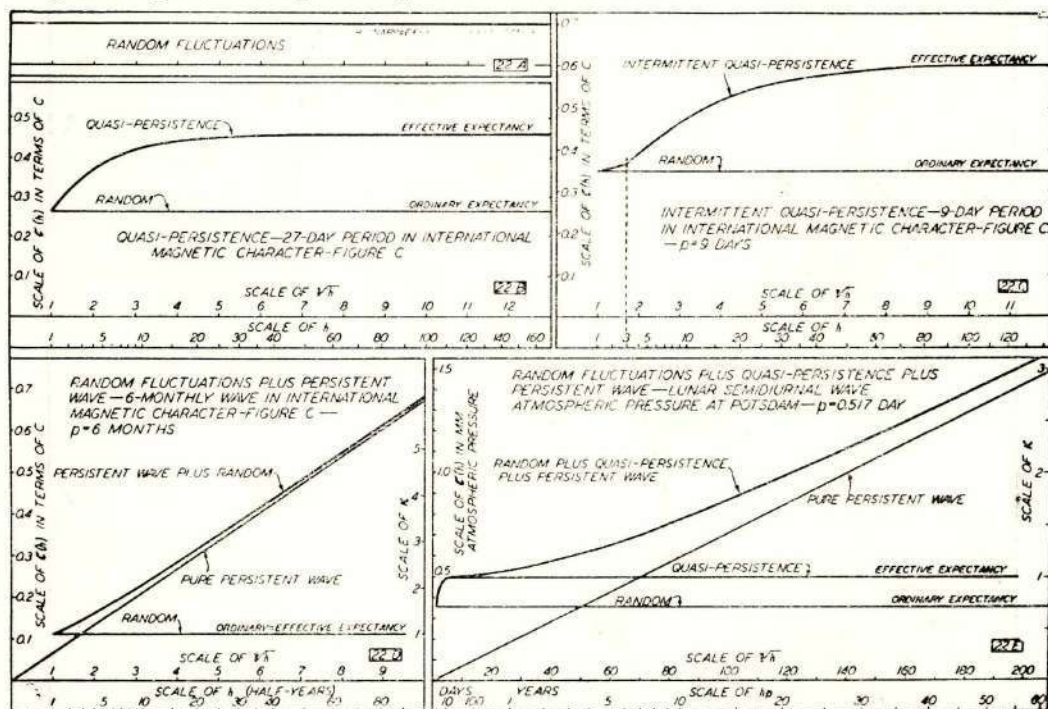


Fig. 44 —  $E(h) = \sqrt{h}$  multiplicado por la Esperanza Matemática Ordinaria para Ondas Sinusoidales medias de Período  $p$  como resultado de un Análisis Harmónico de intervalos de longitud igual a  $hp$  como funciones de  $\sqrt{h}$ . Se muestran cinco pasos típicos

la esperanza matemática  $M(1)$  para vectores individuales,  $M(2)$  para el promedio de dos vectores y  $M(h)$  para los promedios de  $h$  vectores sucesivos (no superpuestos). Sea  $E(h) = M(h)\sqrt{h}$ .

Para vectores al azar  $M(h) = M(1)\sqrt{h}$ , consecuentemente para vectores al azar  $E(h) = M(1)$ . Para vectores persistentes  $M(h) = M(1)$  y  $E(h) = M(1)\sqrt{h}$ . La fig. 44 (22A) muestra  $E(h)$  como una función de  $h$  para vectores al azar. ( $E(h)$  representa aquí el mismo término  $C(h)$  de Bartels con "c" negrita - gruesa, tal como se ve en la fig 44). El diagrama- 22 D de la fig. 44 muestra  $E(h)$  para ondas puramente persistentes - por ejemplo el aumento lineal con  $\sqrt{h}$ . Para ondas cuasi-persistentes  $E(2) > E(1)$  y  $E(3) > E(2)$ , etc. pero este aumento no es proporcional a  $\sqrt{h}$ , tal como, para la persistencia, y en general  $E(h)$  se aproxima asintóticamente a un límite superior digamos  $E(\infty)$  a medida que  $h$  hace más grande. Ahora si ponemos  $E(\infty)/E(1) = \sqrt{\sigma}$ , entonces  $\sigma$  se puede designar como la longitud equivalente de las secuencias. La ecuación (58) de la esperanza matemática  $m$  para el promedio de  $n$  vectores al azar en términos de la esperanza matemática  $M$  para vectores individuales, es decir  $m = M/\sqrt{h}$  y siguiendo la ecuación (58) la razón crucial  $K$  fue obtenida dividiendo la amplitud (0.0336C) del vector promedio en la fig. 36 por  $m = 0.262/\sqrt{378}$ , dando por resultado  $K = 2.49$  para probar si la amplitud de la onda promedio en la fig. 36 podría haberse considerado como debido a la casualidad. Encontramos en (56) el valor de 0.002 para la probabilidad de que esta onda promedio fuese accidental. Ahora, puesto que los vectores de la fig. 43 no son vectores al azar pero sí cuasi-persistentes y puesto que, Bartels <sup>1)</sup> encuentra que  $E(\infty)/E(1) = \sqrt{\sigma} = 1.74$  dando la longitud equivalente de secuencias  $\sigma = 1.74^2 = 3.0$  rotaciones, la esperanza matemática efectiva  $m_e$  que debe usarse para probar la realidad de la onda promedio en la fig. 36 tiene que computarse con  $m_e$  dado por :

$$m_e = M \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{N}} = \frac{M}{\sqrt{N/3}} \quad (62)$$

Así pues, el número efectivo de vectores independientes al azar no es 378 sino  $378/3$  para la fig. 36 (ó 43). Puesto que  $M$  fue 0.262C tenemos para  $m_e$  :

$$m_e = 0.262/\sqrt{126} = 0.0234 C \quad (63)$$

Puesto que la amplitud de la onda promedio de 27 días en la fig. 36 es igual a 0.0336C, ahora encontramos que  $K = 0.0336/0.0234 = 1.43 - 1.43^2$  y  $W(K) = e^{-1.43^2} = 0.14$  en vez de 0.002 que se encontró anterior-

mente. Así tomando apropiadamente en cuenta la esperanza matemática efectiva no hay evidencia para una onda persistente de 27 días en el número de carácter internacional. De este ejemplo, que se discute en mayor detalle en la referencia (1), es evidente que en la prueba de periodicidades geofísicas el asunto de independencia de vectores para períodos sucesivos de datos debería siempre ser examinado, pues de otra manera se podrían considerar reales los períodos persistentes falsos. La fig. 44 muestra el "diagrama característico" para varias combinaciones de las clases de persistencia que pueden resultar. Estos están expuestos en detalle en la referencia (1).

Finalmente se debe dar énfasis al asunto de que la distribución de puntos no es siempre circularmente simétrica, i. e.  $\sigma_a$  no es a menudo igual a  $\sigma_b$  (véase a continuación de la ecuación 51). Resultan en muchos casos distribuciones elípticas. Procedimientos para tales casos se dan en la referencia (3), con sus respectivos ejemplos.

#### IV REFERENCIAS

- 1) Bartels J. Terr. Mag. 40, 1-60 (March-1935)
- 2) Chapman S. and Bartels J. Geomagnetism, Internacional. Monographs on Physics, Oxford Clarendon Press (1940).
- 3) Bartels J. Terr. Mag. 37, 291-302 (1932)
- 4) Bartels J. Beitr. Geophysik, 28, 1-10 (1930)

## CONFERENCIA V

### V — Variaciones de la intensidad de rayos cósmicos

**5.1 Introducción.**— El descubrimiento de los rayos cósmicos es un buen ejemplo de cómo progresa la ciencia sobre la base de experimentos realizados para mejor entender algún fenómeno interesante o enigmático. Tales experimentos pueden proporcionar las respuestas aunque ocasionalmente ellos revelan algún fenómeno nuevo o completamente inesperado, conduciendo a los investigadores a efectuar más experimentos. En 1912 el físico Austriaco Dr. Víctor Hess, actualmente profesor de Física en la Universidad de Fordham, hizo una ascensión en globo, a una altura de 17,000 pies llevando consigo una cámara de ionización, un experimento para probar si las ionizaciones residuales pequeñas que se encuentran siempre en cámaras de ionización fuertemente blindadas, en la superficie, se debían a algo más que la contaminación radioactiva de las paredes de la cámara. El Dr. Hess descubrió que la ionización aumentaba con la altura, y para explicar esto postuló una radiación ultrapenetrante proveniente del espacio exterior. Por este descubrimiento, el Dr. Hess se hizo acreedor al premio Nobel de Física en 1936 juntamente con el Dr. Carl Anderson quien descubrió el electrón positivo durante algunos experimentos de rayos cósmicos con cámaras de nubes.

Hoy en día se conoce que alrededor del 90 por ciento de los rayos cósmicos primarios que llegan a la parte superior de la atmósfera propiamente dicha son protones y que el resto se compone de partículas alfa o núcleos de helio y algunos núcleos más pesados. Algunas de las partículas primarias pueden tener energías hasta de  $10^{16}$  electrón-voltios. A base de experimentos ingeniosos para investigar la naturaleza de los chubascos de partículas secundarias creadas por la interacción de primarias con núcleos atómicos en la atmósfera, se han hecho muchos descubrimientos importantes en la Física Nuclear. Se ha descubierto muchas nuevas partículas que algunos llamaban "partículas extrañas".



**de la intensidad de los rayos cósmicos con latitud.**— La fig 46 muestra la variación de la intensidad de los neutrones con relación a la latitud (curva superior) y de la intensidad de los mesones  $-\mu$  (curva inferior) obtenidos por Simpson en Junio de 1948, durante vuelos en avión. En la latitud geomagnética de  $60^\circ$  la intensidad de los neutrones es cerca del doble de aquella de la componente meson a 30,000 pies de altura. Este menor efecto latitudinal para la componente meson es debido al hecho de que las partículas primarias de energía más baja, las cuales debido a la presencia del campo magnético de la tierra pueden llegar a la parte superior de la atmósfera sólo en las latitudes más altas y no en el ecuador, son menos efectivas en generar mesones  $-\mu$  que las partículas primarias de mayor energía que si pueden llegar a la atmósfera en el ecuador (y en todas las demás latitudes). Al nivel del mar la intensidad de los mesones  $-\mu$  en cámaras de ionización blindadas es solamente cerca de 10 por ciento mayor en la latitud de  $50^\circ$  (y más) que en el ecuador. Así a  $50^\circ$ , todas las primarias adicionales con energía menor que la necesaria para llegar al ecuador y que si pueden penetrar en la latitud de  $50^\circ$  producen solamente cerca del 10 por ciento más de mesones  $-\mu$  detectables al nivel del mar, que los que son producidos por todas aquellas primarias con energía igual o mayor que la necesaria para alcanzar el ecuador geomagnético. Puesto que el número de partículas primarias con energía mayor que E, es una función decreciente rápida de E es evidente que el mesón  $-\mu$ , o sea la componente dura, es una medida de la intensidad de las primarias de mayor energía (encima de unos 15 Bev. para protones), mientras que la componente neutrón tal como se ha medido por ejemplo en los monitores <sup>1)</sup> estandarizados de neutrones durante el Año Geofísico Internacional es mucho más sensitivo a las primarias de energía baja (por lo menos tan baja como unos 2 Bev para protones); debajo de esta energía aún los neutrones producidos no son detectables al nivel del mar debido al efecto de cortina que produce la atmósfera.

Las cámaras de ionización debido a su simplicidad han demostrado ser valiosas para registros continuos a largo plazo. Una de las series más largas de registros es la que se ha obtenido con los medidores modelo C, Compton — Bennett de la Institución Carnegie de Washington <sup>(2)</sup> igual al instalado en el Instituto Geofísico de Huancaayo y el cual viene operando continuamente desde Junio de 1936. Series similares de observaciones con instrumentos iguales se han obtenido en Godhavn (Groenlandia), Cheltenham (Maryland, E.E. U.U.) ahora en Fredericksburg (Virginia), y en Christchurch (Nueva Zelandia). Simpson ha operado monitores de neutrones en Chicago (Illinois, E.E. U.U.), Climax (Colorado E.E.U.U.), Ciudad Universitaria (Mexico, D. F.) y Huancaayo (Perú) desde 1952. Al comienzo del AGI estaban ope-

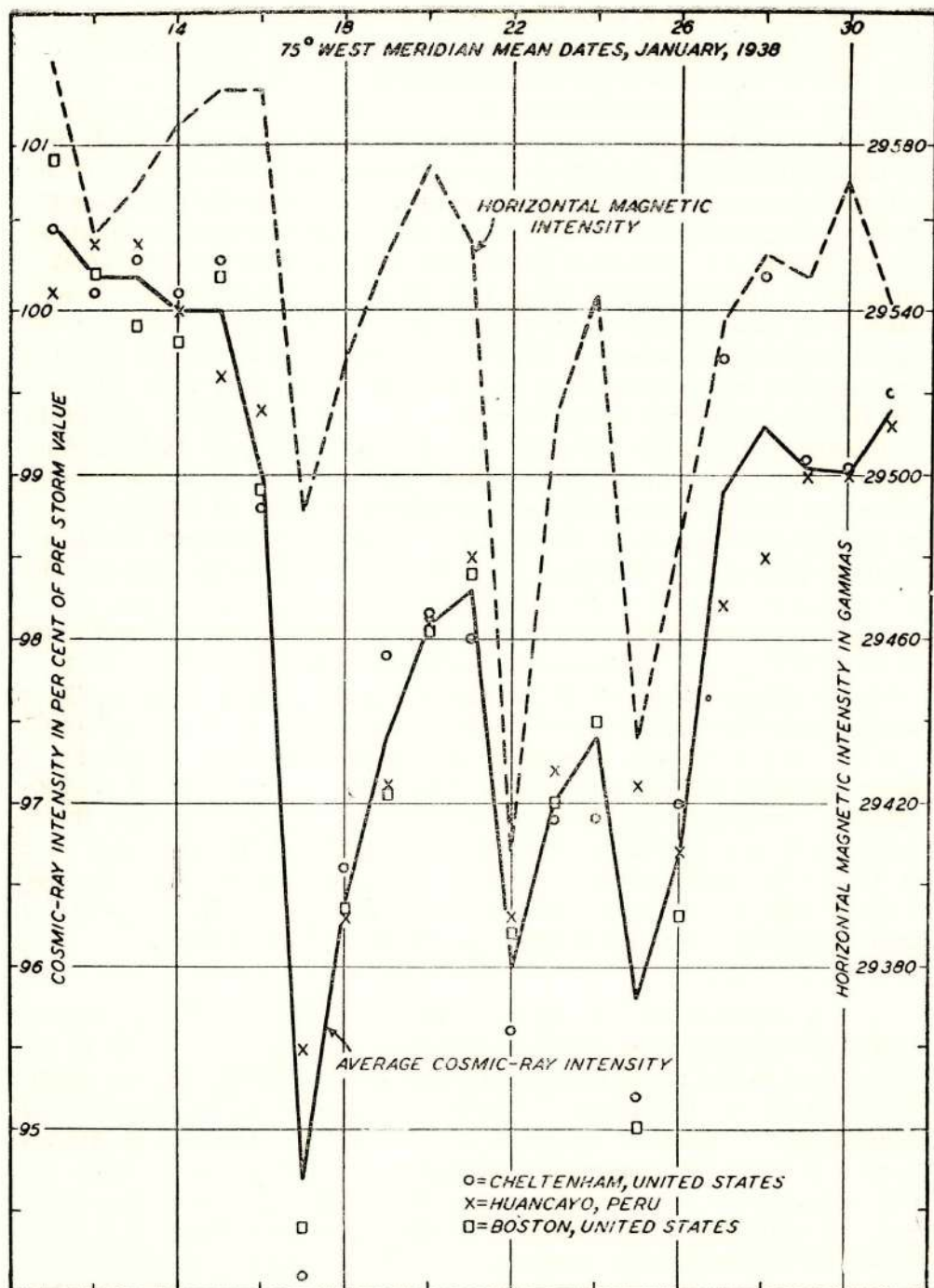


Fig. 47 — Efectos de una Tempestad Magnética sobre las Medias Diarias de la Intensidad de la Radiación Cósmica en Boston, Cheltenham, Estados Unidos y Huancayo, Perú, y sobre la Media Diaria de la Intensidad Horizontal Magnética en Huancayo, Perú

rando cerca de 40 monitores de neutrones en todas partes del mundo al igual que una gran cantidad de telescopios contadores geiger y varias instalaciones adicionales de cámaras de ionización.

5 3 — Efectos de tempestades magnéticas.— La fig. 47 es un ejemplo de una gran disminución de la intensidad de la radiación cósmica durante un período de disturbio magnético severo. En la misma figura se muestran las medias diarias de intensidad de rayos cósmicos registrados en cámaras de ionización en tres estaciones distintas, juntamente con las medias diarias de H, intensidad horizontal magnética en Huancayo, de lo cual se ve lo que puede describirse como tres tempestades magnéticas en sucesión. Es evidente por ejemplo que la disminución de la intensidad de rayos cósmicos relativa a aquella de H desde Enero 16 al 17 fué muy mayor que la de Enero 21 al 22. Para la tempestad magnética que empieza el 21 de Agosto de 1937, la Fig. 48, muestra un cambio no detectable en la intensidad de rayos cósmicos. Otros efectos de tempestades magnéticas se muestran en la fig. 49 en la cual están ploteadas las medias diarias de intensidad de rayos cósmicos para 1946 en Godhavn (g), Cheltenham (c), Cristchurch (cc)

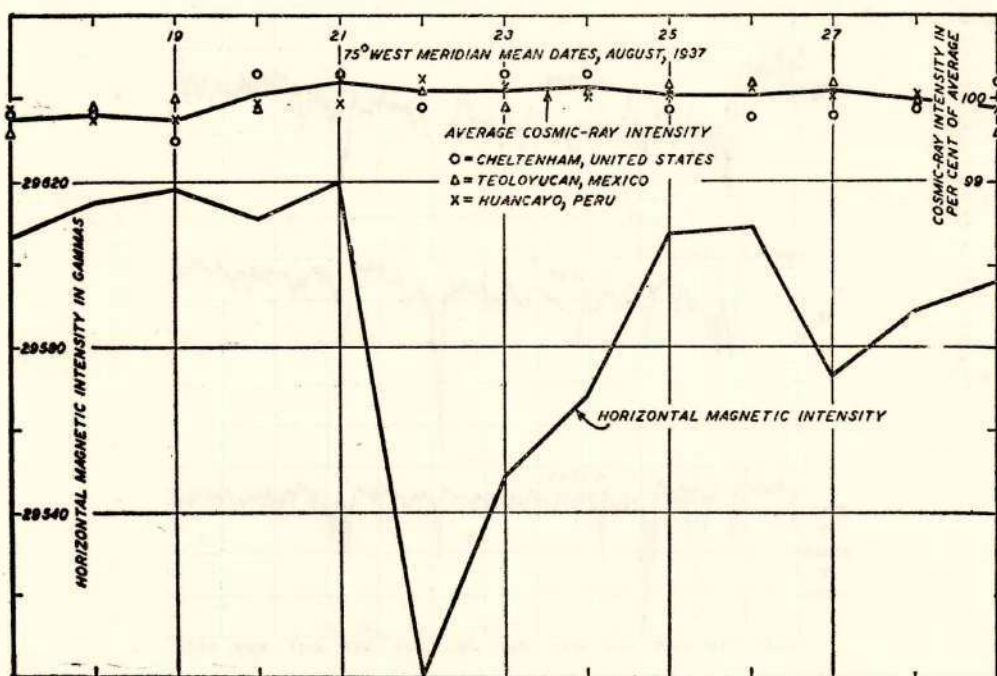


Fig. 48 — Medias Diarias de la Intensidad Horizontal Magnética en Huancayo, Perú, y la Intensidad de Rayos Cósmicos en Cheltenham, Estados Unidos, Teoloyucan, México, y Huancayo, Perú. Se muestra ningún cambio en la Intensidad de Rayos Cósmicos durante la Tempestad Magnética que comenzó el 21 de Agosto de 1937

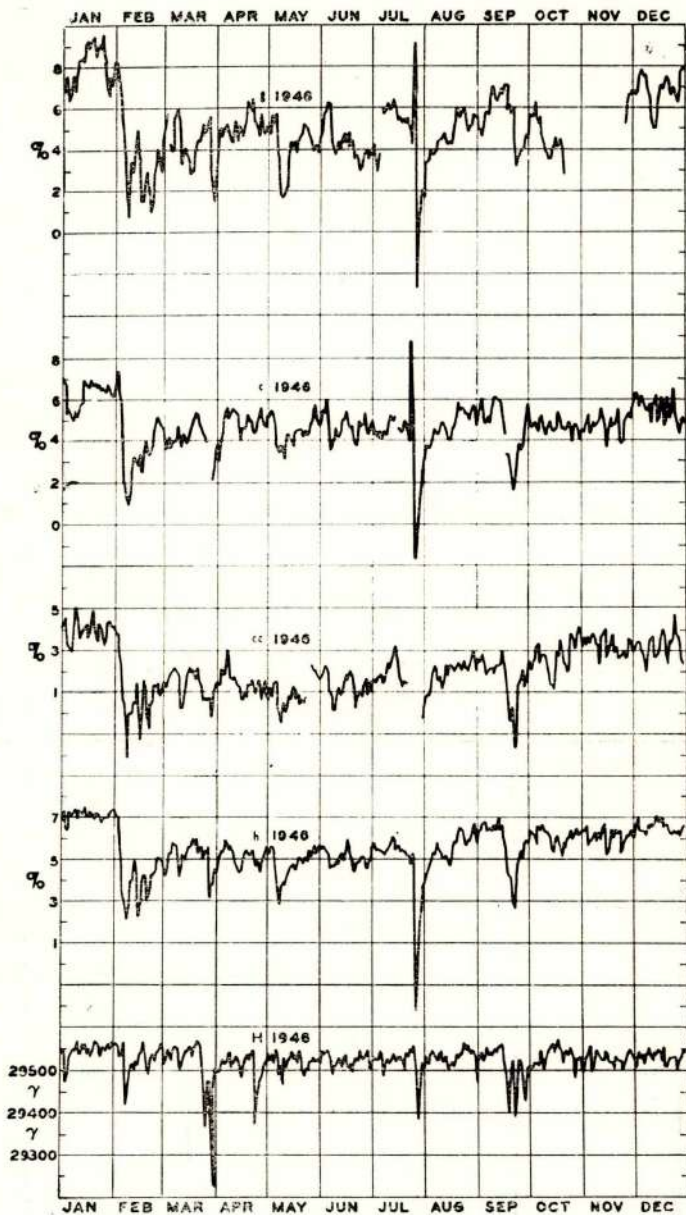


Fig. 49 — Medias Diarias de la Intensidad de Rayos C6smicos, 1946: Godhavn (g), Cheltenham (c), Christchurch (cc), Huancayo (h) y Media Diaria de la Intensidad Horizontal Magn6tica en Huancayo (H)

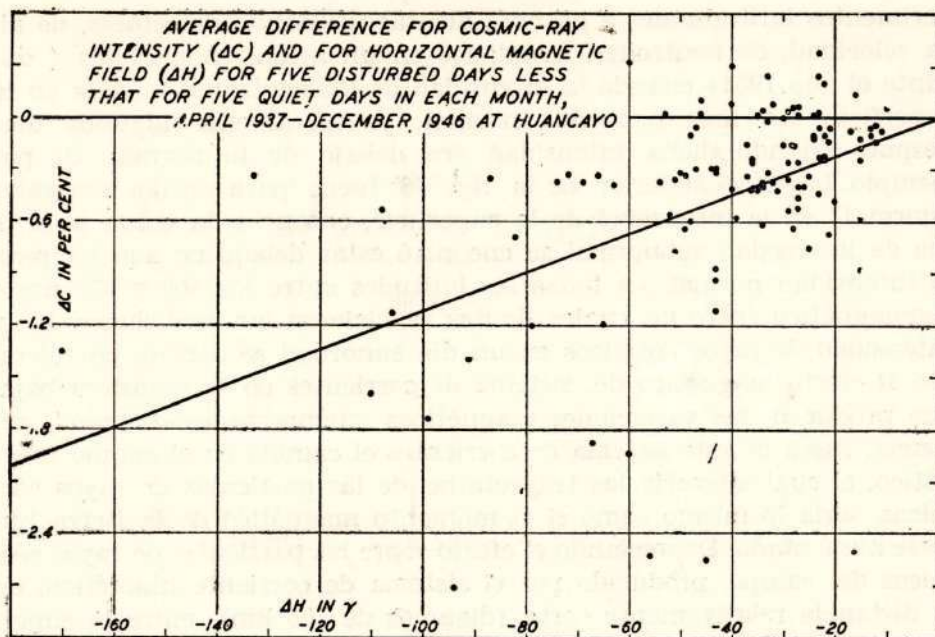


Fig. 50 — Diferencia promedio para la intensidad de Rayos C3smicos ( $\Delta C$ ) y para el Campo Horizontal Magn3tico ( $\Delta H$ ) entre los cinco d3as perturbados y los cinco d3as tranquilos en cada mes, Abril 1937-Diciembre 1946, Huancayo, Per3

y Huancayo (h) y tambi3n las medias diarias de intensidad horizontal magn3tica (H) de Huancayo. Una de las disminuciones m3s grandes ocurri3 el 25 de Julio, despu3s de un gran aumento asociado con una fuerte erupci3n solar. A pesar del hecho de que no todas las tempestades magn3ticas est3n acompa3adas por una disminuci3n en la intensidad de la radiaci3n c3smica, la fig. 50 muestra que la intensidad promediada para los cinco d3as magn3ticamente m3s perturbados de cada mes, tiende definitivamente a ser menor que la media de los cinco d3as magn3ticamente m3s tranquilos de cada mes. Para la componente horizontal magn3tica en Huancayo la diferencia,  $\Delta H$ , d3as perturbados menos d3as tranquilos es siempre negativa y la fig. 50 muestra las diferencias correspondientes  $\Delta C$  para la intensidad de rayos c3smicos son preponderantemente negativos, aunque la correlaci3n entre  $\Delta C$  y  $\Delta H$  no es alta. Los resultados de tentativas te3ricas para explicar la disminuci3n de la intensidad de rayos c3smicos durante tempestades magn3ticas considerando anillos de corriente, tal como se supone para la variaci3n en tiempo de las tempestades magn3ticas, indican que este no es el mecanismo correcto para este fen3meno.

Para obtener una mejor base observacional para entender la causa de tales cambios en la radiaci3n c3smica, Simpson (<sup>3</sup>) realiz3 ex-

perimentos latitudinales a grandes alturas utilizando detectores, de alta velocidad, de neutrones, instalados en un avión, en periodos ( durante el año 1951) cuando la intensidad de los neutrones medida en la superficie era más o menos normal, y nuevamente algunos días después cuando dicha intensidad era debajo de lo normal. Si por ejemplo, la curva superior de la fig. 46 fuera para un día con valor "normal" en la intensidad de la superficie, entonces, la curva para el día de intensidad subnormal se encontró estar debajo de aquella para la intensidad normal, en todas las latitudes entre los 40° y 65° norte geomagnético entre los cuales límites se hicieron las mediciones. Si la intensidad de rayos cósmicos en un día sunormal se debiese por ejemplo al efecto magnético del sistema de corrientes en la ionósfera baja, que producen las variaciones magnéticas "tempestades - tiempo", entonces, fuera de este sistema de corrientes el cambio en el campo magnético, el cual alteraría las trayectorias de las partículas de rayos cósmicos, sería lo mismo como si el momento magnético de la tierra hubiese aumentado. Depreciando el efecto sobre las partículas de rayos cósmicos del campo, producido por el sistema de corriente hipotético, en la distancia relativamente corta (digamos de 100 km) entre la superficie de la tierra y la altura hipotética del sistema de corriente - el efecto neto sobre la intensidad de la radiación cósmica sería lo mismo como si el momento magnético de la tierra hubiese aumentado. Ahora, se puede demostrar de la establecida teoría Stoermer-Vallarta para el movimiento de las partículas de rayos cósmicos en el campo del dipolo magnético de la tierra - que un aumento en la intensidad de este dipolo podría mover solamente la "rodilla" de la curva de latitud hacia el ecuador. La "rodilla" para la curva superior en la figura 46 es alrededor de 50° - al norte de esta latitud es aproximadamente constante. Sin embargo, los resultados de Simpson <sup>(3)</sup> han demostrado que en los días con intensidad subnormal la "rodilla" se encontraba sobre la misma latitud - solamente la intensidad era menor, en todas las latitudes, para el día subnormal que para el día normal. Esto demostró que la depreciación de intensidad en el día subnormal no se puede atribuir a cualquier cambio del campo magnético equivalente a un cambio en dipolo magnético es decir a un sistema de corriente de variación de tempestad - tiempo cercano a la tierra.

**5.4. — Variación de 27 días.**— La fig. 51 indica la naturaleza de la variación de 27 días en la intensidad de la radiación cósmica por su correlación con las variaciones de 27 días del número internacional magnético C. Al mismo tiempo la misma figura ilustra un procedimiento útil, empleado por primera vez por J. Bartels, para probar la

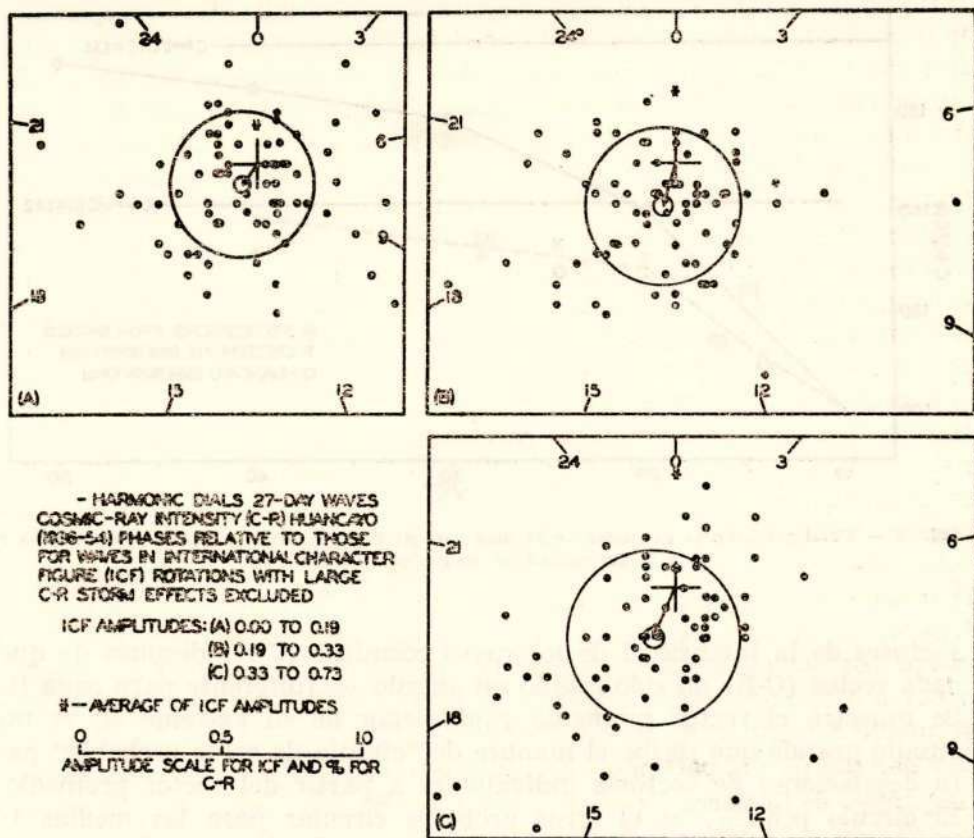


Fig. 51 — Diales Harmónicos de Ondas de 27 días de Intensidad de Rayos Cósmicos (C-R). Huancayo (1936-1954). Las Fases Relativas a aquellas para Ondas en unidades del Número Internacional Magnético (ICF). Se han excluido las rotaciones con efectos de tempestad C-R grandes

correlación entre vectores individuales (para intervalos comunes de tiempo) en dos diales harmónicos. En cada uno de los tres diales harmónicos de la fig. 51 las fases (o tiempos de máxima) para las ondas de rayos cósmicos para intervalos de 27 días son relativas <sup>4)</sup> a la fase o tiempo de máxima de la onda de 27 días de los números magnéticos internacionales (ICF) para el mismo intervalo de 27 días. En un dial harmónico para (ICF) tal como en la fig. 36, los puntos para las ondas de 27 días para cada rotación (intervalo de 27 días) se encuentran dispersos alrededor del origen. En el dial correspondiente para las ondas de 27 días en la intensidad de la radiación cósmica similarmente se dispersan <sup>5)</sup> alrededor del origen. Si en el dial ICF el vector para el número de rotación  $N_j$  tiene que rotarse bajo un ángulo  $\alpha_j$  para traerlo a la posición vertical, entonces el vector, en el dial para la intensidad de rayos cósmicos, para la misma rotación  $N_j$ , se gira a través del mismo ángulo  $\alpha$ . Los puntos en los diales de la fig. 51 son para los

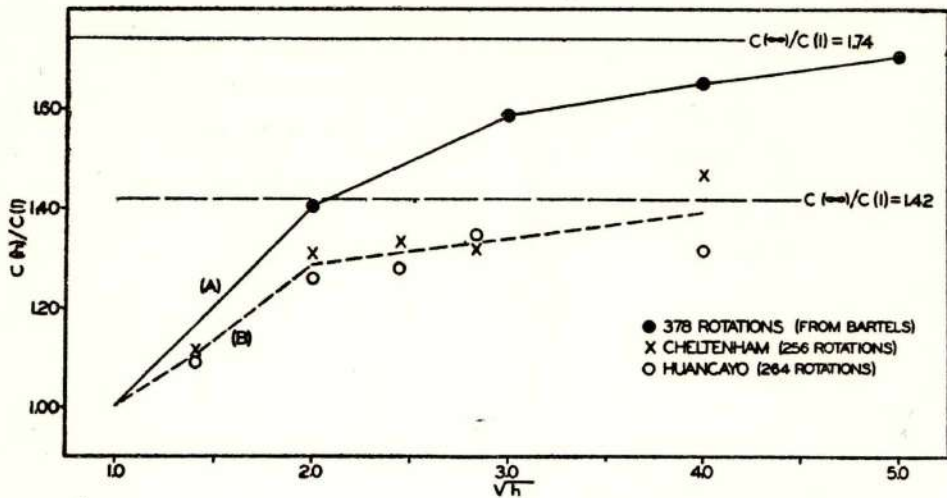


Fig. 52 — Cuasi-persistencia en ondas de 27 días para el Número Internacional Magnético (A) y para la Intensidad de Radiación Cósmica (B)

vectores de la intensidad de los rayos cósmicos (C-R) después de que cada vector (C-R) ha sido rotado un ángulo  $\alpha_j$  (diferente para cada  $j$ ). Se muestra el vector promedio y alrededor de su extremo se ve un círculo grande que recibe el nombre de “círculo de error probable” para desviaciones de vectores individuales a partir del vector promedio. El círculo pequeño es el error probable circular para las medias <sup>4)</sup> de 76, 79, y 75 desviaciones tales, respectivamente para (A), (B), y (C) de la Fig. 51. Para (A), (B), y (C) los valores de  $K$  (véanse 4, 7) son 2.6, 4.4 y 4.5 y  $W$  ( $K$ )  $10^{-3}$ ,  $10^{-10}$  y  $10^{-9}$  respectivamente, mostrando que los vectores promedios no son “accidentales” y que los vectores (C-R) definitivamente tienden a tener su máxima alrededor de 15 días después de la máxima de los vectores ICF. Dicho de otra manera, la mínima de las ondas de 27 días en (C-R) tienden a ocurrir cerca de las horas (dentro de dos días o menos) de máxima de los vectores ICF. En la sección 4.10 se discute la característica  $E(h)$  para las ondas cuasipersistentes juntamente con la longitud equivalente de las secuencias  $\sigma$ . La curva superior de la Fig. 52 muestra la relación  $E(h)/E(1)$  como la ordenada es decir [i.e.  $C(h)/C(1)$ ] en función de  $1/\sqrt{h}$  tal como ha sido derivado por Bartels para el número magnético internacional  $C$  de 378 rotaciones (véase Fig. 36 para lo cual  $\sigma = 1.74$  o  $\sigma^2 = 3.0$  para la longitud equivalente de secuencias. Similarmente (B) de la Fig. 52 muestra la característica derivada de las ondas de 27 días en (C-R), sin girar. Para estos,  $\sigma = 1.42$  o  $\sigma^2 = 2.0$ , para el número equivalente de secuencias. Así la cuasipersistencia para las ondas de 27 días en (C-R) persiste para cerca de 20 rotaciones de prome-

dio, para (C-R), y cerca de 0.3 rotaciones <sup>4)</sup> para ICF. Estos resultados son evidencia adicional de que las nubes solares responsables de las tempestades magnéticas y la actividad magnética son de algún modo causantes para los cambios o modulación de la intensidad de los rayos cósmicos. El hecho de que cuando una disminución de la intensidad de rayos cósmicos ocurre durante una tempestad magnética la disminución comienza dentro de una hora, o algo así, después del comienzo de la fase principal de la tempestad magnética, también muestra que el mecanismo de modulación de los rayos cósmicos no debe estar muy lejos de la tierra. Diremos algo más sobre este punto cuando se discuta algunos de los recientes resultados obtenidos por investigadores durante el AGI.

5.5.— Variaciones con el ciclo solar.— Antes de que las medias diarias (tal como en la Fig. 49) o las medias mensuales (tal como en la Fig. 57) de la intensidad de los rayos cósmicos medida por cámaras de ionización puedan compararse es esencial corregir los datos para la variación estacional que se muestran en la Fig. 53. Esta variación procede del hecho de que los mesones  $-\mu$  son mayormente creados a una altura en la atmósfera (16 km. aproximadamente) donde la presión es cerca de 100 mb; cuando la altura del nivel de 100 mb aumenta, se degrada mayor cantidad de mesones  $-\mu$ , en electrones y neutrinos, antes de llegar a los instrumentos y la ionización de los rayos cósmicos disminuye. Esta disminución en la Fig. 53 (B) es alrededor de 5.3% por cada km de aumento en altura del nivel de los 100 mb. En

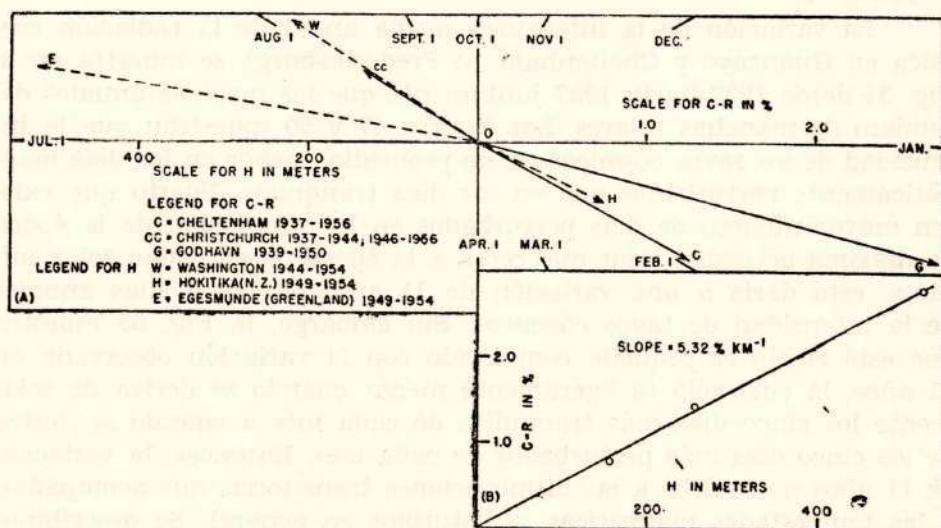


Fig. 53 — (A) Ondas Promedio de 12 meses de la Intensidad de Radiación Cósmica (C-R) y a la altura de 100 mb de nivel H

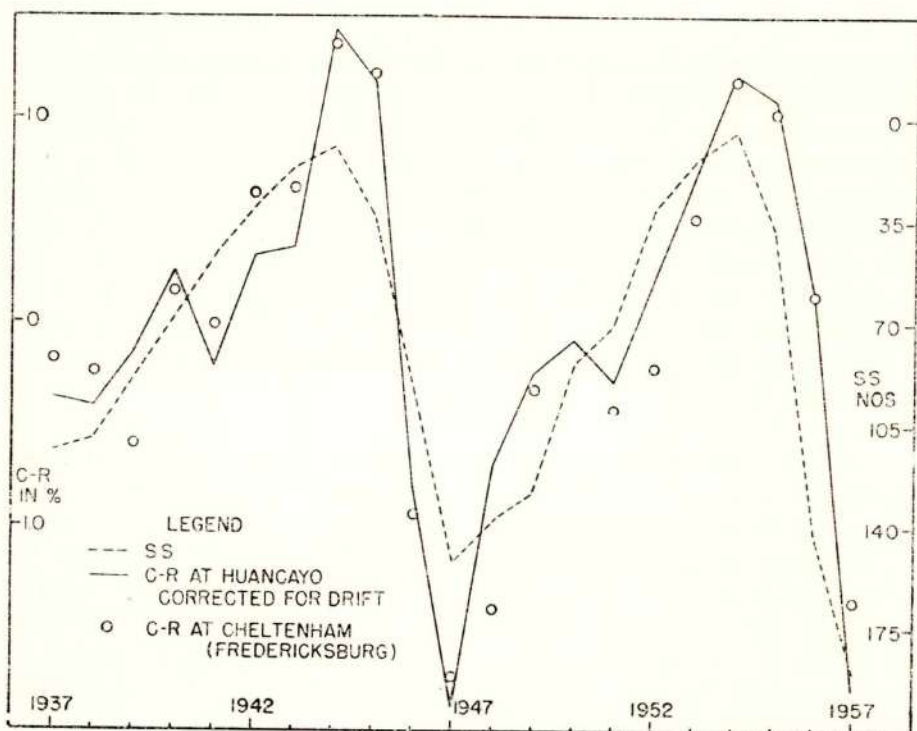


Fig. 54 — Medias Anuales de la Intensidad de Rayos C3smicos (C-R) y N3meros de Manchas Solares (SS)

Huancayo, la variaci3n estacional a esta altura es evidentemente muy peque1a <sup>5</sup>).

La variaci3n de la intensidad media anual de la radiaci3n c3smica en Huancayo y Cheltenham (o Frederiksburg) se muestra en la Fig. 54 desde 1937 hasta 1957 juntamente que las medidas anuales del n3mero de manchas solares. Las figuras 47 y 50 muestran que la intensidad de los rayos c3smicos es, de promedio, menor en los d3as magn3ticamente perturbados que en los d3as tranquilos. Puesto que existen mayor n3mero de d3as perturbados en la proximidad de la 3poca de m3xima actividad solar que cerca a la 3poca de actividad solar m3nima, esto dar3a a una variaci3n de 11 a1os en las medias anuales de la intensidad de rayos c3smicos. Sin embargo, la Fig. 55 muestra que este efecto es peque1o comparado con la variaci3n observada en 11 a1os, la cual s3lo es ligeramente menor cuando se deriva de solamente los cinco d3as m3s tranquilos de cada mes a cuando se deriva de los cinco d3as m3s perturbados de cada mes. Entonces, la variaci3n de 11 a1os no se debe a las disminuciones transitorias que acompa1an a las tempestades magn3ticas y disturbios en general. Se describir3n otros efectos del ciclo solar sobre la intensidad de la radiaci3n c3smica antes de exponer posibles explicaciones.

La Fig. 56 muestra que la actividad de rayos cósmicos es mayor cerca de la máxima de manchas solares que en la mínima, mientras que la intensidad de la radiación cósmica (figs. 54 y 55) es menor en la máxima de manchas solares que en la mínima. Para la Fig. 56, la actividad de rayos cósmicos fué medida por la desviación estandar de las medias diarias de sus respectivas medias mensuales y juntando estas desviaciones estandar-

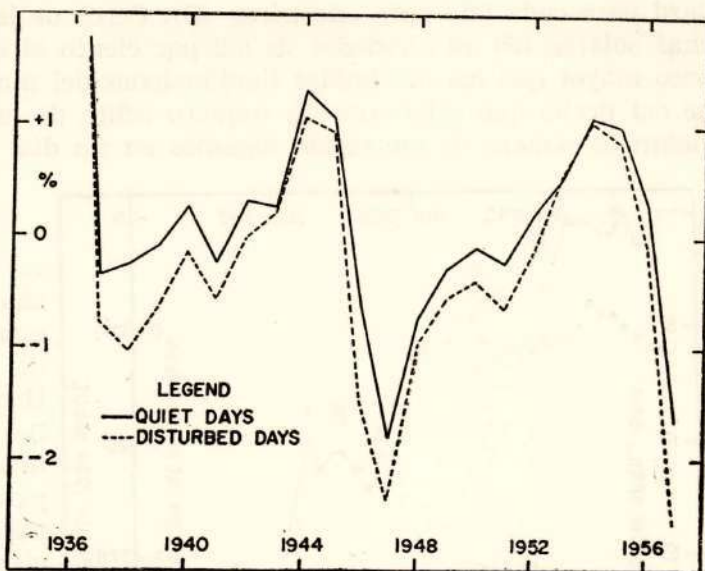


Fig. 55 — Medias Anuales de la Intensidad C-R en Huancayo para días magnéticamente tranquilos y perturbados; las Ordenadas son Desviaciones de la Media de 1937-1957 para días tranquilos.

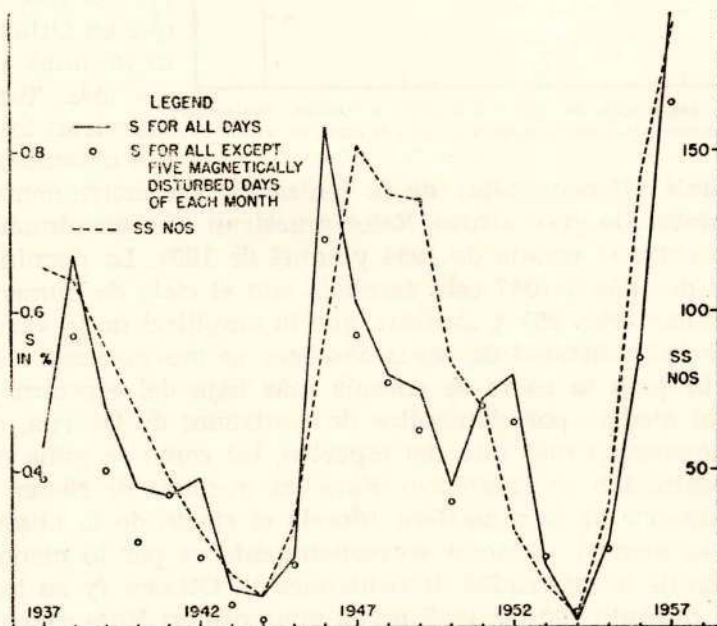


Fig. 56 — Desviación Típica Anual Combinada (S) de Medias Diarias de Intensidad de Rayos Cósmicos en Huancayo, y Medias Anuales del Número de Manchas Solares (SS)

dard para cada año para encontrar (S). Cerca de la mínima de manchas solares (S) es alrededor de 0.2 por ciento el cual es apenas un poco mayor que las inevitables fluctuaciones del muestreo que proviene del hecho que solamente un número finito de mesones -  $\mu$  - atraviesan la cámara de ionización digamos en un día.

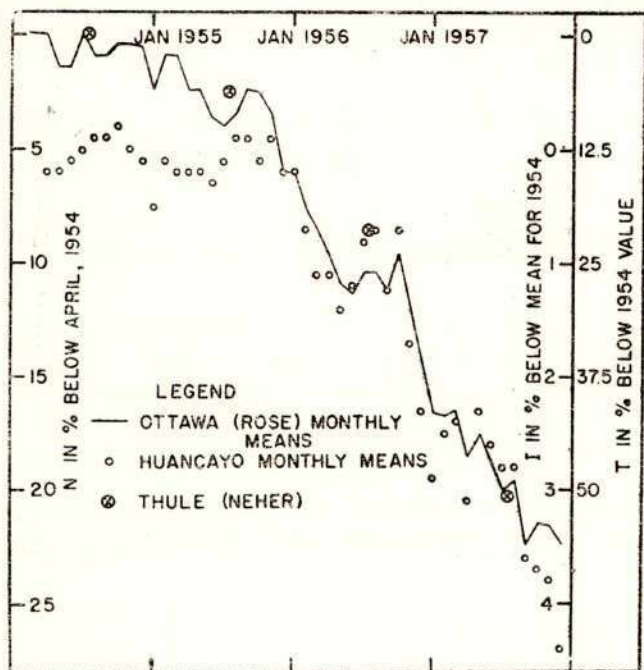


Fig: 57 — Intensidad de Neutrones (N) en Ottawa, Ionización (I) en Huancayo, Ionización debajo de 15 gm cm<sup>-2</sup> en Thule (T)

La fig. 57 compara las medias mensuales de intensidad cósmica de la cámara de ionización en Huancayo con aquellos de un monitor de neutrones en Ottawa para el período de Enero de 1954 a Diciembre de 1957. La figura demuestra que durante este período la intensidad en Huancayo disminuye alrededor de un 4.5 por ciento mientras que en Ottawa disminuyó unas cinco veces más. También se muestran los resultados obtenidos por Neher en Thule (Groenlandia) de la ionización en instrumentos instalados en globos de gran altura. Estos muestran una disminución de 50 por ciento entre el verano de 1954 y aquel de 1957. La disminución de intensidad de 1954 a 1957 está asociada con el ciclo de aumento de la actividad solar (Fig. 55) y muestra que la amplitud de la variación de 11 años de la intensidad de rayos cósmicos es mucho mayor ( por un factor de 5) para la parte de energía más baja del espectro primario el cual está medido por el monitor de neutrones de Ottawa, que para la parte de energía más alta del espectro, tal como se mide en la cámara de ionización en Huancayo. Para las medidas de Neher cerca de la parte superior de la atmósfera (donde el efecto de la absorción atmosférica es menor) el factor correspondiente es por lo menos 15. La disminución de la intensidad de neutrones en Ottawa (y en los valores de Neher) durante 1954 y 1955 no es aparente en Huancayo. Esto indica que a medida que el ciclo solar progresa a partir de la mínima de manchas solares hacia la máxima, se produce alguna "barrera" que

al principio impide que los rayos primarios en la parte más baja de energía del espectro de los rayos cósmicos lleguen a la tierra y a medida que el ciclo progresa la "barrera" se hace más efectiva para mayores energías de los primarios. Esto también se demuestra con los experimentos de Simpson <sup>1)</sup> en las mediciones latitudinales en avión con los detectores de neutrones cuyos resultados muestran un cambio hacia el sur de la "rodilla" (Fig. 46) a medida que el ciclo solar progresa hacia la máxima.

La Fig. 58 muestra los resultados de Neher en Thule en mayor

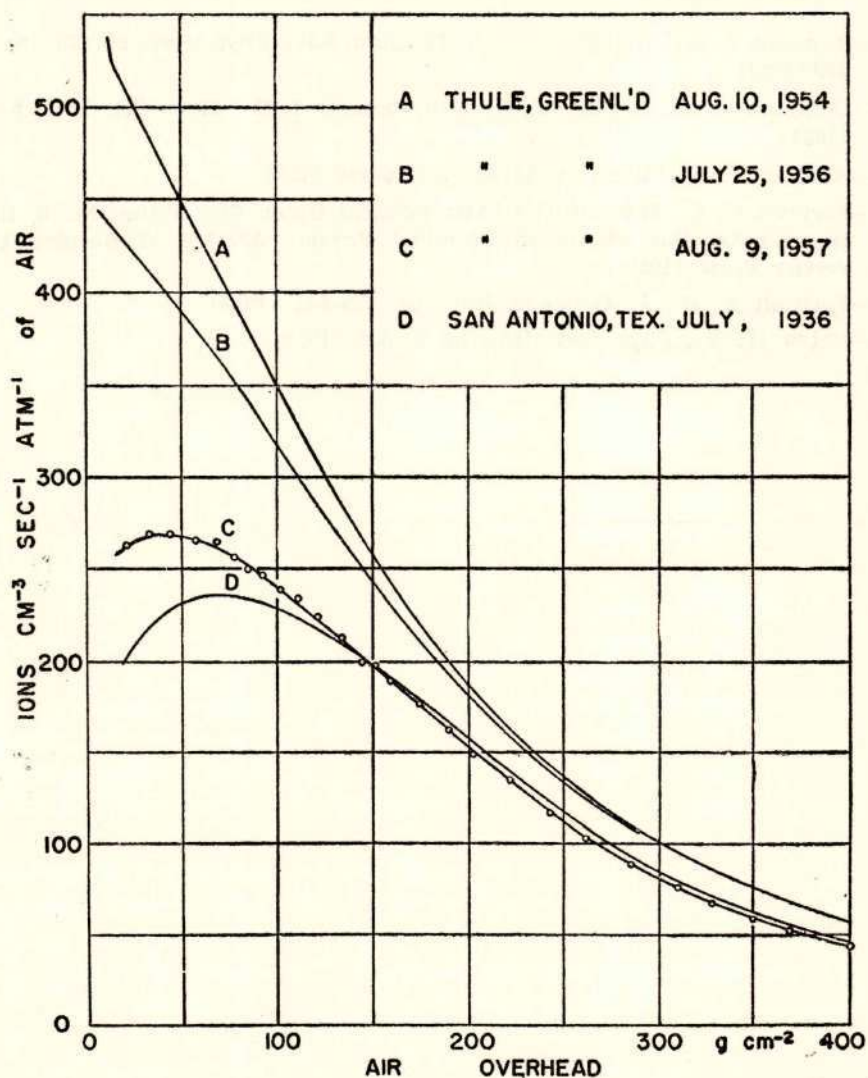


Fig. 58 — Comparación de la Intensidad de Radiación Cósmica entre Thule y San Antonio (Según Neher)

detalle para los veranos de 1954, 1956 y 1957, juntamente con los resultados para vuelos similares en Texas en 1936. La comparación de la curva (A) con la (C) muestra claramente que mientras las partículas de muy baja energía ( $50 \text{ Mev} \pm$  si fueran protones) se hacían presente en Thule en 1954, estos eran excluidos en 1957 al punto que el espectro de energía de los rayos primarios sobre Thule en 1957 no fué radicalmente diferente de aquel sobre Texas en 1936.

#### V.— REFERENCIAS.—

- 1)—Simpson J. A., Fonyer W., and Treiman S.B., Phys. Rev. 90 No. 5, 934-950 (1953)
- 2)—Compton A. H., Wollan E. O., and Bennett R.D., Rev. Sci. Inst. 5 415 (1934)
- 3)—Simpson J. A., Phys Rev. 94 No. 2, 426-440 (1954)
- 4)—Forbush S. E., International Astronomical Union Symposium No. 6, Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, 332-344, Cambridge University Press (1958)
- 5)—Forbush S. E., J. Geophys. Rev., 59, 525-542 (1954)
- 6)—Neher H. V., Phys. Rev. 109, No. 2, 608 (1958).

## CONFERENCIA VI

### VARIACIONES DE RAYOS COSMICOS (Contiunación) Y ALGUNOS RESULTADOS DEL AÑO GEOFISICO INTERNACIONAL

#### 6.1.— Ecuador de rayos cósmicos y variación de intensidad alrededor de este ecuador.—

En 1956 Simpson <sup>1)</sup> organizó un programa de mediciones aéreas para determinar la posición del ecuador de radiación cósmica y la variación de intensidad alrededor de este ecuador. El avión equipado con dos registradores de intensidad de neutrones mantuvo una altura constante de 18,000 pies. Se hicieron vuelos en la dirección N—S (o S—N) a 12 diferentes longitudes, separados aproximadamente unos 30° y transversalmente unos 12° de latitud a cada lado del ecuador magnético. Para cada transversal la curva de la intensidd de neutrones como una función de latitud, mostró un mínimo bien definido cerca del punto medio de la transversal. La ubicación de los 12 mínimos determinó la posición del Ecuador magnético de radiación cósmica a 12 diferentes longitudes y, la intensidad de neutrones en estos 12 puntos sobre el ecuador de radiación cósmica define la variación longitudinal a lo largo de este ecuador tal como se muestra en la Fig. 59. Si el campo magnético de la tierra fuera aquel de un simple dípolo centrado, el ecuador de rayos cósmicos concidiría con el del ecuador geográ-

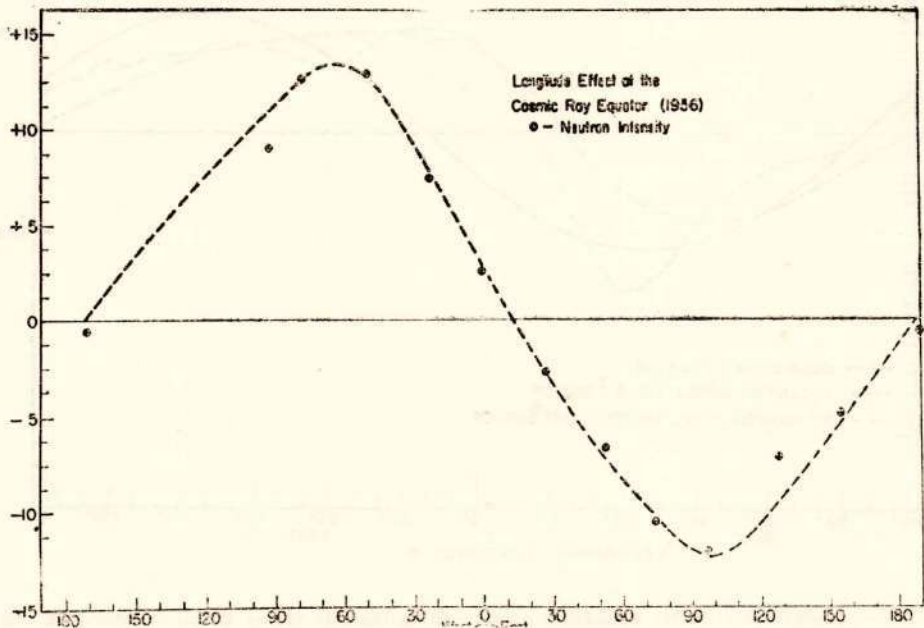


Fig. 59 — Efecto Longitudinal en el Ecuador de Rayos Cósmicos (1956). Intensidad de Neutrones

fico si el eje del dipolo estuviera en el plano de un meridiano geográfico y, a lo largo de este ecuador la intensidad de la radiación cósmica sería constante. La gran variación con respecto a la longitud se debe en parte al hecho de que el dipolo excéntrico que mejor se aproxima al campo de la tierra, tiene su centro alejado cerca de 340 km. del centro de la tierra (Véase sec. 1.6 pág. 15).

Simpson estima de los datos de la fig. 59 que el centro magnético de la tierra está desplazado unos 300 km. del centro de la tierra. Sin embargo, la máxima y la mínima sobre la curva en la fig. 59 están desplazados unos  $40^\circ$  hacia el oeste del sitio donde deberían estar pronosticados sobre la base del dipolo excéntrico, y en la dirección del mínimo y máximo de los campos magnéticos de superficie.

El ecuador de rayos cósmicos se compara con el ecuador del dipolo excéntrico y el ecuador magnético (i. e. inclinación  $0^\circ$  o intensidad vertical igual a cero) para la época de 1945. Sin embargo Rothwell y Quenby <sup>(2)</sup> han señalado que el ecuador magnético para la época de 1955 sigue el ecuador de los rayos cósmicos tan cerca como el ecuador magnético sigue al ecuador del dipolo excéntrico tal como se muestra en la Fig. 60. Quenby y Webber <sup>(3)</sup> han estimado la posición del ecuador de los rayos cósmicos que resulta de considerar el efecto del dipolo excéntrico, así como las partes "no-dipolo" del campo de la tierra, so-

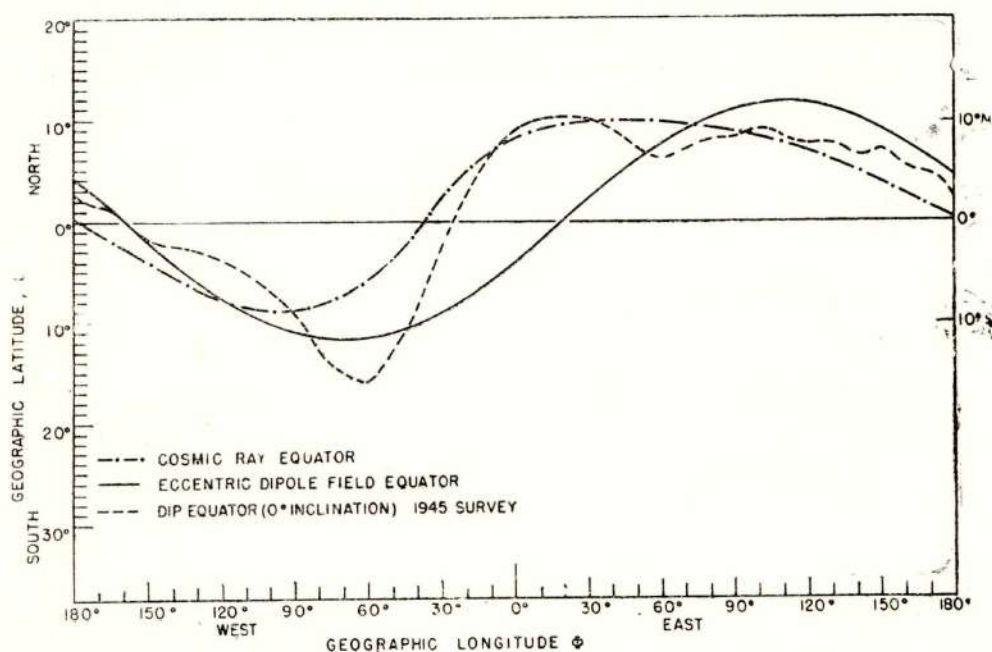


Fig. 60 — Comparación de los Ecuadores para la Intensidad de Rayos Cósmicos, Dipolo Excéntrico, e Inclinación Magnética igual a cero (Según Simpson)

bre el movimiento de las partículas cargadas de rayos cósmicos. Sus resultados están de buen acuerdo con el ecuador observado para rayos cósmicos. Las discrepancias entre las observaciones de Simpson y los resultados pronosticados por la teoría de Lemaitre-Vallarta para el movimiento de partículas cargadas en un campo dipolo, provienen pues de las diferencias entre el campo verdadero de la tierra y el campo aproximado de un dipolo excéntrico, y no a los efectos de perturbación proveniente de campos externos a la tierra como se había sugerido.

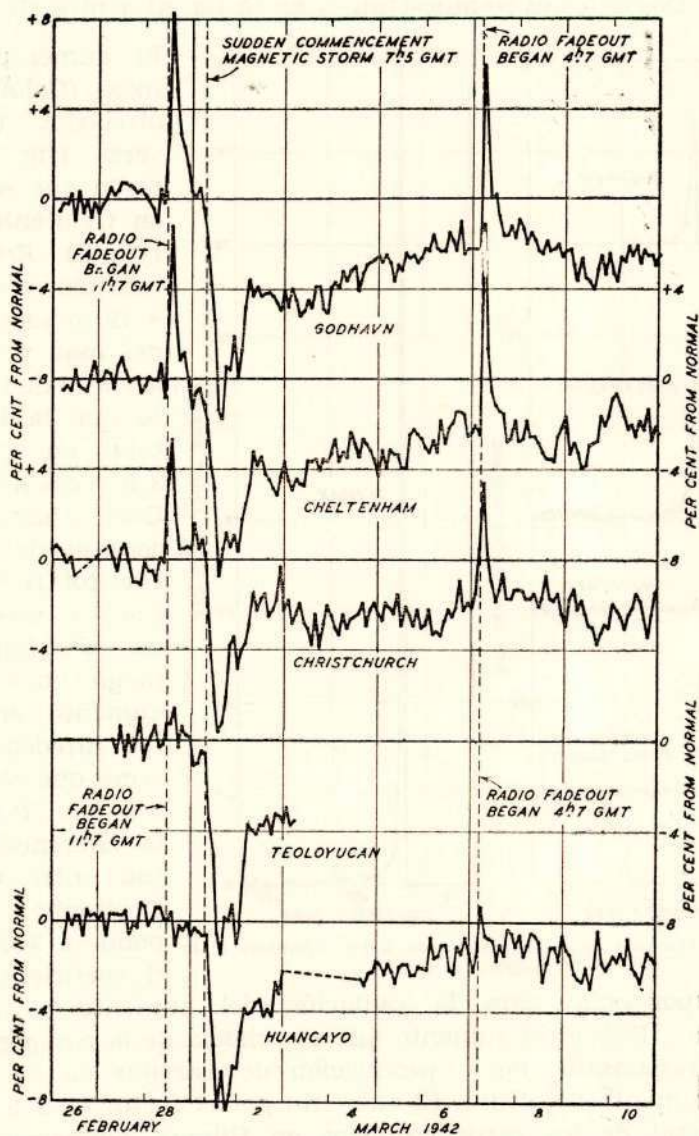


Fig. 61 — Aumentos de Intensidad de Rayos C6smicos el 28 de Febrero, y el 7 de Marzo de 1942

6.2.— **Efectos de erupciones solares.**— De los registros continuos de la intensidad de rayos cósmicos en varias estaciones durante un período que cubre casi dos ciclos solares (22 años) obtenidos por el Departamento de Magnetismo Terrestre, de la Institución Carnegie de Washington, se han observado cinco grandes aumentos súbitos de intensidad <sup>4)</sup>. Todos estos han ocurrido una hora, o menos, después de una erupción solar (o una erupción cromosférica brillante) o después de un disturbio súbito ionosférico que indica la ocurrencia de una erupción solar. Dos de estos se muestran <sup>5)</sup> en la fig. 61 y otro en la fig. 62.

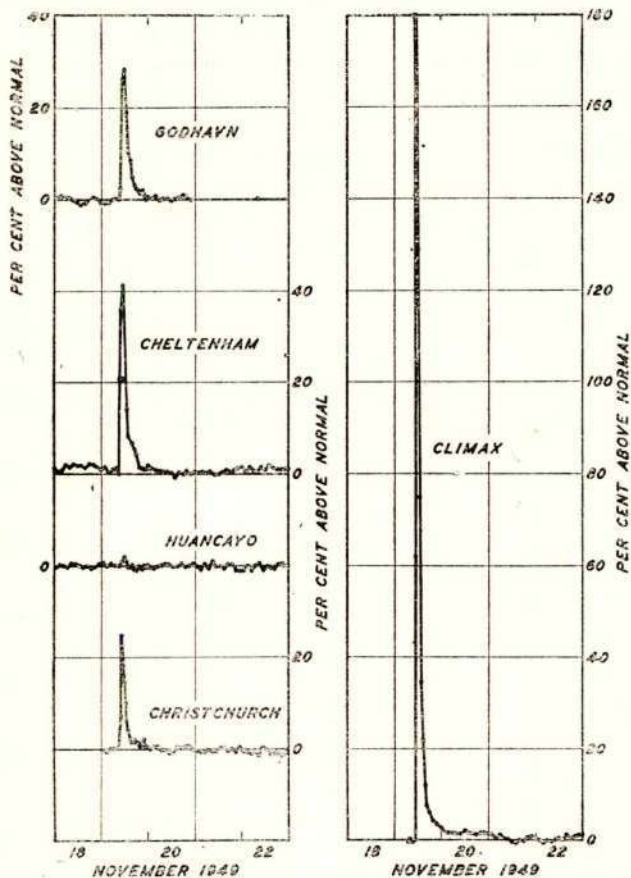


Fig. 62 — Aumento de la Intensidad de Rayos Cósmicos el 19 de Noviembre de 1949

El aumento en Climax (Colorado) fué alrededor de cinco veces (fig. 62) más de lo que se registró en Cheltenham (Maryland). Esta última estación se encuentra a 72 m sobre el nivel del mar y Climax a los 3500 metros. Puesto que la ionización total en Climax es 2.5 veces más que en Cheltenham y el porcentaje de aumento (del total) en Climax fué 4.8 veces que el de Cheltenham la magnitud actual del aumento en Climax fué alrededor de 12 veces que el de Cheltenham. Puesto que la diferencia en altitud entre Climax y Cheltenham corresponde a 340 gm. cm<sup>2</sup> el coeficiente de absorción exponencial para la radiación del aumento es cerca de

137 gm. cm<sup>-2</sup>. Este es el aumento que se conocía de la componente nucleónica (responsable de la producción de estrellas en las emulsiones) con aumento de altura. El aumento por el factor de 2.5 en la ionización total de los rayos cósmicos en Climax comparada con la ionización total de Cheltenham es principalmente debido a los meso-

nes. Así el efecto de una erupción solar aumentó con altura demasiado rápidamente como para atribuirse a los mesones. Aún más, el efecto de erupción solar, mostró un efecto grande de latitud (siendo cero en Huancayo sobre el ecuador geomagnético) mientras que el efecto de latitud para los mesones es pequeña. En Climax menos del 10 por ciento de la ionización total se debe normalmente a la radiación local originada por la componente nucleónica. Si se asume que esta radiación fue producida enteramente por partículas en la misma banda de energía que aquellas responsables para el aumento del 200 por ciento en ionización el 19 de Noviembre de 1949, entonces el número de partículas primarias, por tiempo unidad, en aquella banda de energía, se estimó <sup>5)</sup> que había aumentado por lo menos 20 veces el valor normal. La fig 63 muestra un aumento de 24 veces de la intensidad de neutrones en Chicago y un aumento de 30 veces en Ottawa observado con monitores de neutrones durante la erupción solar de Febrero 23, 1956. Este aumento debido a una erupción solar fué registrado en un

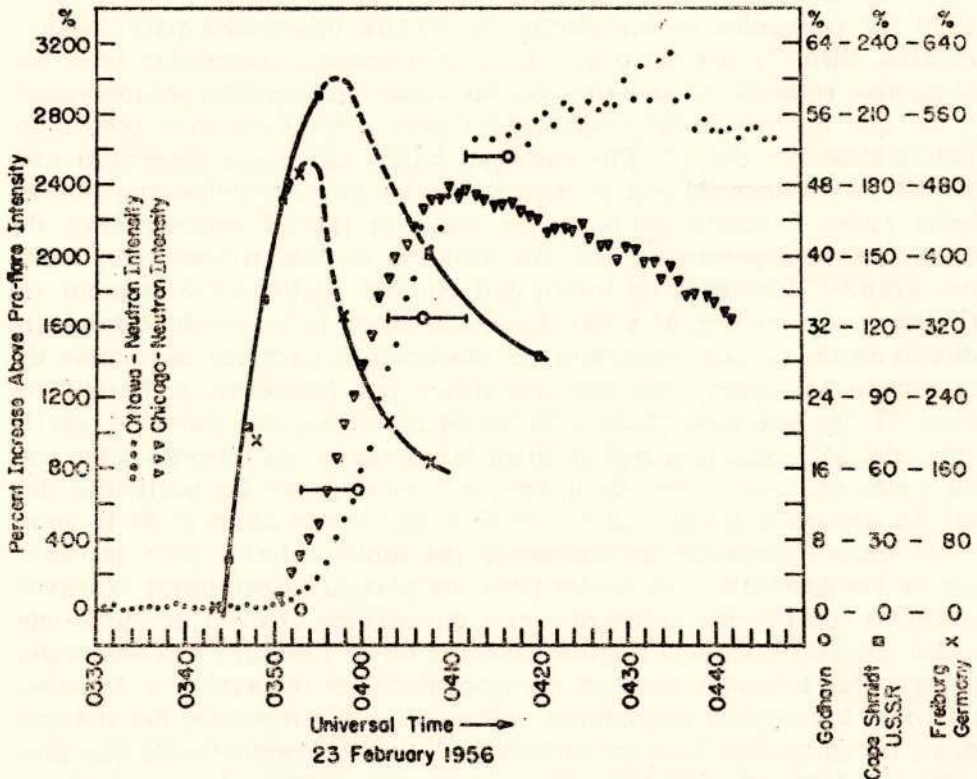


Fig. 63 — Demora en Tiempo de Comienzo del aumento de Rayos C6smicos en Chicago y Ottawa, comparados con Cape Schmidt (USRR) y Freiburg (Alemania). (Según Lüst y Simpson)

gran número de estaciones que afortunadamente habían comenzado en forma anticipada el programa del Año Geofísico Internacional.

Los aumentos registrados en fechas anteriores debido a erupciones solares han sido comparados detalladamente con los resultados pronosticados sobre la base de que estas partículas cargadas venían del sol. Firor <sup>(6)</sup>, empleando principalmente los resultados publicados de las integraciones numéricas, y experimentos de modelos, para el movimiento de partículas cargadas en el campo dipolo de la tierra, demostró que la magnitud del aumento no debería de ser la misma para todos los lugares. Demostró lo contrario, que existirían tres "zonas de impacto", una centralizada alrededor de la 4 a. m., otra centralizada cerca de las 9 a. m. y la tercera sin una fuerte dependencia de la hora local. Los aumentos de la intensidad de las erupciones solares eran de tres a siete veces mayor en las zonas de la mañana que en la tercera zona.

Las rigideces magnéticas empleadas en los cálculos fueron de 1 a 10 BV estimados de los efectos de latitud observados para los aumentos. Firor <sup>(6)</sup> demostró que las distribuciones observadas para los aumentos estaban de acuerdo con las zonas de impacto pronosticadas y así que las partículas responsables para estos aumentos procedían indudablemente del sol. Sin embargo había un efecto observado que no estaba de acuerdo con el pronóstico. La teoría predice que no debería haber aumento en la región entre la latitud geomagnética de  $60^\circ$  y los polos geomagnéticos, sin embargo se habían observado siempre grandes aumentos de intensidad en esta región (Por ejemplo en Godhavn, ver las Fig. 61 y 62). Este aspecto de la teoría sigue también directamente de las ecuaciones de movimiento para las partículas de la aurora tal como han sido discutidos por Chapman y Bartels <sup>(7)</sup> (Vol. II, pp 834-842). Estas ecuaciones muestran que para las partículas del sol existe una región entre las zonas de las auroras y los polos geomagnéticos dentro de la cual no deben llegar las partículas del sol. La distancia angular de los polos a este límite anterior de la zona de la aurora, depende naturalmente del límite inferior para la energía de las partículas, los cuales para las partículas primarias de rayos cósmicos con energía suficiente para dar efectos al nivel de superficie es tal que esta distancia angular es cerca de  $30^\circ$ . El aumento observado en las altas latitudes requiere un mecanismo de dispersión o difusión, tal como los campos magnéticos ordenados o desordenados del sistema solar, tal como existirían en las nuves altamente conductores que provienen del sol <sup>(8)</sup>. Simpson <sup>(9)</sup> y <sup>(10)</sup> y sus colaboradores muestran que el modelo debe ser tal que no "elimine" las zonas de impacto para la primera parte del aumento asociado con el efecto de la erupción

solar de Feb. 23, 1956 y debe explicar el hecho que dentro de aproximadamente de una hora después de la iniciación del aumento de la intensidad de la radiación cósmica las zonas de impacto son eliminadas y de ahí en adelante la radiación es completamente isotrópica. La interpretación completa de estos efectos tiene implicaciones importantes con relación al estado electrodinámico de la región en nuestro sistema solar, cuyo mejor conocimiento vendrá indudablemente de la exploración con los satélites artificiales.

El aumento de la radiación cósmica el 23 de Febrero de 1956, también dió otros efectos en la ionósfera, efectos en el lado oscuro de la tierra no exactamente debido a la radiación ondular de la erupción. Uno de estos es la absorción del ruido radial cósmico <sup>11)</sup>, debido al aumento de ionización de las capas bajas de la ionósfera. Por este procedimiento, Leinbach y Reid <sup>12)</sup>, en el Instituto Geofísico de Alaska, han detectado varios aumentos en la absorción del ruido radial cósmico asociados con erupciones solares, pero debido a partículas de energía demasiado baja para ser detectados con los instrumentos de rayos cósmicos en la superficie de la Tierra. Bailey <sup>13)</sup> ha observado, durante la erupción solar de Feb. 23, 1956, un aumento súbito en la densidad electrónica a alturas de cerca de 90 km. coincidente con la iniciación del aumento en la radiación cósmica. Estos efectos iniciales fueron observados en frecuencias bajas (LF) y frecuencias muy bajas (VLF) como una súbita anomalía de fase indicando una disminución de la altura de reflexión y como una disminución en la intensidad

DATE	PLACE	CUT-OFF ENERGY BEV/NUCLEON	FLUX $\alpha$ -PARTICLES PER M <sup>2</sup> STER. SEC.	REFERENCE
4 OCT. 1950	MINNEAPOLIS MINNESOTA	$\leq 0.15$	$272 \pm 20$	WADDINGTON (1957)
18 JUNE 1954	SASKATOON CANADA	$\leq 0.15$	$290 \pm 20$	FREIER AND NEY
17 MAY 1956	WAUKON IOWA	$\leq 0.15$	$255 \pm 20$	FREIER AND NEY
17 MAY 1957	MINNEAPOLIS MINNESOTA	$\leq 0.23$	$157 \pm 17$	FREIER AND NEY
31 AUG.-1 SEPT. 1957	MINNEAPOLIS MINNESOTA	$\leq 0.20$	$138 \pm 9$	THIS WORK
6 FEB 1956	SAN ANGELO TEXAS	$\sim 1.5$	$97 \pm 8$	FREIER AND NEY
19 OCT 1957	BROWNWOOD TEXAS	$\sim 1.5$	$65^{+7}_{-5}$	THIS WORK

Fig. 64 — Flujo de partículas Alfa en diferentes fases del Ciclo Solar (Según Frier, Ney y Waddington)

del campo, de ciertas señales de radio recibidas desde estaciones distantes. A la altura de 90 km, el aumento de la densidad electrónica, durante la parte inicial del aumento de la intensidad de la radiación cósmica en Feb. 23, 1956 fué suficiente para transformar las características nocturnas de la ionósfera oscura, a esta altura, a características del hemisferio alumbrado por el sol.

**6.3.— Efectos de las partículas Alfa.**— La tabla de la Fig. 64 (del grupo de investigadores de rayos cósmicos de la Universidad de Minnesota) muestra que el flujo total de las partículas alfa en Setiembre de 1957 fué solamente la mitad de aquel en Octubre de 1950 en Minneapolis. También en Texas el flujo disminuyó un tercio entre Feb. 6 de 1957 y Octubre 19, 1957. La Fig. 65 muestra la distribución numérica de partículas alfa de acuerdo a la densidad de trayectoria en las emulsiones llevadas en globos a gran altura. La densidad de trayectoria es una medida de la densidad de ionización de la cual se puede derivar la energía de las partículas alfa. Comparando estos y otros resultados adicionales similares de otras épocas, Frier, Ney y Fowler <sup>14</sup>) descubren que la disminución del flujo de partículas alfa, en Minneapolis por ejemplo, está asociada con el aumento de la actividad del ciclo solar. Ellos demuestran que la disminución del flujo de las partículas alfa no era resultado de una delimitación abrupta que podría excluir las partículas en el extremo de baja energía del espectro (es decir aquellas a la derecha del diagrama de la Fig. 65) - puesto que siempre se observan partículas de baja energía aun hasta el límite de energía impuesto por la cantidad de aire encima. Así, la disminución del flujo de las partículas alfa ocurre a lo largo de todo el espectro y aun cuando partículas de baja, y de alta energía son reducidas en número, siempre logran llegar algunas partículas de baja energía. Esto es análogo al hecho de que la variación del ciclo solar en la intensidad de la radiación cósmica no se observa solamente en latitudes al norte o sur por ejemplo, de los 35°, como sería en el caso de que solamente las partículas primarias con energía menor que aquella necesaria para alcanzar la atmósfera a los 35° fuesen excluidas, pero también se observa en el ecuador. Los mecanismos para estos cambios aún no se entienden bien, aunque parece razonablemente cierto que las grandes nubes de plasma procedentes del sol son campos magnéticos "congelados" juegan el papel más importante. A medida que la actividad dentro del ciclo solar aumenta, tales nubes forman una especie de superficie o barrera con la tierra y el sol adentro. Esta barrera aun reduce el número de las partículas de rayos cósmicos primarios que tienen suficiente energía para llegar al ecuador (mayor que 15 Bev si fueran protones). Esta barrera es más efectiva para rayos primarios de baja energía, tal como se demuestra, por ejemplo, por el hecho de que la varia-

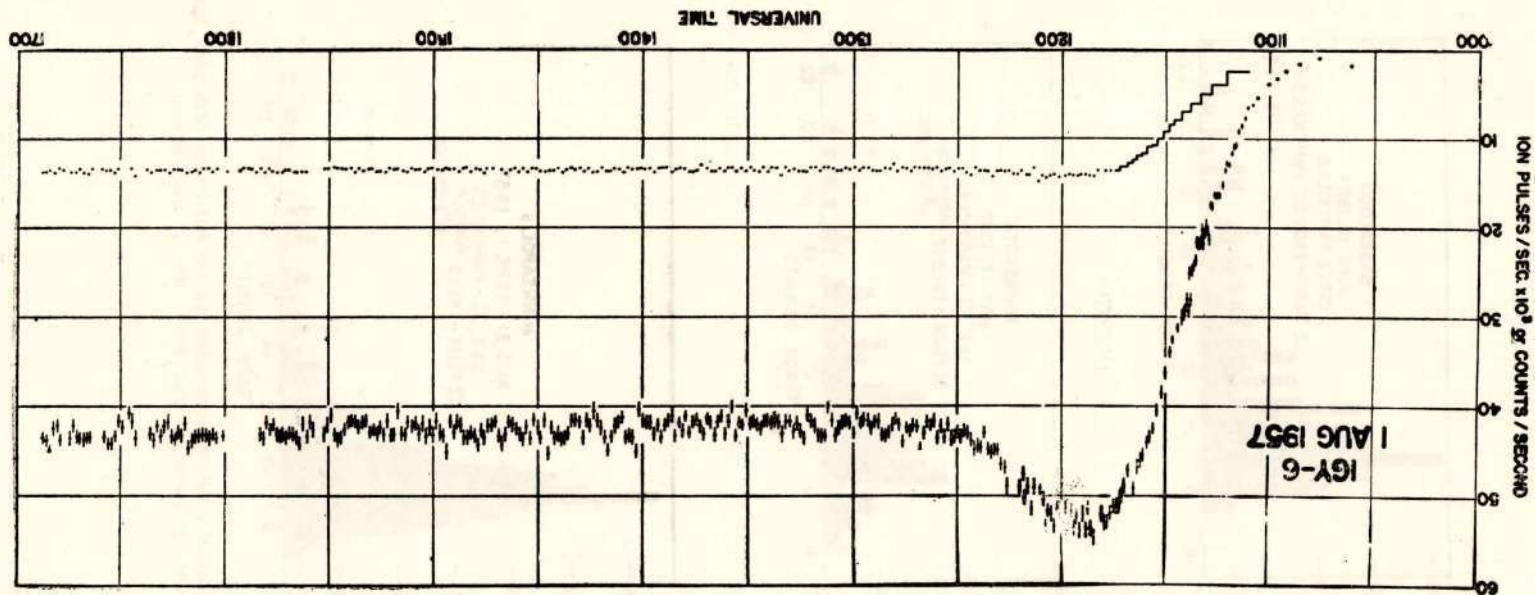


Fig. 66 — Vuelo durante un día tranquilo. Curva superior, un solo contador; — curva inferior, una cámara de ionización. El globo llegó al nivel de vuelo horizontal a las 12h 30 m. (TU)

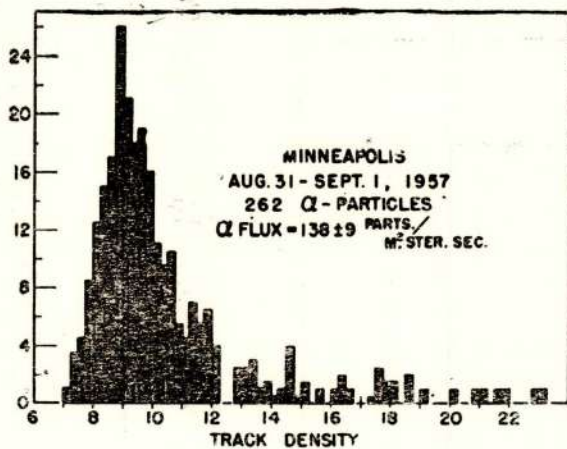
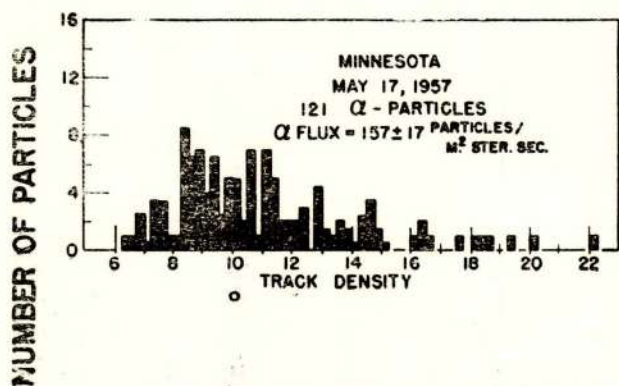
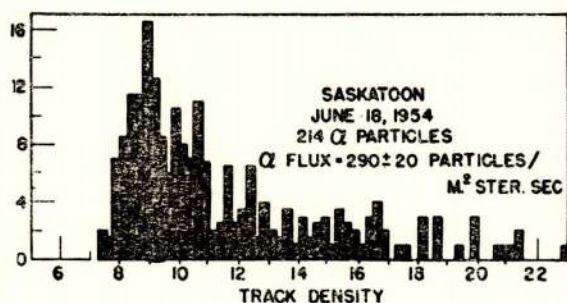


Fig. 65 — Distribución de Ionización de las Partículas Alfa para las fechas indicadas (Según Frier, Ney y Waddington)

tida durante la erupción solar a las 21 08 TU. el 9 de Febrero. También se han observado otros casos de rayos-X por el grupo de Minnesota con corrientes de electrones 10 veces mayor que para los efectos del 11 de febrero de 1958. Estas corrientes de electrones, estimadas son aproximadamente las mismas que la corriente de protones estimada por Chamberlein como asociada con la H-alfa desplazada al efecto Doppler en el espectro de fuertes auroras en el Observatorio de Yerkes. Este balance es consistente con la neutralidad eléctrica del plasma gaseoso procedente del sol que es necesario para explicar la presencia de partículas por muy debajo del límite de rigidez demostrado por la teoría geomagnética para las latitudes en las cuales se observa la aurora.

6.5.—**Protones del sol.**— El 12 de Mayo de 1959, Ney y otros <sup>19)</sup> en un vuelo en globo a  $10 \text{ gm cm}^{-2}$ , sobre Minneapolis, con cámaras de iones, contadores Geiger y de centelleo además de emulsiones fotográficas, durante un período de actividad extraordinaria encontraron el flujo integral de partículas en la parte superior de la atmósfera aumentó por un factor de 1000. La composición de esta radiación entrante a  $10 \text{ gm cm}^{-2}$  de altura era esencialmente puro hidrógeno, y el flujo de partículas alfa fué normal y no aumentó. Además las partículas de este centro llegaron a Minnesota con energías debajo de la energía límite de Stoermer establecida para esta latitud. A fin de que las partículas de tal energía lleguen a Minneapolis, el campo magnético de la tierra debe distorcionarse por el haz radiación solar que siguió la ocurrencia esta a las 20 00 TU. del 10 de Mayo de 1959, de la erupción solar más grande registrada durante el presente ciclo solar. La erupción duró más de tres horas y fué seguida casi un día después por una tempestad magnética. A las 03 00 TU., Mayo 12, 1959, empezó una disminución del tipo Forbush en la intensidad de los neutrones medidos en la superficie en la estación de Minneapolis y que llegó a un 15 por ciento a las 04 00 Mayo 12, 1959. Se produjo una fuerte absorción de ruido cósmico (17 db) de las 01 00 horas UT. el 11 de Mayo por lo menos hasta las 17 00 horas TU el 12 de Mayo. El aumento considerable de protones en el rango de energía entre 100 Mev y 220 Mev tiene un espectro similar a aquel para el efecto de la erupción solar del 23 de Febrero de 1956. El hecho de que estas partículas llegaron a Minneapolis, de acuerdo a Ney y otros <sup>19)</sup>, indica probablemente la llegada de una nube magnética solar que disminuyó los atajos magnéticos (magnetic cut offs) permitiendo que se observara las partículas en Minneapolis, donde partículas de tales energías y aún menores son normalmente prohibidas o excluidos por el campo magnético de la tierra. La llegada de esta radiación corpuscular en Minneapolis estuvo acompañada de una fuerte aurora. También se encontró que los rayos-X acompañaron a la aurora y las observaciones instrumentales en el vuelo separan claramente estos de la componente nucleónica. Este aconteci-

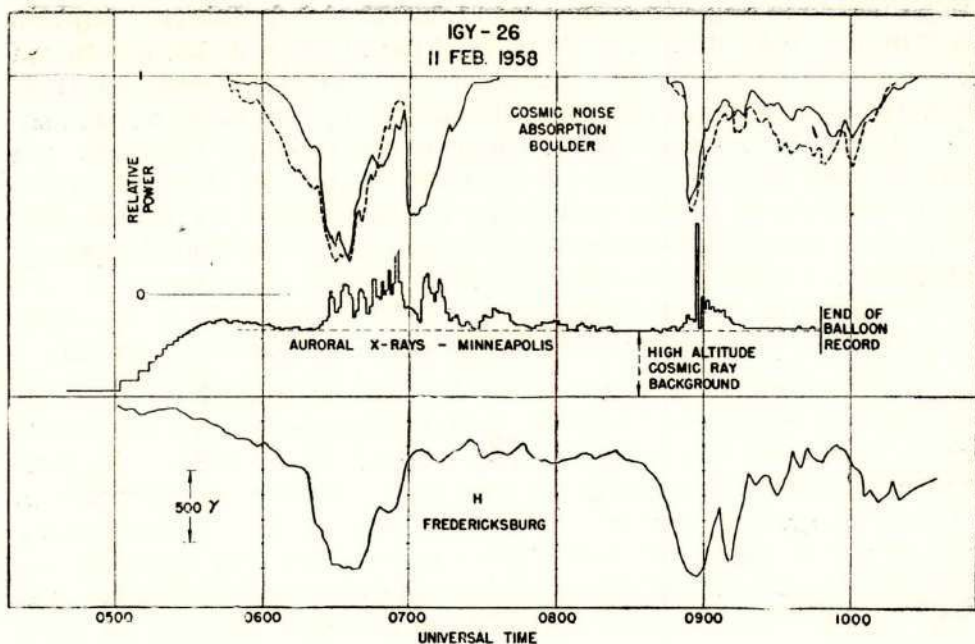


Fig. 68 — Campo Magnético Horizontal en Fredricksburg, Rayos -X Aurorales en Minneapolis, y Absorción de ruido Cósmico en Boulder (Según Winkler, Peterson, Arnoldy y Hoffman)

ruido cósmico radial en Boulder (curva superior) y la componente horizontal magnética en Fredricksburg. La curva de H muestra una fuerte bahía magnética a las 06 30 y otra cerca de las 09 00. Estos coinciden con los periodos de los rayos-X observados en Minneapolis y con aquellos cuando se registró una fuerte absorción de ruido cósmico en Boulder. Durante estos mismos dos intervalos pasó por el cenit de Minneapolis una muy fuerte luminosidad auroral 18). Durante esta tempestad magnética también se registró una disminución de carácter mundial en la intensidad de rayos cósmicos de cerca del 5 por ciento al nivel del mar y cerca del 21 por ciento en la ionización en globos en altura. Los autores 18) estiman de los efectos de la fig. 68 que una corriente de electrones de  $0.6 \times 10^6$  electrones  $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$  sería necesaria y que la ionización que estos producen en la región D de la ionósfera es responsable de la absorción del ruido cósmico. Los rayos-X mismos llevaban consigo una energía 1000 veces menor que la de los electrones y no podrían proveer una ionización suficiente para explicar la absorción del ruido cósmico radial. La mayor ionización debido a estos electrones es probablemente la causa de la mayor conductividad que, por la teoría del dinamo, es responsable por las bahías magnéticas o los disturbios tipo S . Todos estos fenómenos indican el pasaje de la tierra

D

por una intensa nube procedente del sol la cual podría haber sido emi-

ción en intensidad con el ciclo solar es mayor para la componente de neutrones en Ottawa (fig. 57) que para la componente  $\mu$  meson en Huancayo. Sin embargo la barrera aún permite pasar algunas partículas alfa de baja energía del exterior de la barrera. Aún no es seguro si los campos magnéticos son ordenados o desordenados. Ya hemos visto que tal barrera parece necesaria para explicar la demora en el tiempo de llegada de las partículas emitidas de las erupciones solares pues provee un contorno de reflexión o dispersión para tales partículas del sol, y para su almacenamiento. Más adelante se descubrirán algunas observaciones que demuestran que las partículas de baja energía del sol pueden ser transferidas a la tierra en tales nubes de plasma que también producen tempestades magnéticas.

**6.4.— Rayos - X de las auroras.**— Durante algunos vuelos de globos a gran altura, en un programa conjunto del AGI de los Estados Unidos y Canadá, realizados en Agosto 29-30, 1957, Anderson <sup>15)</sup>, <sup>16)</sup> descubrió rayos-X durante una tempestad magnética con la cual estaba asociada una disminución tipo Forbush en la intensidad de la radiación cósmica. Anderson <sup>16)</sup> ha estimado que la energía de estos rayos-X están en la región de los 100-kev. Los rayos-X fueron atribuidos a un "bremsstrahlung" de electrones en la alta atmósfera encima del globo. Los rayos-X fueron observados durante el tiempo que la fuerza horizontal magnética en Fredriksburg Va., era subnormal tal como ocurre durante tempestades magnéticas.

La fig. 66 muestra los resultados de un vuelo en un día típicamente tranquilo obtenidos por Winckler y otros <sup>17)</sup>. La curva superior muestra la variación de las computaciones dadas por un solo contador Geiger y la curva inferior muestra la variación de la ionización en una cámara de iones. Cada una de estas variaciones es esencialmente constante después de que el globo alcanzó su altura máxima a las 12 h. 30m. T. U. La Fig. 67 muestra la conducta de la variación de las computaciones en un vuelo similar hecho por Winckler y otros <sup>17)</sup> en Junio 30-Julio 1, 1957. La primera explosión de rayos-X ocurrió a las 0330 TU coincidente con el desarrollo de una fuerte estructura radial auroral. Las perturbaciones continuaron hasta las 06 45 TU. La curva superior de la fig. 67, muestra la razón de la variación de ionización (curva inferior) con la variación de las computaciones (curva intermedia). Antes de las 03 30 esta razón es normal. El aumento de esta razón a las 03 30 es debido a los rayos-X para la energía para la cual la razón proporciona una medida basada sobre calibraciones de laboratorio. En otros vuelos, los contadores blindados de fotones mostraron concluyentemente que explosiones similares proceden de los rayos-X. La fig. 68, según Winckler y otros <sup>18)</sup> muestra otro ejemplo de rayos-X aurales en Minneapolis (curva intermedia), la absorción de

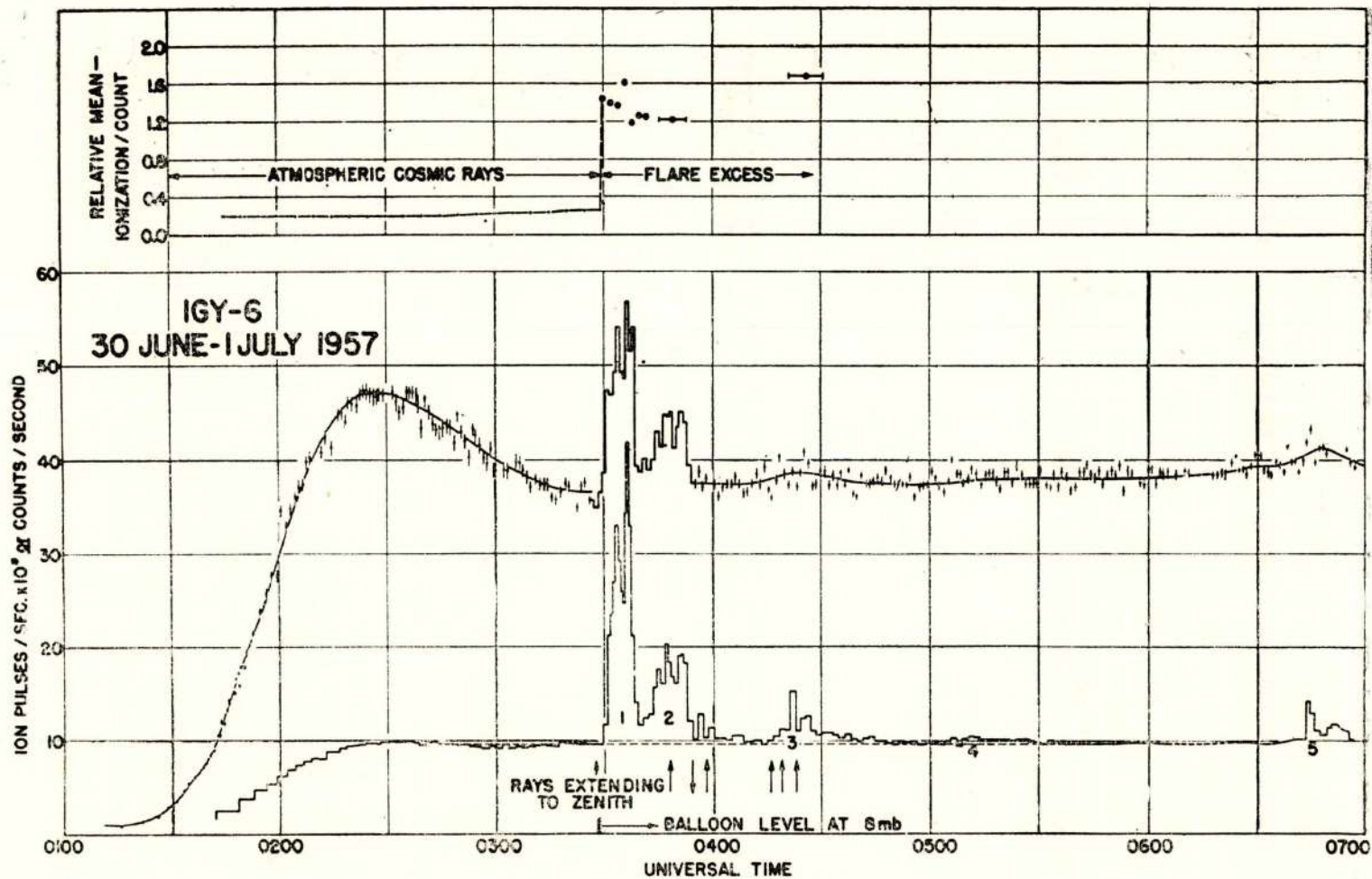


Fig. 67 — Registro de Rayos-X Aurorales del primero de Julio, 1957. La primera explosión a las 0330 (TU) (Según Winkler, Peterson, Arnoldy y Hoffman)

miento tan extremadamente importante fué observado en los datos rescatados de cuatro (de un total de cinco) globos soltados entre los 02 00 TU. y 15 00 TU de Mayo 12. De sus registros de la absorción de ruido cósmico extra fuerte, Lineback hizo la advertencia a Ney y otros en Minnesota que algo extraordinario se estaba desarrollando y entonces estos lanzaron los globos inmediatamente. Ellos establecen <sup>19)</sup> que el acontecimiento nucleónico observado esta vez era el más espectacular que se había tenido durante los últimos dos años de observaciones de rayos cósmicos (como programa de AGI) y durante este tiempo tuvieron globos en la parte superior de la atmósfera aproximadamente un 5 por ciento del tiempo. Los autores han observado que el espectro de energía de este acontecimiento es mucho más pronunciado que el espectro de energía de los protones atrapados en el cinturón de Van Allen y que los flujos integrales son mayores que aquellos dados para el cinturón Van Allen interior de radiación.

Finalmente, parece muy factible que de los resultados de estudios intensificados de rayos cósmicos y otras investigaciones geofísicas durante y después del AGI, saldrá a la luz una explicación coherente y cuantitativa para muchos fenómenos geofísicos para los cuales el sol es el principal agente responsable.

## VI REFERENCIAS

- 1).—Simpson J. A., Suplemento Al Volume VIII, Serie X del Nuovo Cimento N° 2, 2º Trimestre, 277-282 (1958)
- 2).—Rothwell P. and Quenby J., Suplemento Al Volume VIII Serie X Del Nuovo Cimento N° 2, 2º Trimestre, 249-256 (1958)
- 3).—Quenby J. J. and Webber W. R. Phil Mag 4 N° 37,90-113 (Jan 1959).
- 4).—Forbush S. E., Phys Rev. 70, Nos. 9 and 10 771-772 (1946)
- 5).—Forbush S. E., Stinchcomb T. B., and Shein M., Phys. Rev. 79 N° 3, 501-504 (1950).
- 6).—Firor J., Phys. Rev. 94 N° 4, 1017-1028 (1954)
- 7).—Chapman S., and Bartels J., Geomagnetism, International Monographs on Physics, Oxford Clarendon Press (1940)
- 8).—Alfvén H., Cosmical Electrodynamics, Oxford University Press (1950)
- 9).—Simpson J. A., and Lüst R., Phys. Rev. 108 N° 6, 1563-1576 (1957)
- 10).—Katz, L. Meyer P., and Simpson J. A., Suplemento Al Volume VIII Serie X del Nuovo Cimento No. 2, 2º Trimestre, 277-282.
- 11).—Forbush S. E., and Burke B. F., J. Geophys. Res., 61, 573-575, (1956)
- 12).—Leinbach H., and Reid G. C., Phys. Rev. Letters 2, 61 (1959)
- 13).—Bailey D. K., J. Geophys. Res. 62 N° 3 431-463 (1957)
- 14).—Frier P. S., Ney E. P., and Fowler, Nature 181, 1319-1321 (1958)
- 15).—Anderson K. A., Bull. Am. Phys Soc. Ser., II, 2,, 349 - (1957)
- 16).—Anderson K. A., J. Geophys. Res. 62, 641-644 (1957)
- 17).—Winckler J. R. Peterson L., Arnoldy R. and Hoffman R., Phys. Rev. 110 N° 6, 1221 - 1231 (1958)
- 18).—Winckler. J. R., Peterson L., Hoffman R. and Arnoldy R., J. Geophys. Res. 64 N° 6, 597-610 (1959)
- 19).—Ney E. P., Winckler J. R., & Frier P. S. to be published in Phys Rev. Letters.



## DATOS BIOGRAFICOS DEL DR. SCOTT E. FORBUSH

Nació el 10 de Abril de 1904 en Hudson, Ohio Estados Unidos de América.

- |                         |   |
|-------------------------|---|
| 1925                    | Bachiller de Ciencias (Física), Instituto Case de Tecnología.   |
| 1925/1926               | Profesor de Física y Estudios Post-Graduados, Universidad del Estado de Ohio.   |
| 1926/1927               | En el National Bureau of Standards, Washington, D. C.   |
| 1927/presente           | Miembro del Departamento de Magnetismo Terrestre de la Institución Carnegie de Washington.  |
| 1927, Set./1929, Agost. | En el Observatorio Magnético de Huancayo, Perú  |
| 1929, Set./1929, Nov.   | Abordo del buque de investigación "Carnegie" (destruido por incendio en el puerto de Apia, Samoa en Nov. 1929.  |
| 1930, Mar./1931, Agost. | En el Observatorio Magnético de Huancayo, Perú.   |
| 1931, Set./1932, Jun.   | Estudios de Post-graduado en la Universidad de John Hopkins, Maryland.  |
| 1932/1950               | Estudios de post-graduado en Estadística y Matemática Aplicada en la Universidad de George Washington, en la Escuela de Graduados del Departamento de Agricultura del Gobierno, y en el National Bureau of Standards. |
| 1952                    | Conferencista en la American University, sobre investigación de operaciones.  |
| 1940, Oct./1945, Dic.   | En el Laboratorio de Armamentos Navales, como físico matemático y para la investigación de operaciones.   |
| 1951, Jul./1952, Agost. | En la Oficina de Investigación de Operaciones de la Universidad de John Hopkins, Maryland.  |
| 1959, Oct. 7            | Nombrado Catedrático Honorario de la Universidad Mayor de San Marcos, Lima, Perú.   |

Pertenece a la Sociedad Filosófica de Washington (Presidente durante el período 1953/54); a la Unión Geofísica Americana; a la Sociedad de Investigación de Operaciones de América; a la Sociedad Física Americana (Fellow).

Presidió el Comité Técnico de Rayos-Cósmicos del Comité Nacional de los Estados Unidos para el Año Geofísico Internacional.

**Campos de Actividad Científica:** Geomagnetismo; estadística de rayos-cósmicos; campos magnéticos de barcos, submarinos y la detección de submarinos por métodos magnéticos desde aviones; investigaciones operacionales sobre operaciones bélicas, etc.

**Principales investigaciones originales:** La disminución mundial de la intensidad de rayos-cósmicos durante períodos asociados a las tempestades magnéticas (efecto Forbush); aumentos súbitos de intensidad de rayos cósmicos inmediatamente después de ciertas erupciones cromosféricas; variación con el ciclo solar de la intensidad de las variaciones diurnas, variaciones de 27 días, etc. de la radiación cósmica y su relación con el geomagnetismo y la actividad solar, con numerosos trabajos y artículos sobre estos temas, publicados en su mayoría por la Sociedad Física Americana y el "Journal of Geophysical Research" (anteriormente "Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity")

Durante el Año Geofísico Internacional tuvo a su cargo el proyecto de investigar los rayos cósmicos mediante las observaciones hechas en los laboratorios ubicados en Groenlandia, Nueva Zelanda, Maryland, Colorado, Méjico y Perú (Huancayo), y también un segundo proyecto para investigar las características del "electro-chorro" ecuatorial en el Perú, con la colaboración del Instituto Geofísico de Huancayo.



