

Otros nombres: *Vireo bogotensis* Bryant; *Vireosylvia agilis* Pelz.; *Vireosylvia olivacea* Sclater.

La especie fue descrita por Linneo *Muscicapa (Motacilla) olivacea*, en 1766.

1112.—*Bobo*; *Cotorra* (Cundinamarca).

Trogonurus personatus Gould.—Familia de los Trogónidos.

Otros nombres: *Trogon personata* Gould.; *Trogonurus personatus* Ridgway.

Especie conocida de Colombia, Venezuela y Perú.

El género está representado en Colombia por las formas siguientes:

Trogonurus assimilis Gould: Colombia, Ecuador y Perú.

Trogonurus collaris collaris Vieillot: Colombia, Venezuela, Guayana, Trinidad, Perú y Ecuador (región oriental), y Bolivia.

Trogonurus curucui cupreicauda Chapman: Colombia (bajo Magdalena, bajo Cauca hasta la Costa atlántica, y Colombia occidental); Ecuador (nord-oeste).

Trogonurus bolivianus, Grant: Colombia meridional, Ecuador y Perú.

1113.—*Bocachico* (Costa atlántica), Sr. Armando Dugand.

Piptadenia speciosa Britt. et Kill.—Familia de las Leguminosas. (Sección de las *Mimóseas*).

El género consta de una decena de especies, propias de la América y del África tropicales.

Pipt. speciosa, constituye una nueva especie, descrita por Britton y Killip en "Annals of the New York Ac. of. Sc.", vol. XXXV, p. 155.

El *typus* procede de Baranóa (Atlántico), y fue coleccionado por el R. Hermano Elías.

El *Bocachico* es muy común en la región árida del Departamento del Atlántico. La especie se ha señalado también en Turbaco y Arjona (Bolívar) por Killip y Smith, y en Guamachito (Magdalena) por Record y Kulen.

Es un árbol pequeño de unos 6 m. de altura, cuyo tronco irregular, de 40 cms. de diámetro, está revestido de una corteza áspera y morenuzca; la copa es ramosa y el follaje muy fino y ralo.

Las flores son blanco-verdosas y forman espigas cilíndricas solitarias en las axilas foliares. Las legumbres son muy aplanadas y glabérrimas. Toda la planta se torna negra al secarse.

1114.—*Bocachico del Magdalena*.

Prochilodus magdalenensis A.P.A.—Familia de los Charácidos.

El Dr. Andrés Posada Arango, en sus "Estudios Científicos", p. 300, habla de un pez (nombre vulgar *Bocachico*), que él describe someramente con el nombre de *Prochilodus magdalenensis*. En el "Catalogue and Bibliography of the fresh water fishes of the Americas South of the tropic of Cancer", by C. H. Eigenmann, p. 424, encontramos las siguientes especies colombianas, pertenecientes al género *Prochilodus*:

5. *Prochilodus longirostris* Steindachner—Habitat, Magdalena Basin.

A-7. *Proch. rubrotæniatus* Schomburgk (= *Proch. nigricans* Günther)—Habitat, Magdalena to Essequibo and Rio Negro.

10. *Proch. Magdalenæ* Steind. (= *Proch. asper* Steind.)—Habitat, Magdalena Basin. El catálogo de Eigenmann se publicó en 1910.

(Continuará)

AUTORES CONSULTADOS:

"Agricultura" (Boletín)—Bogotá.
Bois (D.): "Les plantes alimentaires chez tous les peuples et à travers les âges."—P. Chevalier, Éditeur—12 Rue de Tournon à Paris VI, 1927 à 1934.

Britton et Killip.: "Mimosæ and cæsalpiniaceæ of Colombia"—Annales N. Y. Acad. Sc. vol. XXXV, pp. 101 a 208—1936.

"Caldasia": Instituto Nacional de Ciencias Naturales—Bogotá—Nº 1.

Cortés (S.): "Flora de Colombia"—Bogotá—1897.
"Monografía de Leguminosas"—Trabajos de la oficina de Historia Natural—1904.

Cory. (Ch. B.): "Catalogue of Birds of the Americas and the adjacent Islands"—Field Mus.—Chicago—1918, etc.

Cuervo M. (C.): "Botánica Elemental"—Bogotá—1913.
Chapman (F. M.): "Distribution of Bird Life in Colombia". Th. Am. Mus. of Nat. Hist.—N. Y. 1917.

Dictionnaire Illustré d'Hist. Nelle., par J. Pizzetta—Paris—Les Beaux Livres pour tous—30 Rue de Provence.

Duque Jaramillo (J. M.): "Manual de Bosques y Maderas Tropicales"—Manizales, 1931.

Durand (Th.): "Index Generum Phanerogamorum"—Bruxellis—1888—Londini—Foro dicto Soho Square 37.

Flórez Isaac: "Enfermedades dominantes de los Llanos"—Imprenta San José—Villavicencio.

Hellmayr (Ch. E.): "Catalogue of Birds of the Americas", etc.—Continued.

Hernández (Mauro): "Nuestras plantas medicinales"—Bogotá—El autor—Calle 50, Nº 17-48.

James Lee Peters: "Check-List of Birds of the World"—Harvard University Press—Cambridge Mass. U. St. A.

Janville (P. de): "Atlas de Poche des Plantes utiles des Pays Chauds". Librairie des Sc. Nelles.—P. Klincksieck—Léon Lhomme, Successeur—Douelb—Lot—Fcia.

Killip. (E. P.): "The American Species of Passifloraceæ". Field Museum of Nat. Hist.—Chicago—1938—Botanical Series—Vol. XIX, Part. I.

Kunth. (C. S.): "Synopsis Plantarum Æquinoctialium Orbis novi", etc.—1822-25.

Le Maout et J. Decaisne: "Flore Élémentaire des Jardins et des Champs". Librairie Agricole de la Maison Rustique—Rue Jacob.—26 Paris.

Mathias (M. E.): "The Genus Hydrocotyle in Northern S. Am".—Brittonia—XI—1936—Vol. 2—Nº 3, pp. 201-237.

Nouveau Dictionnaire des Sc. et leurs Applications—1924. Librairie Delagrave—15 Rue Soufflot—Paris.

Nouveau Jardinier pour 1888—Aug. Goin—Éditeur—Rue des Ecoles 62—Paris.

Pérez Arbeláez (E.): "Plantas útiles de Colombia—Plantas medicinales y venenosas de Colombia (1)—Fruitas de Cundinamarca—Plantas medicinales más usadas en Bogotá"—Bogotá—Imprenta Nacional.

Pittier (E.): "Manual de Pl. usuales en Venezuela"—Litografía del Comercio—Caracas—1926.

Robledo (E.): "Lecciones de Botánica"—1940—Medellín—Imprenta Universidad.

Silva (B. R. da): "Lepidópteros do Brasil"—Impr. Nacional—Rio de Janeiro—1907.

Standley (P. C.): "The Rubiaceæ of Colombia"—Field. Mus. Nat. Hist.—Botanical Series—Vol. VII, Nº 1—Chicago.

Triana et Planchon: "Prodromus Floræ Novo-Granatensis". Paris—1862.

Uribe U. (L.): "Flora de Antioquia"—Imp. Deptal.—Medellín—1941.

Vilmorin-Andrieux: "Les Fleurs de Pleine Terre"—Paris. Quai de la Mégisserie 4.—3ª Edition.

Zin (R. P. Jan. S. S.): "La salud por medio de las plantas medicinales"—Librería Colombiana—Bogotá.

(1) Editorial Cromos — 1937.

PUBLICACIONES MISCELANICAS

JULIO GARAVITO A.

Director del Observatorio Astronómico Nacional, de 1892 a 1919

TEORIA DEL ANEMOMETRO DE CASQUETES HEMISFERICOS

La teoría que de este aparato ha debido dar su inventor —el doctor Robinson— será quizás muy completa, pero no hemos podido saber dónde haya sido publicada.

Los usos del instrumento indicados en las obras de Meteorología, son demasiado elementales para que se puedan aplicar con entera confianza y sin previas experiencias, a condiciones atmosféricas como las nuestras, tan diferentes de aquellas en que el aparato ha sido experimentado.

Estas consideraciones, unidas a la dificultad de hallar la teoría del instrumento dada por su inventor, nos han decidido a hacer un estudio mecánico de este aparato, suficiente para comprender su aplicación.

El teorema de las fuerzas vivas, la teoría de la presión de una vena líquida sobre un plano, y la teoría y las experiencias de M. Dupré (Collignon, t. IV, p. 306), nos deciden a tomar para valor de la presión producida por el aire sobre una superficie en movimiento, y cuya área proyectada sobre la dirección perpendicular a éste, sea A el siguiente valor:

$$P = KA \frac{\delta}{g} V^2 \quad \text{Siendo } K \text{ un coeficiente constante que depende de la forma de la superficie, } \frac{\delta}{g}$$

la masa de la unidad de volumen de aire y V la velocidad relativa del aire estimada normalmente a la superficie.

Cuando la superficie no es plana, el valor K varía, debido esto, seguramente, al roce y a la elasticidad del aire.

Llamemos M el valor que corresponde, en el caso de un casquete cóncavo, y m en el caso de uno convexo, de la constante que hemos llamado K .

Sean (Figura 1.ª) A = área del círculo del casquete hemisférico; O = proyección sobre un plano horizontal del eje de rotación del aparato; $X X_1$ = dirección del viento; $A_1 A_2 A_3 A_4$ = proyecciones de los casquetes hemisféricos; f_1 y f_2 = presión producida por el viento en la parte cóncava de A_1 y A_2 respectivamente; φ_1 y φ_2 = presión del viento en las partes convexas $a n b$ y $a' n' b'$; r_1 y r_2 = resistencia o presión en las porciones $b_1 n_1 a_1$ y $b'_1 n'_1 a'_1$; v = velocidad del aire; u = velocidad de un casquete; K = resistencia debida al roce; F = fuerza motriz total = $f_1 + f_2 + \varphi_1 + \varphi_2$; R = resistencia total debida al aire = $r_1 + r_2 + \rho_1 + \rho_2$; μ = momento del roce con relación al eje de rotación.

Cálculo de $f_1 f_2 r_1 r_2$.—La velocidad v del viento estimada normalmente a A_1 será evidentemente: $v \sin i$. Y la velocidad relativa $V_1 = v \sin i - u$.

$$\text{Por tanto:} \quad f_1 = MA \frac{\delta}{g} (v \sin i - u)^2$$

Tendremos de igual modo:

$$f_2 = MA \frac{\delta}{g} (v \cos i - u)^2 \quad r_1 = MA \frac{\delta}{g} (v \sin i + u)^2$$

$$r_2 = MA \frac{\delta}{g} (v \cos i + u)^2.$$

Cálculo de $\varphi_1 \varphi_2 \rho_1$ y ρ_2 .—Si llamamos a el radio de la semiesfera, el área conveja comprimida por el viento $c a c' n$ tendrá evidentemente por expresión (Figura 2.ª)

$$\frac{1}{2} \pi a^2 - \frac{1}{2} \pi a^2 \sin i$$

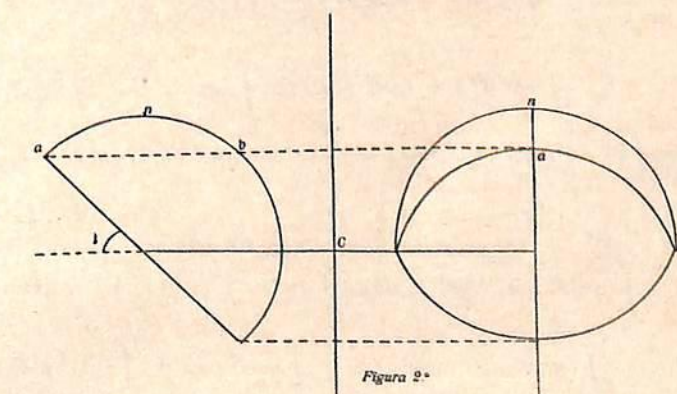
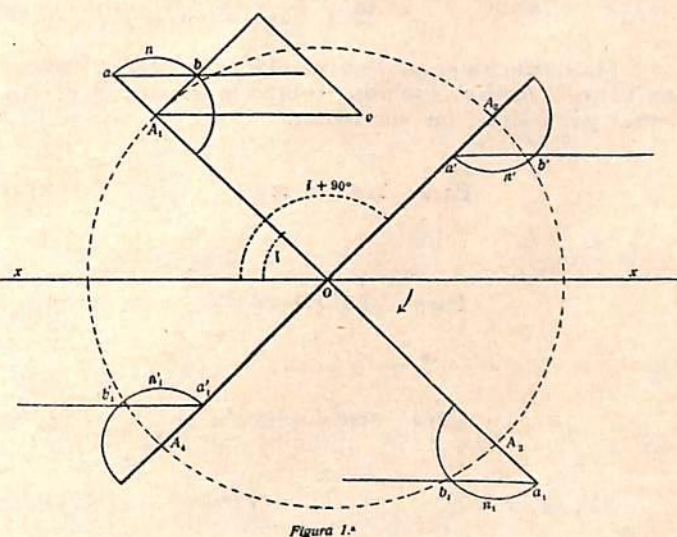
O bien:

$$\frac{1}{2} A (1 - \sin i).$$

El empuje del viento sobre ella, será:

$$\frac{1}{2} MA (1 - \sin i) \frac{\delta}{g} (v - u \sin i)^2$$

Este empuje puede descomponerse en dos: el primero estimado normalmente al radio $A_1 O$ del aparato, y el otro siguiendo este radio; este último no produciendo esfuerzo alguno como fuerza motriz.



La componente normal al radio será: $\varphi_1 = \frac{1}{2} mA (1 - \operatorname{sen} i) \frac{\delta}{g} (v - u \operatorname{sen} i)^2 \operatorname{sen} i$.
 O bien: $\varphi_1 = \frac{1}{2} mA \frac{\delta}{g} (\operatorname{sen} i - \operatorname{sen}^2 i) (v - u \operatorname{sen} i)^2$ De igual modo: $\varphi_2 = \frac{1}{2} mA \frac{\delta}{g} (\cos i - \cos^2 i) (v - u \cos i)^2$
 Por consideraciones análogas hallamos:

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} mA \frac{\delta}{g} (\operatorname{sen} i - \operatorname{sen}^2 i) (v + u \operatorname{sen} i)^2 \quad \varphi_2 = \frac{1}{2} mA \frac{\delta}{g} (\cos i - \cos^2 i) (v + u \cos i)^2$$

Tendremos pues:

$$(1) \quad F = A \frac{\delta}{g} \left[M [(v \operatorname{sen} i - u)^2 + (v \cos i - u)^2] + \frac{m}{2} [(\operatorname{sen} i - \operatorname{sen}^2 i) (v - u \operatorname{sen} i)^2 + (\cos i - \cos^2 i) (v - u \cos i)^2] \right] = A \frac{\delta}{g} \left[M (v^2 \operatorname{sen}^2 i - 2uv \operatorname{sen} i + u^2 + v^2 \cos^2 i - 2uv \cos i + u^2) + \frac{m}{2} [\operatorname{sen} i (v^2 - 2uv \operatorname{sen} i + u^2 \operatorname{sen}^2 i) + \cos i (v^2 - 2uv \cos i + u^2 \cos^2 i) - \operatorname{sen}^2 i (v^2 - 2uv \operatorname{sen} i + u^2 \operatorname{sen}^2 i) - \cos^2 i (v^2 - 2uv \cos i + u^2 \cos^2 i)] \right] = A \frac{\delta}{g} \left[M [v^2 + 2u^2 - 2uv (\operatorname{sen} i + \cos i)] + \frac{m}{2} (v^2 (\operatorname{sen} i + \cos i) - 2uv + u^2 (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) - v^2 + 2uv (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) - u^2 (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i)) \right]$$

$$(2) \quad R = A \frac{\delta}{g} m [(v \operatorname{sen} i + u)^2 + (v \cos i + u)^2 + \frac{1}{2} (\operatorname{sen} i - \operatorname{sen}^2 i) + (v + u \operatorname{sen} i)^2 + \frac{1}{2} (\cos i - \cos^2 i) (v + u \cos i)^2] = A \frac{\delta}{g} m [v^2 \operatorname{sen}^2 i + 2uv \operatorname{sen} i + u^2 + v^2 \cos^2 i + 2uv \cos i + u^2 + \frac{1}{2} \operatorname{sen} i (v^2 + 2uv \operatorname{sen} i + u^2 \operatorname{sen}^2 i) + \frac{1}{2} \cos i (v^2 + 2uv \cos i + u^2 \cos^2 i) - \frac{1}{2} \operatorname{sen}^2 i (v^2 + 2uv \operatorname{sen} i + u^2 \operatorname{sen}^2 i) - \frac{1}{2} \cos^2 i (v^2 + 2uv \cos i + u^2 \cos^2 i)] = A \frac{\delta}{g} m [v^2 + 2uv (\operatorname{sen} i + \cos i) + \frac{1}{2} v^2 (\operatorname{sen} i + \cos i) + uv + \frac{1}{2} u^2 (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) - \frac{1}{2} v^2 - uv (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) - \frac{1}{2} u^2 (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i)].$$

Las funciones periódicas $(\operatorname{sen} i + \cos i)$, $(\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i)$, $(\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i)$ las podemos reemplazar por sus valores medios exactos; tomaremos para el efecto, como valores constantes y equivalentes de las funciones periódicas, las siguientes:

Para $\operatorname{sen} i + \cos i \quad \therefore \quad \eta_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen} i + \cos i) di = \frac{4}{\pi} = 1.27$

Para $\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i \quad \therefore \quad \eta_3 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) di = \frac{8}{3\pi} = 0.85$

Para $\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i \quad \therefore \quad \eta_4 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i) di = \frac{6}{8} = 0.75$

En efecto: $1^\circ: \int (\operatorname{sen} i + \cos i) di = \int d \operatorname{sen} i - \int d \cos i = \operatorname{sen} i - \cos i + C$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen} i + \cos i) di = 1 - 0 - (0 - 1) = 2 \quad \text{Y por tanto:} \quad \eta_1 = \frac{2}{\pi} \times 2 = \frac{4}{\pi}.$$

$$2^\circ: \int (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) di = \int \operatorname{sen}^3 i di + \int \cos^3 i di = - \int \operatorname{sen}^2 i d \cos i + \int \cos^2 i d \operatorname{sen} i = \int (1 - \operatorname{sen}^2 i) d \operatorname{sen} i - \int (1 - \cos^2 i) d \cos i = \operatorname{sen} i - \frac{1}{3} \operatorname{sen}^3 i - \cos i + \frac{1}{3} \cos^3 i = \operatorname{sen} i - \cos i - \frac{1}{3} (\operatorname{sen}^3 i - \cos^3 i) - C$$

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen}^3 i + \cos^3 i) di = 1 - 0 - \frac{1}{3} (1 - 0) - [0 - 1 - \frac{1}{3} (0 - 1)] = \frac{2}{3} + \frac{2}{3} = \frac{4}{3} \quad \text{y} \quad \eta_3 = \frac{8}{3\pi}.$$

$$3^\circ: \int (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i) di = \int \operatorname{sen}^4 i di + \int \cos^4 i di. \quad \text{Ahora:} \quad \int \operatorname{sen}^4 i di = - \int \operatorname{sen}^3 i d \cos i = - \cos i \operatorname{sen}^3 i + 3 \int \cos^2 i \operatorname{sen}^2 i di = - \cos i \operatorname{sen}^3 i + 3 \int (1 - \operatorname{sen}^2 i) \operatorname{sen}^2 i di = - \cos i \operatorname{sen}^3 i + 3 \int \operatorname{sen}^2 i di - 3 \int \operatorname{sen}^4 i di. \quad \text{De donde} \quad 4 \int \operatorname{sen}^4 i di = - \cos i \operatorname{sen}^3 i + 3 \int \operatorname{sen}^2 i di.$$

De igual modo:

$$\int \cos^4 i di = \int \cos^3 i d \operatorname{sen} i = \operatorname{sen} i \cos^3 i + 3 \int \operatorname{sen}^2 i \cos^2 i di = \operatorname{sen} i \cos^3 i + 3 \int (1 - \cos^2 i) \cos^2 i di = \operatorname{sen} i \cos^3 i + 3 \int \cos^2 i di - 3 \int \cos^4 i di. \quad \text{De donde} \quad 4 \int \cos^4 i di = \operatorname{sen} i \cos^3 i + 3 \int \cos^2 i di.$$

O bien $4 \int (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i) di = \operatorname{sen} i \cos i (\cos^2 i - \operatorname{sen}^2 i) + 3 \int di = \operatorname{sen} i \cos i (\cos^2 i - \operatorname{sen}^2 i) + 3i.$

Por tanto $\int (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i) di = \frac{1}{4} \operatorname{sen} i \cos i (\cos^2 i - \operatorname{sen}^2 i) + \frac{3}{4} i + C$

Y $\frac{\pi}{2} \eta_4 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\operatorname{sen}^4 i + \cos^4 i) di = \frac{1}{4} (0 - 0) + \frac{3\pi}{4.2\pi} = 0 + \frac{3\pi}{8} = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{2}{\pi} \quad \eta_4 = \frac{3}{4} = 0.75$

Tendremos pues:

$$F = A \frac{\delta}{g} [M (v^2 + 2u^2 - 2.54 uv) + m (0.135 v^2 - 0.15 uv + 0.05 u^2)]$$

$$R = A \frac{\delta}{g} m (1.135 v^2 + 2.69 uv + 2.05 u^2)$$

Si ahora llamamos γ la aceleración angular del aparato, $r = A_1 O$ el radio, I el momento de inercia con relación al eje de rotación del mismo y, teniendo en cuenta el momento μ del roce, tendremos:

$$(a) \quad \gamma = \frac{A \delta r}{g I} [(M - m) v^2 - 2 (1.27 M + 1.42 m) uv + 2 (M - m) u^2 - \frac{g \mu}{A \delta r}]$$

Al comenzar el movimiento $u = 0$ y $\gamma = \frac{A \delta r}{g I} (M - m) v^2 = \frac{d^2 \theta}{dt^2}$ que será una cantidad positiva; y $\frac{d\theta}{dt}$ será creciente. Por tanto $u = r \frac{d\theta}{dt}$.

Mientras que $\gamma > 0$ u será creciente; pero a medida que u crece el valor de γ disminuye. En efecto, pongamos:

$$x = \frac{v}{u}. \quad \text{Tendremos:} \quad \gamma = \frac{A \delta r}{I g} [(M - m) x^2 - 2 (1.27 M + 1.42 m) x + 2 (M - m) - \frac{g \mu}{A \delta r u^2}] u^2$$

O bien, poniendo para abreviar: $\alpha = \frac{A \delta r}{I g} (M - m) \quad 2\beta = \frac{2 (1.27 M + 1.42 m)}{I g} A \delta r$

y $\mu' = \frac{\mu}{I}$; se tendrá: $\gamma = \left[\alpha x^2 - 2\beta x + 2\alpha - \frac{\mu'}{u^2} \right] u^2$ Pero $\gamma = \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{du}{dt} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2 u}{dt^2}$

Por tanto $\frac{1}{r} u^{-2} du = \left[\alpha x^2 - 2\beta x + 2\alpha - \frac{\mu'}{u^2} \right] dt$ O bien $d \frac{1}{u} = -r \left[\alpha x^2 - 2\beta x + 2\alpha - \frac{\mu'}{u^2} \right] dt$

Pero $\frac{1}{u} = \frac{x}{v}$ Por tanto $\frac{1}{v} dx = -r \left[\alpha x^2 - 2\beta x + 2\alpha - \frac{\mu'}{v^2} x \right] dt$

O aún $\frac{1}{v} dx = -r \left[\left(\alpha - \frac{\mu'}{v^2} \right) x^2 - 2\beta x + 2\alpha \right] dt$ Pongamos $x' = \frac{\beta}{\alpha'} + \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha'^2} - \frac{2\alpha}{\alpha'}}$

$x'' = \frac{\beta}{\alpha'} - \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha'^2} - \frac{2\alpha}{\alpha'}}$ En estas expresiones x' y x'' son las raíces del paréntesis, y $\alpha' = \alpha - \frac{\mu'}{v^2}$

Tendremos pues: $dx = -v r [(x - x') (x - x'')] dt$ siendo $x' > x''$.

De aquí se deduce:

$vr dt = - \frac{dx}{(x - x') (x - x'')} \quad \text{O bien} \quad vr dt = - \frac{dx}{(x' - x'') (x - x')} + \frac{dx}{(x' - x'') (x - x'')}$

y además: $-vr t = \frac{1}{x' - x''} [l(x - x') - l(x - x'')] \quad \text{Por tanto} \quad -vr t = \frac{1}{x' - x''} \cdot l \frac{x - x'}{x - x''}$

De donde $l \frac{x - x'}{x - x''} = -vr t (x' - x'') \quad \frac{x - x'}{x - x''} = e^{-vr t (x' - x'') + C}$

O bien $x - x' = (x - x'') e^{-vr t (x' - x'') + C} \quad \text{Como para} \quad t = 0: \quad x - x' = x - x'' = \infty$

pues $u = 0$, se deberá tener $C = 1$ Lo que es lo mismo $C = 0$ Y por tanto $x - x' = (x - x'') e^{-vr t (x' - x'')}$ (1)

Cuando t crece indefinidamente, el valor x tenderá aproximadamente a x' . Al principiar el movimiento x es el infinito, pero decrece rápidamente. En efecto, su velocidad $\frac{dx}{dt}$ es igual, inicialmente, a $-\infty$. Por otra parte, cuando el anemómetro ha tomado una velocidad, la cantidad $(x-x')$ que consta de dos factores $(x-x')$ y $e^{-vr(x'-x^0)t}$ en la cual ambos disminuyen, disminuirá más rápidamente y tenderá a cero; en efecto, cuando t crece indefinidamente, el factor $e^{-vr(x'-x^0)t}$ decrece indefinidamente.

Por tanto, para los golpes de viento que no son de muy corta duración, podemos demostrar que el valor medio de x puede reemplazarse por x' con mucha aproximación. Despejando de (1) a x tendremos:

$$x[1 - e^{-vr(x'-x^0)t}] = x' - x^0 e^{-vr(x'-x^0)t} \quad \text{Y poniendo: } x^0 = x' - A$$

$$\text{tendremos: } x[1 - e^{-vr(x'-x^0)t}] = x'[1 - e^{-vr(x'-x^0)t}] + A e^{-vr(x'-x^0)t}$$

$$\text{Por consiguiente: } x = x' + \frac{A e^{-vr(x'-x^0)t}}{1 - e^{-vr(x'-x^0)t}} = x' + \frac{A}{e^{vrAt} - 1}$$

Podremos desprejir a 1 frente a e^{vrAt} . Lo cual equivale a no considerar los primeros segundos en el golpe de viento. Haremos ver adelante que esto es legítimo.

$$\text{Tendremos } x = x' + A e^{-Avrt} \quad \text{Y el valor medio de } x \text{ siendo } \int x dt = x't + \frac{1}{vr} \int e^{-Avrt} d(Avrt)$$

$$\text{O sea } \int x dt = x't - \frac{e^{-Avrt}}{vr} \quad \text{Por tanto: } x_m = x' - \frac{1}{vrt} e^{-Avrt} + \frac{1}{vrt}$$

$$\text{O de otro modo } x_m = x' + \frac{1}{vrt} \left[1 - \frac{1}{e^{Avrt}} \right] \quad \text{cantidad que difiere muy poco de } x' \text{ cuando } t \text{ no es muy pequeño.}$$

$$\text{Vamos ahora a calcular el valor } x': \quad x' = \frac{\beta}{\alpha} + \frac{\beta}{\alpha} \sqrt{1 - \frac{2\alpha\alpha'}{\beta^2}}$$

$$\text{Despreciando el roce se tendrá } \mu = 0 \quad \text{y} \quad \alpha' = \alpha. \quad \text{De donde } x' = \frac{\beta}{\alpha} + \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha^2} - 2}$$

$$\text{Ahora } \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1,27 M + 1,42 m}{M - m} \quad \text{O llamando } p = \frac{M}{m} \quad \text{tendremos: } \frac{\beta}{\alpha} = \frac{1,27 p + 1,42}{p - 1}$$

Ahora, la experiencia enseña que el coeficiente M para superficies cilíndricas o esféricas cóncavas, varía entre los valores $M=0.18$ y $M=0.23$, y el coeficiente m para superficies cilíndricas o esféricas convexas entre $m=0.03$ y $m=0.05$ (Véase *Manuel de l'ingénieur* por Colombo, página 91, número 89).

Por tanto, los valores que pueden atribuirse a $p = \frac{M}{m}$ son los siguientes:

$$p_1 = \frac{18}{5} = 3.6 \quad p_2 = \frac{18}{3} = 6 \quad p_3 = \frac{23}{5} = 4.6 \quad p_4 = \frac{23}{3} = 7.7$$

$$\text{Así } \Sigma p = 4 p_m = 21.9 \quad \text{y} \quad p_m = 5.5.$$

$$\text{Ahora: } \frac{\beta}{\alpha} = \frac{6.985 + 1.420}{4.5} = 1.868 \quad \text{y} \quad \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha^2} - 2} = 1.220 \quad x' = \frac{\beta}{\alpha} + \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha^2} - 2} = 3.088$$

$$\text{Por tanto } v = 3.088 u \quad (3)$$

De otro modo. Tenemos la ecuación (2)

$$\gamma = \frac{A \delta r}{I g} \left[(M - m) v^2 - 2(1.27 M + 1.42 m) uv + 2(M - m) u^2 - \frac{g u}{A \delta r} \right]$$

Al principiar el movimiento γ es positivo; u crece mientras $\gamma > 0$. Y como a medida que u crece γ decrece, el aparato tenderá a hacer $\gamma = 0$ y u constante. Al terminar el golpe de viento, el aparato no experimenta sino solamente resistencias y γ se hará negativo hasta anular el valor de u ; ahora, es claro que en todo el movimiento el valor positivo de γ quedará compensado con su valor negativo, y podremos tomar como valor medio de esta cantidad su valor cero. En efecto:

$$r \gamma = \frac{du}{dt} \quad \text{De donde} \quad u_1 - u_0 = r \int_{t_0}^{t_1} \gamma dt$$

Ahora si t_0 es el instante en que empieza el movimiento y t_1 en el que termina, tendremos:

$$u_0 = 0 \quad u_1 = 0 \quad \text{Y por tanto} \quad \int_{t_0}^{t_1} \gamma dt = 0 \quad \text{Y como} \quad \gamma_m = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \gamma dt = 0$$

se tendrá que el valor medio de la aceleración del aparato es cero.

Ahora, haciendo $x = \frac{v}{u}$ tendremos, despreciando el roce del aparato:

$$\gamma = \frac{A \delta r}{I g} (M - m) u^2 \left(x^2 - 2 \frac{1.27 M + 1.42 m}{M - m} x + 2 \right)$$

$$\text{Y para } \gamma = 0: \quad x = \frac{1.27 M + 1.42 m}{M - m} \pm \sqrt{\left(\frac{1.27 M + 1.42 m}{M - m} \right)^2 - 2}$$

Ahora, es claro que se deberá tomar la mayor de las raíces, por cuanto que al empezar el movimiento u es cero y $x = \infty$. Y por tanto, al crecer u , x decrece y pasará primero por la mayor de las raíces, en cuyo caso $\gamma = 0$ y $u = \text{constante}$. Pero al hacer u constante, se hará también x constante. Lo cual demuestra lo dicho.

Sean, pues, durante un tiempo t : E = espacio recorrido por el viento, v = velocidad del viento, N = número de vueltas dadas por el aparato, u = velocidad media del aparato, r = distancia del centro de un casquete hemisférico al eje del aparato, y $x = \frac{v}{u} = 3.088$: sea 3 aproximadamente.

$$\text{Tendremos} \quad (1) \quad v = u x \quad (2) \quad u = \frac{2 \pi r N}{t} \quad \text{Y por tanto, como} \quad E = vt = u x t$$

$$(3) \quad E = 2 \pi r N x.$$

En el aparato del Observatorio Nacional de Bogotá, se tiene $r = 0^m.265$. Por tanto $E = 5 N$ (4) adoptando para valor de x el valor (3) aceptado por Robinson.

ELEMENTOS DE ALGUNAS FUNCIONES TRASCENDENTES ENTERAS

$$1.-\text{Damos este nombre a las funciones de la forma: } X_j = 1 + \frac{x^1}{j!} + \frac{x^2}{2j!} + \frac{x^3}{3j!} + \dots + \frac{x^n}{nj!} + \dots \quad (1)$$

en las cuales las potencias de x siguen una progresión aritmética cuya razón es j .

La exponencial e^x es un caso particular de las funciones X_j . Así $e^x = X_1$

2.—Las funciones X_j gozan de la propiedad de ser iguales a sus j avas derivadas. Para demostrarlo basta derivar sucesivamente a X_j y se obtiene:

$$X_j' = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} + \frac{x^{2j-1}}{(2j-1)!} + \dots \quad X_j'' = \frac{x^{j-2}}{(j-2)!} + \frac{x^{2j-2}}{(2j-2)!} + \dots$$

$$X_j^{(j-1)} = \frac{x}{j!} + \frac{x^{j+1}}{(j+1)!} + \dots \quad X_j^{(j)} = 1 + \frac{x}{j!} + \dots = X_j$$

Las j funciones $X_j, X_j', X_j'', \dots, X_j^{(j-1)}$ forman un grupo de funciones las cuales gozan de la misma propiedad y están caracterizadas por el índice j .

3.—Consideremos la ecuación diferencial: $\frac{dy}{dx^n} = Y$ (2) Dicha ecuación admite como integrales particulares las funciones $X_n, X_n', X_n'', \dots, X_n^{(n-1)}$. Y como dichas funciones son distintas, la integral general será, llamando $a_1, a_2, \dots, a_n$ constantes cualesquiera:

$$Y = a_1 X_n + a_2 X_n' + a_3 X_n'' + \dots + a_n X_n^{(n-1)} \quad (2)'$$

4.—La función inversa de $e^x = X_1$. Esto es que x considerada como función de X_1 ha conducido al logaritmo. Análogamente x puede ser considerada como función de X_j y debe poseer propiedades interesantes que no han sido estudiadas.

* * *

5.—Generalización de la fórmula de Euler.—Designemos por $1, i_n, i_n^2, i_n^3, \dots, i_n^{n-1}$ las n raíces de la unidad, esto es, los n valores de $\sqrt[n]{1}$.

$$\text{Considerando la serie exponencial: } X_1 = e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots + \frac{x^{n-1}}{(n-1)!} + \frac{x^n}{n!} + \frac{x^{n+1}}{(n+1)!} + \dots$$

reemplacemos en ella $i_n x$ en vez de x y tendremos:

$$e^{i_n x} = 1 + \frac{i_n x}{1!} + \frac{i_n^2 x^2}{2!} + \frac{i_n^3 x^3}{3!} + \dots + \frac{i_n^{n-1} x^{n-1}}{(n-1)!} + \frac{x^n}{n} + \frac{i_n^2 x^{n+1}}{(n+1)!} + \dots$$

Esto es:
$$e^{i_n x} = 1 + \frac{x^n}{n!} + \frac{x^{2n}}{(2n)!} + \dots + i_n \left(\frac{x}{1} + \frac{x^{n+1}}{(n+1)!} + \dots \right) + \dots$$

Así:
$$e^{i_n x} = X_n + i_n X_n^{(n-1)} + i_n^2 X_n^{(n-2)} + \dots + i_n^{n-2} X_n' + i_n^{n-1} X_n' \quad (3)$$

Se tiene: $i_n = e^{\frac{2\pi i}{n}} = \cos \frac{2\pi}{n} + i \sin \frac{2\pi}{n}$. Llamando i el símbolo ordinario de la imaginaria.

Igualmente se tendrá:

$$i_n^2 = \cos \frac{2 \cdot 2\pi}{n} + i \sin \frac{2 \cdot 2\pi}{n} \dots \dots \dots i_n^{n-1} = \cos \frac{(n-1) 2\pi}{n} + i \sin \frac{(n-1) 2\pi}{n}.$$

Por tanto:

$$e^{i_n x} = X_n + X_n^{(n-1)} \cos \frac{2\pi}{n} + X_n^{(n-2)} \cos \frac{2 \cdot 2\pi}{n} + \dots + X_n' \cos \frac{(n-1) \cdot 2\pi}{n} + i \left[X_n^{(n-1)} \sin \frac{2\pi}{n} + X_n^{(n-2)} \sin \frac{2 \cdot 2\pi}{n} + \dots + X_n' \sin \frac{(n-1) \cdot 2\pi}{n} \right].$$

Pero
$$e^{i_n x} = e^{x \cos \frac{2\pi}{n}} \times e^{ix \sin \frac{2\pi}{n}}$$

Poniendo $e^{x \cos \frac{2\pi}{n}} = \rho$ $\alpha = x \sin \frac{2\pi}{n}$ se tiene $e^{i_n x} = \rho e^{i\alpha}$

La espiral $\rho = e^{(\cotang. \frac{2\pi}{n}) \alpha}$ tiene por coordenadas cartesianas los elementos:

$$\zeta_n = X_n + X_n^{(n-1)} \cos \frac{2\pi}{n} + X_n^{(n-2)} \cos \frac{2 \cdot 2\pi}{n} + \dots + X_n' \cos \frac{(n-1) \cdot 2\pi}{n}$$

$$\eta_n = X_n^{(n-1)} \sin \frac{2\pi}{n} + X_n^{(n-2)} \sin \frac{2 \cdot 2\pi}{n} + \dots + X_n' \sin \frac{(n-1) \cdot 2\pi}{n}$$

Los cuales están expresados en función de x , siendo $x = \frac{\alpha}{\sin \frac{2\pi}{n}}$.

Si, pues, se dibuja un polígono cuyos lados sucesivos sean los valores de las funciones $X_n, X_n^{(n-1)}, \dots, X_n', X_n'$ para el valor de la variable $x = \frac{\alpha}{\sin \frac{2\pi}{n}}$ y se inclinan sucesivamente formando los ángulos

0 $\frac{2\pi}{n}$ $2 \frac{2\pi}{n}$ $\dots$ $(n-1) \frac{2\pi}{n}$ con el eje Ox , la línea de cierre será el radio vector ρ de la

espiral: $\rho = e^{\alpha \cotang. \frac{2\pi}{n}}$ Siendo $\rho = e^{x \cos \frac{2\pi}{n}}$ y $\alpha = x \sin \frac{2\pi}{n}$.

Las coordenadas ζ y η son funciones, en la espiral, análogas al seno y al coseno en el círculo. Hagamos $n=4$. Tendremos:

$$\rho = e^{x \cos \frac{2\pi}{4}} \quad \text{Siendo:} \quad e^{x \cos \frac{\pi}{2}} = e^0 = 1 \quad \alpha = x \sin \frac{2\pi}{4} = x$$

y siendo:

$$\zeta_4 = X_4 + X_4''' \cos \frac{\pi}{2} + X_4'' \cos \pi + X_4' \cos \frac{3\pi}{2} = X_4 - X_4'' = \cos x.$$

$$\eta_4 = X_4''' \sin \frac{\pi}{2} + X_4'' \sin \pi + X_4' \sin \frac{3\pi}{2} = X_4''' - X_4' = \sin x. \quad \text{Se vuelve así sobre la fórmula de Euler.}$$

6.—Las funciones ζ_n y η_n aunque representan nuevas trascendentes, se expresan fácilmente por medio de la exponencial y de las funciones circulares. Así:

$$\zeta_n = e^{\frac{2\pi}{n} x} \cos \frac{2\pi}{n} x \quad \eta_n = e^{\frac{2\pi}{n} x} \sin \frac{2\pi}{n} x. \quad \text{Por lo cual carecen de verdadero interés.}$$

7.—Volviendo sobre la fórmula (3) hagamos en ella sucesivamente $n=1, 2, 3, 4$, etc. Tendremos para $n=1$ $i_n=1$ Esto es $e^{i_n x} = e^x = X_1$.

Para $n=2$ se tiene: $\sqrt[3]{1, i_n = -1}$ De donde $e^{i_n x} = e^{-x} = X_2 + i_n X_2' = X_2 - X_2' \quad (b)$

Y como $e^x = X_2 + X_2'$ se tendrá, multiplicando los dos miembros: $1 = X_2^2 - X_2'^2$

Pongamos para simplificar $X_2 = u$ $X_2' = v$ Se tendrá $u^2 - v^2 = 1$ Y además:

$$\frac{du}{dx} = v \quad \frac{dv}{dx} = u. \quad \text{De donde} \quad dx = \frac{du}{v} = \frac{dv}{u} \quad \text{O bien} \quad dx = \frac{du}{\sqrt{u^2-1}} = \frac{dv}{\sqrt{v^2+1}} \quad (a)$$

Se ve por (a) que x considerada como función de u ó de v no será uniforme al rededor de los puntos $+1$ y -1 para u y al rededor de $+i$ y $-i$ para v .

Designemos por α' la integral $\int \frac{du}{\sqrt{u^2-1}}$ a lo largo del trayecto OM ; por β a lo largo del trayecto OpM , que está separado del primero por el punto de ramal $A(+1)$ y γ la integral OjM que contiene, con el primero, el punto de ramal A' . Tendremos: $\beta = (Oa) + (abc) + (cO) + (OM)$. Pero

$$(Oa) = \int_0^1 \frac{idu}{\sqrt{1-u^2}} = i \int_0^1 \frac{dp}{\sqrt{1-p^2}} = i (\text{arc. sen } p)_0^1 = \frac{\pi}{2} i \quad \therefore (abc) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{i_0 e^{ai} da}{\sqrt{e^{ai}(1+e^{ai})}} = i \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{\frac{1}{2}ai} da}{\sqrt{1+e^{ai}}} = 0$$

La integral es nula, pero la función bajo el signo de integración vuelve a c , con el signo cambiado, pues cuando α crece en 2π , $\frac{1}{2}\alpha$ crece solo en π . La integral (cO) será pues recorrida con un valor igual y contrario al que tomaría si el punto afijo de u no hubiese girado al rededor de A . Se tendrá, pues:

$$(cO) = (OA) = \frac{\pi}{2} i.$$

Por otra parte (OM) será recorrida con el signo cambiado y, por tanto, será $-\alpha'$. Por tanto:

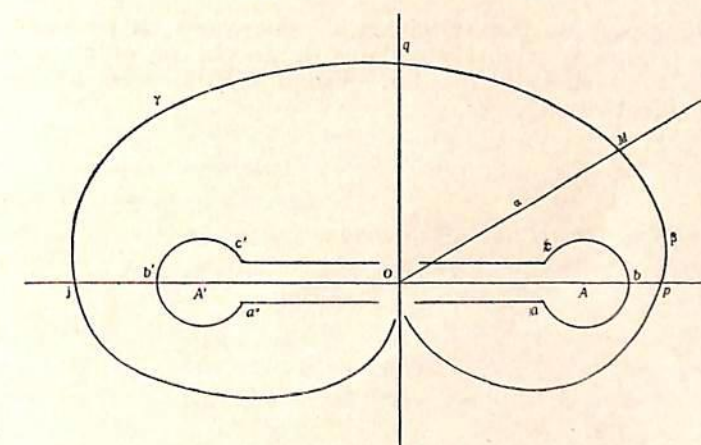
$$\beta = \pi i - \alpha'.$$

Hallamos igualmente para γ el valor:

$$\gamma = -\pi i - \alpha'.$$

Así, la variable x tendrá en M los valores: $\alpha' \quad \pi i - \alpha' \quad -\pi i - \alpha' = \beta - 2\pi i$.

El valor superior se refiere a la primera superficie o plano de Riemman, y los dos segundos, a la inferior. Así, pues, x será una función periódica de u con el período $2\pi i$. Lo propio acontece con v . Se ve pues, que u y v son las funciones hiperbólicas, ya conocidas.



8.—Hagamos $n=3$ y tendremos:

$$\sqrt[3]{1, i_3 = -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2}i, i_3^2 = -\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2}i} \quad \text{Por tanto:} \quad i_3^3 = -1 - i_3$$

De donde $e^{i_3 x} = X_3 + i_3 X_3' + i_3^2 X_3'' = X_3 + i_3 (X_3' - X_3'') - X_3''$ O bien: $e^{i_3 x} = X_3 - X_3' - i_3 (X_3' - X_3'') \quad (c)$

Pongamos $u = X_3 - X_3' \quad v = X_3' - X_3'' \quad w = X_3'' - X_3$

Y tendremos: (1) $u + v + w = 0$ (2) $\frac{du}{dx} = v \quad \frac{dv}{dx} = w \quad \frac{dw}{dx} = u$.

Sustituyendo en (c) el valor de i_3 e igualando las partes reales y las imaginarias, se halla sucesivamente:

$$e^{i_3 x} = u - i_3 v \quad \text{Pero} \quad i_3 = -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2}i = \cos \frac{2\pi}{3} + i \sin \frac{2\pi}{3}. \quad \text{O poniendo} \quad \phi = \text{arc } \frac{2\pi}{3}, i.$$

Se tendrá: $i_3 = -\cos \frac{2\pi}{3} + i \sin \phi \quad \left[\cos \frac{2\pi}{3} = \frac{1}{2} \quad \sin \frac{2\pi}{3} = \frac{\sqrt{3}}{2} \right]$

Haciendo las operaciones, se halla: $u = \frac{e^{-x \cos \phi}}{\sin \phi} \sin \left[x \sin \phi + \frac{\pi}{3} \right] \quad \left[u + v + w = 0 \right]$

$$v = \frac{e^{-x \cos \phi}}{\sin \phi} \sin \left[x \sin \phi + \pi \right] \quad \left[\phi = \frac{\pi}{3} \right] \quad w = \frac{e^{-x \cos \phi}}{\sin \phi} \sin \left[x \sin \phi + \frac{4\pi}{3} \right] \quad \left[\text{tang } \phi = \sqrt{3} \right]$$

Estas son funciones trifásicas de amplitud $\frac{e^{-x \cos \phi}}{\sin \phi}$ decreciente cuando x crece.

Los ceros de las funciones u , v y w se suceden periódicamente, así como sus máximos valores.

La duración de dicho período es $p = \frac{2\pi}{\sin \phi} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}$.

Esta función no admite polo a distancia finita y el punto al ∞ no es polo sino punto esencial.

Dando a n la serie de los números enteros, obtenemos funciones multifaces; pero sólo para $n=4$ se hallan funciones de amplitud constante, y por tanto periódicas; de ahí la importancia que han prestado al análisis.

Como se ve, las funciones u , v y w no son funciones periódicas, propiamente hablando, pero las relaciones de unas con otras sí lo son; ellas admiten tantos ceros como infinitos en cada período.

Existe cierta analogía entre las relaciones de las funciones u , v y w y las funciones circulares como entre las funciones auxiliares de Jacobi, y las funciones elípticas.

En efecto, las funciones indicadas no son periódicas pues no vuelven a los mismos valores, salvo sus ceros que se suceden cada vez que x crece en un múltiplo de $p = \frac{4\pi}{\sqrt{3}}$. En cambio, su amplitud

queda dividida por $e^{\frac{2\pi}{\sqrt{3}}}$ cada vez que x crece en p . En cambio las relaciones de $\frac{u}{v}$ y $\frac{w}{v}$ son periódicas, pues son relaciones de dos senos en las cuales desaparece la amplitud como factor común.

Las funciones auxiliares de Jacobi no admiten sino un solo período, pero cada vez que la variable crece en cierto otro valor, quedan multiplicadas por un factor común: de ahí que las relaciones sean doblemente periódicas.

MONOGRAFIAS ORNITOLOGICAS COLOMBIANAS: TROGONIDAE

ARMANDO DUGAND

Director del Instituto de Ciencias Naturales de la Universidad Nacional
y Jefe de la Sección de Biología Vegetal del Ministerio de la Economía.

Los machos adultos de la familia Trogonidae ostentan colores de extraordinario brillo, y rivalizan en hermosura con los colibríes o chupaflores. Su plumaje es denso, pero suave y de aspecto sedoso, tornasolado en las partes superiores del cuerpo, las cuales son casi siempre de color verde metálico con irisaciones o reflejos dorados, cobrizos, azules o violáceos según el ángulo de incidencia de la luz. Las partes inferiores, desde la mitad del pecho aproximadamente, hasta las coberteras subcaudales inclusive, presentan una coloración sin reflejos metálicos, pero no menos viva y agradable, la cual puede ser roja o amarilla según las especies, variando en el primer caso desde el rosado o encarnado hasta el carmesí encendido, y en el segundo desde el amarillo medio hasta el anaranjado intenso. La cabeza y el antepecho pueden ser del mismo color verde brillante o cobrizo del lomo o también azul oscuro o violáceo en algunas especies. A veces la región ocular y frontal, lo mismo que las plumas malares y auriculares y las de la barbilla y de la garganta son de color negro o negruzco mate.

Las hembras y los machos jóvenes presentan casi siempre una librea mucho menos vistosa, de color grisáceo o pardusco sin reflejos metálicos, aunque en ellos también son rojos o amarillos el abdomen y las subcaudales, pero de tono menos subido que en los machos de su respectiva especie. El plumaje de los machos inmaturos suele ser a veces de coloración intermedia a ambos sexos.

El color rojo o amarillo de las partes inferiores se desvanece gradualmente en los ejemplares disecados cuando se dejan expuestos por mucho tiempo a la luz del sol. En este caso el abdomen se decolora poco a poco, pasando por distintos matices de rosado o de amarillento cada vez más pálidos hasta volverse blanquecino, amortiguándose finalmente o desapareciendo por completo el color primitivo.

Las trogonidas son todas arborícolas y habitan casi exclusivamente en las selvas espesas y umbrosas, tanto en tierra caliente como en las regiones andinas de clima templado-medio y templado-frío, según las especies. Viven solas la mayor parte del tiempo, reuniéndose por parejas solamente en la época del celo. Sus costumbres son sosegadas y se espantan muy poco al paso de los viajeros, soliendo permanecer apaciblemente posadas sobre una rama, ya silenciosas, ya cantando como si ningún peligro las amenazara, y huyen solamente en el

último instante, aún cuando uno se acerque intencionalmente a corta distancia para observarlas. Su canto es más bien monótono y se compone a veces de una misma nota repetida, sibilante y suave, que se parece a la sílaba *cú* dada en tono grave; otras veces es un silbido grave de cuatro o más notas ascendentes, otras uno largo y suave seguido de dos notas cortas, o también una indefinida repetición de las sílabas *cuá cuá cuá*.

Nidifican por lo regular en los huecos de los árboles como los pícidos (carpinteros), aprovechando cuando pueden los nidos abandonados por éstos o por los tucanes, o también agujereando las voluminosas termiteras arborícolas como lo hacen ciertos loros y cotorras.

Se conocen comúnmente en Colombia con los nombres de *soledad*, *sanjuanero*, *cogüay*, *bruja* (región central del país), *palomita de la virgen* (Costa Caribe), *surucua* (Amazonas). Los indios kubeos las llaman *ánna-kapurú*, y el término común para designarlas en la lengua *geral* de la Amazonia es *oróikko*.

Esta monografía está basada principalmente en el examen de las Trogonidae del Instituto de Ciencias Naturales de la Universidad Nacional y del Museo del Instituto de La Salle, en Bogotá, citándose también algunos ejemplares determinados por el Dr. F. Carlos Lehmann en el Museo de la Universidad del Cauca, Popayán, y otros del Museo del Colegio de San José, Medellín, que me han sido comunicados por el Hermano Daniel. A este erudito naturalista, lo mismo que a los Hermanos Apolinar-María y Nicéforo del Instituto de La Salle, expreso mis más rendidas gracias por su gentil y eficaz cooperación, haciéndolas extensivas a mis excelentes colaboradores del Instituto de Ciencias Naturales, Dr. F. Carlos Lehmann, Jefe de la Sección de Ornitología, y J. Ignacio Borrero, Auxiliar de la misma, por el interés especial que tuvieron en conseguir ejemplares y datos durante sus recientes excursiones.

Debo también mi reconocimiento agradecido a los distinguidos ornitólogos Dr. Alexander Wetmore, Director del Museo Nacional de los Estados Unidos y Secretario de la Institución Smithsonian de Washington, y Dr. E. Thomas Gilliard, del Museo Americano de Historia Natural, Nueva York, por la diligente ayuda que me prestaron proporcionándome informaciones de sumo interés con respecto a la identidad taxonómica de algunas especies y formas.