

REVISTA

DE LA

UNION MATEMATICA ARGENTINA

(MIEMBRO DEL PATRONATO DE LA MATHEMATICAL REVIEWS)

ORGANO DE LA

ASOCIACION FISICA ARGENTINA

Director: José Babini

Delegado de la A. F. A.: Mario Bunge

Redactores de la U. M. A.: Julio Rey Pastor, Luis A. Santaló, Mischa Cotlar

Redactores de la A. F. A.: Enrique Gaviola, Richard Gans, Guido Beek



MIEMBROS TITULARES DE LA U. M. A.

J. BABINI (Santa Fe) (fundador). — M. BALANZAT (San Luis). — J. BARRAL SOUTO (B. Aires) (fundador). — C. A. BULA (Rosario) (fundador). — E. COROMINAS (Mendoza). — A. DURAZONA Y VEDIA (B. Aires). — FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES (B. Aires) (fundador). — FACULTAD DE CIENCIAS MATEMÁTICAS (Rosario) (fundador). — FACULTAD DE QUÍMICA INDUSTRIAL (Santa Fe) (fundador). — A. FARENGO DEL CORRO (B. Aires). — Y. FRENKEL (B. Aires). — E. GASPAR (Rosario) (fundador). — F. L. GASPAR (Rosario) (fundador). — J. GIANNONE (Rosario) (fundador). — A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ (Buenos Aires) (fundador). — J. GONZÁLEZ GALÉ (Buenos Aires) (fundador). — M. GUITARTE (Buenos Aires) (fundador). — W. S. HILL (Montevideo) (fundador). — C. ISELLA (Rosario) (fundador). — H. MAGLIANO (La Plata). — OBSERVATORIO ASTRONÓMICO (La Plata). — A. LASCURAIN (Buenos Aires). — J. OLGUIN (Rosario) (fundador). — D. PAPP (Buenos Aires). — P. PÍ CALLEJA (San Juan). — E. R. RAIMONDI (Buenos Aires) (fundador). — J. E. REYNAL (Buenos Aires). — J. REY PASTOR (Buenos Aires) (fundador). — A. E. SAGASTUME BERRA (La Plata). — E. L. SAMATÁN (Buenos Aires) (fundador). — J. SORTHEIX (Tucumán) (fundador). — D. T. A. DE SPELUZZI (Buenos Aires) (fundador). — E. TERRADAS (La Plata) (fundador). — F. TORANZOS (La Plata). — C. A. TREJO (La Plata). — J. C. VIGNAUX (Buenos Aires). — E. H. ZARANTONELLO (La Plata).



BUENOS AIRES

1948



PUBLICACIONES DE LA U. M. A.

Vol. I (1936-1937). Vol. II (1938-1939), Vol. VII (1940-1941), Vol. VIII (1942), Vol. IX (1943), Vol. X (1944-1945), Vol. XI (1945-1946), Vol. XII (1946-1947)

Notas y memorias de J. BABINI, M. BALANZAT, J. BALSEIRO, J. BARRAL SOUTO, A. BATTIG, G. BECK, C. BIGGERI, G. BIRKHOFF, U. BROGGI, C. A. BULA, M. BUNGE, H. E. CALCAGNO, F. CERNUSCHI, A. W. CONWAY, E. COROMINAS, C. CRESPO, E. A. DE CESARE, J. DE CICCIO, J. A. DEL PERAL, J. FAVET, E. FERRARI, V. y A. FRAILE, Y. FRENKEL, R. FRUCHT, E. GASPAS, E. GAVIOLA, A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ, A. J. GUARNIERI, J. E. HERRERA, E. KASNER, G. KNIE, N. KRIVOSHEIN, T. LEVI-CIVITA, W. LUYTEN, W. MÄCHLER, J. L. MASSERA, L. NACHBIN, M. PETROVICH, M. M. PEIXOTTO, A. PETRACCA, E. R. RAIMONDI, J. J. REBELLA, J. REY PASTOR, S. RÍOS, P. ROSSELL SOLER, M. SADOSKY, R. SAN JUAN, L. A. SANTALÓ, M. SCHÖNBERG, S. SISPAHOV, A. TERRACINI, P. THULLEN, F. TORANZOS, J. V. USPENSKY, G. VALIRON, G. WATAGHIN, J. WÜRSCHMIDT.

Informes de las reuniones de la Asociación Física Argentina.
Soluciones de temas propuestos. Bibliografía, Crónica, etc.

Vol. III (1938-1939). Vol. IV (1939). Vol. V (1940). Vol. VI (1940-1942).

Fascículos separados

Nº 1. GINO LORIA. *Le Matematiche in Ispagna e in Argentina*. — Nº 2. A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ. *Sobre las series de funciones de Hermitic*. — Nº 3. MICHEL PETROVICH. *Remarques arithmétiques sur une équation différentielle du premier ordre*. — Nº 4. A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ. *Una nueva demostración del teorema límite del Cálculo de Probabilidades. Condiciones necesarias y suficientes para que una función sea integral de Laplace*. — Nº 5. NIKOLA OBRECHKOFF. *Sur la sommation absolue par la transformation d'Euler des séries divergentes*. — Nº 6. RICARDO SAN JUAN. *Derivación e integración de series asintóticas*. — Nº 7. Resolución adoptada por la U. M. A. en la cuestión promovida por el Sr. Carlos Biggeri. — Nº 8. F. AMODEO. *Origen y desarrollo de la Geometría Proyectiva*. — 9. CLOTILDE A. BULA. *Teoría y cálculo de los momentos dobles*. — Nº 10. CLOTILDE A. BULA. *Cálculo de superficies de frecuencia*. — Nº 11. R. FRUCHT. *Zur Geometria auf einer Fläche mit indefiniter Metrik (Sobre la Geometría de una superficie con métrica indefinida)*. — Nº 12. A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ. *Sobre una memoria del Prof. J. C. Vignaux*. — Nº 13. E. TORANZOS. *Sobre las singularidades de las curvas de Jordan*. — Nº 14. M. BALANZAT. *Fórmulas integrales de la intersección de conjuntos*. — Nº 15. G. KNIE. *El problema de varios electrones en la mecánica cuantista*. — Nº 16. A. TERRACINI. *Sobre la existencia de superficies cuyas líneas principales son dadas*. — Nº 17. L. A. SANTALÓ. *Valor medio del número de partes en que una figura convexa es dividida por n rectas arbitrarias*. — Nº 18. A. WINTNER. *On the iteration of distribution functions in the calculus of probability (Sobre la iteración de funciones de distribución en el cálculo de probabilidades)*. — Nº 19. E. FERRARI. *Sobre la paradoja de Bertrand*. — Nº 20. J. BABINI. *Sobre algunas propiedades de las derivadas de las primitivas de los polinomios de Legendre*. — Nº 21. R. SAN JUAN. *Un algoritmo de sumación de series divergentes*. — Nº 22. A. TERRACINI. *Sobre algunos lugares geométricos*. — Nº 23. V. y A. FRAILE y C. CRESPO. *El lugar geométrico y lugares de puntos áreas en el plano*. — Nº 24. R. FRUCHT. *Coronas de grupos y sus subgrupos, con una aplicación a los determinantes*. — Nº 25. E. R. RAIMONDI. *Un problema de probabilidades geométricas sobre los conjuntos de triángulos*.

En 1942 la U. M. A. ha iniciado la publicación de una nueva serie de "Memorias y monografías" de las que han aparecido hasta ahora las siguientes:

Vol. I; Nº 1. — GUILLERMO KNIE, *Mecánica ondulatoria en el espacio curvo*. Nº 2. — GUIDO BECK, *El espacio físico*. Nº 3. — JULIO REY PASTOR, *Integrales parciales de las funciones de dos variables en intervalo infinito*. Nº 4. — JULIO REY PASTOR, *Los últimos teoremas geométricos de Poincaré y sus aplicaciones. Homenaje póstumo al Prof. G. D. BIRKHOFF*.

Vol. II; Nº 1. — YANNY FRENKEL, *Criterios de bicompatibilidad y de H -completitud de un espacio topológico accesible de Fréchet-Riesz*. Nº 2. — GEORGES VALIRON, *Fonctions entières*.

Además han aparecido tres cuadernos de *Miscelánea matemática*.

REMARQUES SUR UN THEOREME DE S. BERNSTEIN

par G. VALIRON (*)

Dans ses Leçons sur les propriétés extrémales et la meilleure approximation des fonctions analytiques d'une variable réelle⁽¹⁾ S. Bernstein a énoncé diverses propositions que contiennent la suivante:

Si une fonction réelle $f(x)$ de la variable réelle x admet les dérivées de tous les ordres sur un segment (a, b) et si $f(x)$ et ses dérivées d'ordre pair sont toutes positives ou nulles sur ce segment, $f(x)$ est analytique dans l'intervalle (a, b) .

Le but de cette note est de rattacher directement cette proposition à la formule de Taylor-Lagrange et de la préciser. L'énoncé obtenu permet de simplifier dans les cours certaines démonstrations, notamment celle relative au développement en série entière de $(1+x)^m$. Nous établissons que:

Si $f(x)$ est positive ou nulle, ainsi que ses dérivées d'ordre pair pour $|x| \leq \alpha$, $f(x)$ est développable en série entière pour $|x| < \alpha$.

Introduisons la fonction

$$g(x) = f(x) + f(-x)$$

qui est paire et positive, et dont les dérivées d'ordre pair sont positives. Les dérivées d'ordre impair étant nulles à l'origine, la formule de Taylor-Lagrange permet d'écrire

(*) Exposé par el autor en la reunión realizada por la Unión Matemática Argentina el 13 de setiembre de 1946.

(1) GAUTHIER VILLARS, Paris, 1926. Voir p. 193 et suivantes. Voir aussi Math. Annales, 1914.

$$g(\alpha) = g(0) + \frac{\alpha^2}{2} g''(0) + \dots + \frac{\alpha^{2p}}{(2p)!} g^{(2p)}(0) + R_{2p+2}$$

avec

$$R_{2p+2} = \int_0^\alpha \frac{(\alpha-t)^{2p+1}}{(2p+1)!} g^{(2p+2)}(t) dt,$$

et l'on a, après les hypothèses,

$$(1) \quad R_{2p+2} \leq g(\alpha).$$

Pour $|x| < \alpha$, on a de même,

$$g(x) = g(0) + \frac{x^2}{2} g''(0) + \dots + \frac{x^{2p}}{(2p)!} g^{(2p)}(0) + r_{2p+2}(x).$$

où

$$r_{2p+2}(x) = \int_0^x \frac{(x-t)^{2p+1}}{(2p+1)!} g^{(2p+2)}(t) dt.$$

La fonction $r_{2p+2}(x)$ est paire. En écrivant, pour $0 < x \leq \alpha$ et $0 \leq t \leq x$,

$$(\alpha - t) \leq \frac{x-t}{\alpha-t} (\alpha - t) \leq \frac{x}{\alpha} (\alpha - t)$$

on voit que

$$r_{2p+2}(x) < \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{2p+1} \int_0^\alpha \frac{(\alpha-t)^{2p+1}}{(2p+1)!} g^{(2p+2)}(t) dt \leq \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{2p+1} R_{2p+2}$$

donc, d'après (1), $r_{2p+2}(x)$ tend vers zéro lorsque p croît indéfiniment. Si $|x| < \alpha$, $g(x)$ est développable en série entière

$$(2) \quad g(x) = g(0) + \dots + \frac{x^{2p}}{(2p)!} g^{(2p)}(0) + \dots$$

Appliquant la formule de Taylor à $f(x)$, on a

$$(3) \quad f(x) = f(0) + x f'(0) + \dots + \frac{x^{2p+1}}{(2p+1)!} f^{(2p+1)}(0) + \rho_{2p+2}(x)$$

avec

$$\rho_{2p+2}(x) = \int_0^x \frac{(x-t)^{2p+1}}{(2p+1)!} f^{(2p+2)}(t) dt.$$

Et, puisque

$$0 \leq f^{(2p+2)}(t) \leq g^{(2p+2)}(t),$$

on a

$$|\rho_{2p+2}(x)| \leq r_{2p+2}(x).$$

Dans la formule (3), le reste tend donc vers zéro lorsque p croît indéfiniment; $f(x)$ est développable en une série obtenue en groupant les termes en x^{2p} et x^{2p+1} . Mais comme la série converge, et comme $f^{(2p)}(0) \leq g^{(2p)}(0)$, on peut ne pas faire ce groupement, et la proposition énoncée est établie.

La proposition reste évidemment vraie si les dérivées de même parité sont toutes de même signe à partir d'un certain rang pour $|x| < \alpha$. C'est le cas pour $(1+x)^m$ et $|x| < 1$. On obtient sans calculs la formule du binôme.

Lorsque toutes les dérivées d'ordre pair de $f(x)$ sont positives ou nulles pour $x > 0$, la fonction $f(x)$ est fonction holomorphe de la variable complexe x lorsque la partie réelle de x est positive. Des séries du type de Dirichlet

$$F(x) = \sum c_q e^{-\lambda_q x}$$

où les c_q et λ_q sont positifs rentrent dans ce cas, et la fonction $F(x)$ peut admettre comme coupure l'axe des quantités imaginaires. Si $f(x)$ et ses dérivées paires sont positives quel que soit x réel, $f(x)$ est une fonction entière. Les fonctions en-

tières paires dont le développement taylorien a ses coefficients positifs ou nuls rentrent dans ces cas, ainsi que les fonctions définies par

$$F(x) = \sum_{q=0}^{\infty} c_q e^{\lambda_q x}$$

où les c_q sont positifs et les λ_q réels, et où la série

$$\sum c_q e^{|\lambda_q x|}$$

converge quel que soit x . Si les λ_q sont, en outre, positifs, $F(x)$ et toutes ses dérivées sont positives, mais l'ordre de $F(x)$ est au moins égal à un.

ASOCIACION FISICA ARGENTINA

INFORMES Y COMUNICACIONES DE LA UNDECIMA REUNION

ADYLIO ATILIO CICCHINI (Instituto de Física, Buenos Aires) : *Medición de la intensidad de la Radiación Cósmica en la ciudad de Buenos Aires.*

El objeto fundamental de este trabajo fué detectar radiación cósmica en el Instituto de Física de la Universidad de Buenos Aires. Para satisfacer tal propósito se construyó un equipo completo de triple coincidencia y se utilizó contadores de Geiger-Müller de dos tipos diferentes (grupo I y II).

Cada rama del circuito de triple coincidencia consta de un circuito de extinción a reacción de Maze, una válvula cátodo «follower» y una válvula de Rossi. Las tres ramas concurren a una discriminadora. Como registrador eléctrico para accionar el registrador mecánico (contador telefónico) se utilizaron dos circuitos, uno basado en el multivibrador y el otro en un circuito a «thyatrón».

Se observó en doble y triple coincidencia, con los contadores del grupo I y II y con diferentes disposiciones de ellos; así como con diferentes registradores.

Se comprobó la ley del coseno cuadrado de la distancia cenital.

$$N(z) = N(0) \cdot \cos^2 z.$$

Se determinó la asimetría este-oeste 7 % a 45° y 8 % a 60°.

Se determinó la intensidad direccional de la radiación cósmica, a partir de los resultados obtenidos en las distintas disposiciones mediante el cálculo de las correspondientes constantes.

$$j(z) = C \cdot N(z).$$

Los resultados obtenidos fueron concordantes entre sí. El resultado fué corregido, con los factores de eficiencia y de absorción del edificio (mediante observaciones realizadas en la terraza de la Facultad). Se obtuvo: 37,7 rayos/cm²hora.ang. sol. [Error 3,0%]. Comparado nuestro resultado con el de Johnson, obtenido en el ecuador y al nivel del mar, da para Buenos Aires un efecto de latitud de la radiación vertical del 9 %.

J. M. ELÍAS (Instituto de Física, La Plata): *Medición del cromatismo de una lente.*

Tapando la lente con una pantalla a la cual se le practica dos agujeros simétricos, se enfoca el orificio de un diafragma sobre la ranura de un espectrógrafo. El agujero superior forma un espectro vertical sobre ésta; el inferior forma uno inverso.

A éstos el espectrógrafo los dispersa horizontalmente dando dos espectros convergentes; la tangente del ángulo que forman es, para una dispersión dada, proporcional al cromatismo de la lente. Midiendo la distancia variable entre los espectros en las longitudes de onda requeridas, y la distancia entre los agujeros de la pantalla, se calcula el cromatismo, desde luego referido a una distancia focal definida, con la fórmula $\frac{\Delta f}{f} =$

$\frac{y}{R}$ donde y es la distancia variable.

El método ha sido propuesto por el Prof. Gans.

FRANCISCO GARCÍA OLANO, *Una nueva solución aproximada de la ecuación de estado de los sólidos.*

Resumen. — El problema de obtener una expresión que ligue la presión, el volumen y la temperatura de un sólido no ha encontrado hasta ahora solución satisfactoria. Después de los trabajos de Mie, Gruneisen y Born se parte de la ecuación:

$$E = -\frac{a}{r^m} + \frac{b}{r^n}$$

El autor propone en cambio partir de una expresión del tipo

$$E = -\frac{a}{r} + \frac{b}{r-d}$$

Las letras a , b y r tienen el mismo significado que en la fórmula de Born. d es una constante del cuerpo.

En esta comunicación se desarrolla la fórmula que liga la presión hidrostática uniforme aplicada sobre la superficie de un cuerpo, con su volumen manteniendo la temperatura constante. Se comparan los resultados teóricos con los experimentales, encontrándose una concordancia muy satisfactoria.

Se halla para la constante $\frac{d}{r_0}$ un valor de alrededor de 0.25 para los álcalis; de alrededor de 0.50 para un gran número de metales y de alrededor de 0.75 para los metales más pesados (Au , Pb , Pt , Ir).

Se desarrollan estas relaciones entre el coeficiente $(1 - \frac{d}{r_0})$ y diversas propiedades del cuerpo.

JUAN T. D'ALESSIO y PEDRO S. HITA (Instituto de Física de Buenos Aires y Administración Gral. de Vialidad): *Sobre viscosidades anómalas en líquidos.*

En un trabajo anterior⁽¹⁾ hemos descripto un método para determinar viscosidades del orden de 10^6 a 10^8 poises, basado en la expulsión de la sustancia a través de un tubo por presiones hasta de 100 Kgr/cm². Los resultados obtenidos con asfaltos de diversos orígenes muestran que su comportamiento reológico⁽²⁾ es, en casi todos los casos, anómalo, pues el volumen que escurre en la unidad de tiempo no es proporcional a la presión.

Representados tales resultados en escala logarítmica (doble) hemos hallado que en todos los casos, el logaritmo del

(1) P. S. HITA, *Industria y Química*, 7, p. 43, (1945).

(2) La reología comprende la viscosidad, elasticidad, tixotropía, etc.

volumen varía linealmente con el logaritmo de la presión; es decir:

$$\log V = n \log P + \log a.$$

En donde a y n no dependen de la presión.

Hemos ensayado la relación

$$f = \eta \cdot a \cdot \left(\frac{dv}{dr}\right)^{\frac{1}{n}}$$

en vez de la clásica, formulada por Newton.

(f = fuerza tangencial, a = área, η = viscosidad, $\left(\frac{dv}{dr}\right)$ gradiente de velocidad normal a la dirección del movimiento).

La interpretación de esta ecuación para tubos capilares, conduce a la fórmula

$$V = \frac{\pi P^n R^{n+3}}{(2 \eta l)^n n+3}$$

(P = presión, R = radio del tubo, l = longitud del tubo, V = volumen en la unidad de tiempo)

que contiene como caso particular a la fórmula de Poiseuille cuando $n=1$.

Esta fórmula expresa correctamente la relación $V=f(P)$ para todas las sustancias que hemos estudiado. En éstas, n resulta independiente de las dimensiones del tubo y varía muy poco con la temperatura, disminuyendo levemente al crecer ésta; n puede ser un buen índice del comportamiento reológico de los líquidos.

Se continúa ensayando esta fórmula.

CARLOS PAGLIALUNGA (A. E. F.) (Instituto de Física, La Plata):
Ranura de precisión para Espectrógrafo.

En los espectrógrafos de gran dispersión, cuando se quiere aprovechar al máximo su poder resolutor, es necesario utilizar ranuras de ancho muy reducido (del orden de algunos micro-

nes) siendo muy deseable que este ancho se mantenga constante dentro de un 5 % en todo el largo de la misma que es, en este caso, de 28 mm.

Estos requerimientos son bastante difíciles de llenar si se utiliza el sistema convencional de guías en forma de «cola de milano», pero es relativamente fácil de obtener si se reemplaza el uso de guías por un sistema de pivotes que giren sobre esferas de acero, las cuales no posean un error de esfericidad superior a $0,1 \mu$; es decir, se reemplaza el desplazamiento en el plano de las cuchillas y perpendicular a sus filos, por uno de rotación alrededor de ejes paralelos a los mismos. Como los ejes están determinados con una precisión de $\pm 0,1 \mu$ el paralelismo de las cuchillas puede asegurarse dentro de $\pm 0,2 \mu$, que ya supera los requerimientos expuestos más arriba.

La variación de temperatura la afecta en forma proporcional al ancho de la apertura; suponiendo un ancho medio de 20μ resulta del orden de $3,4 \times 10^{-4} \mu/\tau$. El ancho es una función aproximadamente parabólica de las lecturas efectuadas en el tambor, que se halla dividido en 50 partes, correspondiendo aproximadamente 1μ a cada una de las primeras divisiones.

Esta ranura fué construída para el espectrógrafo de red del Instituto de Física de La Plata, usándose con un ancho de 6.5μ .

Agradezco al Dr. Ricardo Platzeck el haberme facilitado el taller del Observatorio Astronómico de Córdoba para su construcción, como así también al Dr. Ricardo Gans por la misma razón con respecto al taller del Instituto de Física de La Plata.

JUAN T. D'ALESSIO (Instituto de Física de Buenos Aires): *Sobre el método del anillo para la medición de la tensión superficial.*

El método del anillo da valores poco exactos de la tensión superficial cuando se calcula con la fórmula simple: $\alpha = \frac{P}{2l}$ (α = tensión superficial, P = fuerza máxima de ruptura de la lámina líquida, l = longitud del alambre del anillo).

Harkins y Jordan⁽¹⁾ han obtenido factores de corrección

(¹) HARKINS Y JORDAN, *J. Am. Chem. Soc.* 52, p. 1751 (1930).

comparando este método con el de ascenso capilar, lo cual eleva notablemente la exactitud del mismo.

Dervichian y Clark⁽²⁾ han indicado una relación simple entre la tensión superficial α , la fuerza P y el peso específico ρ del líquido:

$$\frac{\alpha}{\rho} = a \frac{P}{\rho} - b$$

en donde a y b son constantes que dependen de las dimensiones del anillo.

Hemos comparado ambos procedimientos de cálculo de α con una instalación más adecuada que el tensiómetro de Du Nouy⁽³⁾, determinando la tensión superficial de 13 líquidos con valores de α entre 17 y 72 y ρ entre 0,7 y 2,5. Se han obtenido los resultados siguientes:

a) Con las tablas de corrección de Harkins y Jordan se alcanza en todos los casos una exactitud del orden de la indicada por los autores (2 a 3 por mil).

b) Con la relación de Dervichian y Clark se obtiene en general una exactitud de 2 a 3 por ciento, pero para valores pequeños de $\frac{\alpha}{\rho}$ (líquidos de baja tensión superficial y alto peso específico) los errores alcanzan al 25 % o más. Por ejemplo con el yoduro de metilo se obtiene un error del orden del 20 %.

RICARDO GANS, (Instituto de Física, La Plata): *Un nuevo estroboscopio.*

Un prisma de inversión (véase la figura) tiene la propiedad que al girarlo alrededor del eje AE en un ángulo α un objeto en A observado desde E parece girar en 2α , de manera que un cuerpo girante con la velocidad ω en A parece en reposo, mirado desde E , si el prisma gira con la velocidad $\frac{\omega}{2}$.

La ventaja en comparación con un estroboscopio ordinario

(²) DERVICHIAN Y CLARK, *C. R.* 207, p. 277 (1938).

(³) J. T. D'ALESSIO, *Tesis* (1939) y O. RIAL y R. TRUCCO, *Tesis* (1942).

ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): *El Clima de la Antártida y su probable variación en un futuro cercano.*

Lo poco que se conoce respecto al clima de la zona glacial antártida muestra que es análogo al de Groenlandia. Groenlandia está casi totalmente cubierta de una espesa capa de hielo cuya superficie forma una meseta casi horizontal. Los vientos dominantes en la periferia son centrifugales y alcanzan velocidades de 200 km. por hora. En el centro del continente existe una zona de relativa calma, donde aire frío baja desde la subestratósfera. Tal régimen de vientos se debe, en parte, al elevado coeficiente de reflexión del hielo para la radiación solar. La meseta glacial es formada por los cristales que caen con la masa de aire frío descendente central y es reducida por los vientos centrifugales que barren el hielo hacia el mar. Se ha observado en los últimos 30 años un descenso del nivel de la meseta glacial. Igual fenómeno ha sido registrado en Antártida, donde han aflorado sobre la plataforma congelada las redondeadas cimas de las altas montañas, al bajar el nivel del hielo unos 600 metros. Este proceso debe ser acelerado por efecto del alto coeficiente de absorción de la radiación solar por parte de la tierra desnuda de hielo. Si el proceso continúa, acelerándose, un tiempo suficiente para que grandes zonas oscuras queden al descubierto, puede producirse un cambio radical en el régimen de los vientos y, con ello, en el clima de la Antártida.

ENRIQUE GAVIOLA (Cristalerías Rigolleau, Berazategui): *Pantallas de Radiación en Hornos industriales.*

Las paredes de hornos industriales, tales como los usados para fundir vidrio, alcanzan temperaturas de hasta 300° C. Para proteger a los obreros que trabajan cerca, se usan diversas pantallas de materiales aisladores y de chapas conductoras. Una pantalla ideal debe ser eficaz, liviana y económica. Cálculo en condiciones de estado estacionario y ensayos sobre hornos industriales muestran que una pantalla formada por 2 chapas de aluminio, separadas por un espacio de aire, con cara brillante hacia el horno y negra (para el infrarrojo) hacia el ambiente

de trabajo se acerca a esas condiciones. Pintura de aluminio no es equivalente a una chapa de ese metal. Materiales aislantes — como asbesto, lana de vidrio, etc. — intercalados entre las 2 chapas no mejoran el resultado.

RICARDO PLATZECK y ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba):
Prueba y medición de superficies ópticas planas y cuasi-planas con espejo esférico auxiliar.

En la construcción de espejos planos de tamaño considerable, como lo son las diagonales newtonianas de los grandes telescopios reflectores, suele tropezarse con el problema de la determinación de su forma en las últimas etapas del trabajo óptico. Los métodos interferométricos quedan descartados cuando se necesitan muy pocos espejos planos del tamaño mencionado, ya que ellos requieren un plano patrón de alta calidad.

El método desarrollado y puesto en práctica durante varios años en el Observatorio se basa en el astigmatismo que produce una superficie convexa o cóncava al interceptar un haz de luz convergente cuyo eje forma un ángulo apreciable con la normal a la superficie mencionada. Las fórmulas obtenidas permiten estudiar también a aquellas superficies ópticas que se apartan considerablemente del plano (lentes correctoras de Schmidt), pero en tal caso las expresiones resultan más complejas. Se analizan los diferentes casos que pueden presentarse, indicando en cada caso la forma más adecuada de trabajar. El espejo esférico auxiliar puede ser varias veces más pequeño que la superficie que se quiere medir. El método es además absoluto ya que no se requiere un plano patrón para determinar la forma de superficies planas o casi planas.

RICARDO PLATZECK (Observatorio de Córdoba): *El espectro de Próxima Centauri.*

Se obtuvieron siete espectros de Próxima Centauri (magnitud fotográfica aproximada: 13) con el espectrógrafo a red de Wood acoplado al reflector de Bosque Alegre, que proporciona una dispersión de 40 Å/mm. El espectro de absorción

aparece en tres de los espectros, pero está subexpuesto aún con siete horas de exposición; si bien no puede medirse es posible reconocer el tipo espectral, que es *M*. Aparecen además las líneas en emisión: H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H y K (del calcio ionizado). La velocidad radial que muestran esas líneas es de $-15,3$ Km/segundo.

RICARDO PLATZECK, ALBERTO MAIZTEGUI y ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): *Método para determinar los instantes del segundo y tercer contactos en eclipses totales de Sol.*

El método de Bonsdorff consiste en tomar una película cinematográfica del Sol durante los contactos. En la película se inscriben registros de tiempo, y se consigue determinar los instantes de contacto, en condiciones favorables, dentro de los 0.02 segundos.

Nuestro método consiste en tomar una película cinematográfica, pero no del Sol, sino de la pupila de entrada de un objetivo, obteniéndose imágenes circulares de ennegrecimiento uniforme, o usar un dispositivo foto-eléctrico registrador.

La intensidad de la luz solar es, con suficiente aproximación para pequeños valores de t :

$$i = C \cdot t^{3/2}$$

t es el lapso que falta para el segundo contacto, o el que transcurrió desde el tercero; C es una constante para cada eclipse. La intensidad de la corona puede ser supuesta constante para la duración del eclipse total.

Del estudio fotométrico de las imágenes, o del registro foto-eléctrico y la fórmula anterior se obtienen los instantes de contacto.

Admitiendo un error fotométrico del 5%, y que el Sol sea 100.000 veces más luminoso que la corona, cada imagen da el contacto con error de 0.01 segundo. Si el primero es del 1% y la relación de 1.000.000, cada determinación tiene un error de 0.001 segundos. El error de la determinación definitiva es menor, pues se dispone de varias imágenes, y está limitado por otros factores, como la transmisión e inscripción de las señales horarias.

Esperamos que el método sea aplicable aún en el caso en que el cielo se presente nublado, si se usan aparatos suficientemente sensibles. Ello aumentaría varias veces la probabilidad de aprovechamiento de un eclipse futuro.

CRONICA DE LA DUODECIMA REUNION

La Duodécima Reunión de la AFA efectuóse en el Observatorio de Córdoba el 19 y el 20 de Septiembre de 1948. Al nutrido programa oficial de esos dos días se sumaron, extraoficialmente, una conferencia del Doctor R. Gans el 18, una exposición del Doctor J. Costa Ribeiro el 21 y una clase de seminario del Doctor H. Kleesattel el 22. El 21 se efectuaron, también, visitas a la Estación Astrofísica de Bosque Alegre y a los Talleres de los FF.CC. del Estado, esta última por invitación de su Jefe el Ing. C. La Padulá.

Las sesiones científicas fueron atendidas por una calificada concurrencia de entre 40 y 60 personas, la que hacía parecer chica el aula grande del Observatorio. Las universidades de Río, Buenos Aires, La Plata, Córdoba, Tucumán y Cuyo estuvieron representadas.

El Doctor Ricardo Platzek fué elegido presidente de la Duodécima Reunión y los Doctores Ricardo Gans, Joaquín Costa-Ribeiro y Ernesto E. Galloni, vicepresidentes. Actuaron como secretarios los señores Canals Frau y Westerkamp.

La mayoría de las 20 comunicaciones científicas presentadas dejaron buena impresión: la física, la astronomía, la físico-química, y la matemática aplicada parecen estar encontrando el camino fecundo del trabajo sincero; las malezas de la simulación dan muestras de estar vencidas. La discusión de los trabajos no fué suficiente: varios trabajos buenos pasaron sin-ella. En otros casos, fué viva y saludable.

El informe de Canals Frau y sus placas con explosiones nucleares atrajeron el interés de muchos visitantes de la nueva generación de físicos.

De las 20 comunicaciones originales presentadas personalmente por sus autores, 1 provino de Río de Janeiro, 9 de la Universidad de Buenos Aires, 6 de Córdoba (4 del Observatorio y 2 de la Universidad), 3 de la Universidad de La Plata

y 1 de la de Tucumán. Esta proporción está en mejor acuerdo con el número de personas dedicadas a la ciencia en cada lugar que en reuniones anteriores. La producción de La Plata y de Tucumán es, sin embargo, todavía insuficiente.

En las reuniones de C. D. y en la Asamblea se consideró la demora con que aparecen los artículos científicos en la Revista y se autorizó a la C. D. a gestionar el aumento de su volumen, si es necesario, aunque haya que afrontar un aumento de costo.

El escrutinio de la elección de autoridades para el bienio 1948-50 arrojó el siguiente resultado:

Enrique Gaviola,	Presidente
Estrella M. de Mathov,	Tesorero.
Secretarios locales:	
Ernesto E. Galloni,	Buenos Aires
Marco A. Poggio,	La Plata
Guido Beck,	Córdoba
José Würschmidt,	Tucumán.

La Asamblea resolvió que la Décimotercera Reunión se efectúe en Buenos Aires, en la Semana de Mayo de 1949.

Entre las reuniones y comidas íntimas efectuadas en las residencias particulares de los socios de Córdoba, se destacó el «cocktail-party» en casa del Dr. Beck, brillante, amable y ameno, como es ya tradicional.

E. Gaviola.

INFORME BIANUAL DEL PRESIDENTE DE LA ASOCIACION
FISICA ARGENTINA. - 1946-48

En los dos años transcurridos desde la Reunión anterior en Córdoba, la AFA ha aumentado su valor como organización práctica para fomentar el progreso de la investigación y de la enseñanza por medio de reuniones científicas periódicas y de la publicación de los resultados originales, y como fuerza moral que estimula el trabajo sincero y lo defiende de la simulación. Ha aumentado el número de físicos que producen científicamente.

camente sin el estímulo constante del Dr. Beck. Pero no ha aumentado bastante. Hay síntomas favorables: han surgido algunos hombres jóvenes capaces de inspirar y de dirigir investigaciones. Cada uno de estos, si persevera, será un centro más de actividad científica. Quiero llamar la atención de los físicos — para que les sirva de estímulo y de desafío — sobre el hecho de que dos de ellos provienen del campo de la química.

Las posibilidades materiales de trabajar en ciencia han mejorado, a pesar de todo. No hay excusas hoy como hace dos años para permanecer menos de 6 horas diarias en el laboratorio o pieza de trabajo. Existen, también, motivos psicológicos para ayudar a los científicos a sobreponerse a su enemigo principal, el sentimiento de inferioridad: un investigador argentino, el doctor Bernardo Houssay, ha obtenido el premio Nobel de biología; un joven físico brasileño, el Dr. Cesar Lattes, ha hecho una contribución fundamental a la física nuclear, al descubrir el mesotróon artificial.

Un campo nuevo y fecundo se está abriendo a los físicos: la industria ha llegado ya a un grado tal de desarrollo, que necesita de la colaboración de la investigación científica.

Una parte de los jóvenes físicos podría, con provecho, orientarse hacia la investigación industrial. La industria es, a la larga, el mejor apoyo a la investigación científica. Tengan presente los jóvenes que se orienten hacia ese rumbo, que la industria necesita físicos y químicos completos; con amplia experiencia en investigación; en lo posible, en más de una especialidad.

El número de socios ha aumentado a 131. De ellos, la proporción de activos ha crecido: por la producción de nuestras escuelas y por la incorporación al país de físicos graduados en el extranjero. Deseo dar a ambos grupos la bienvenida a la arena científica, en nombre de la Asociación Física Argentina. De ambos esperamos que superen lo que pudimos hacer las generaciones anteriores.

La colaboración fraternal con los físicos brasileños ha continuado y continúa. Alumnos y profesores nuestros han visita-

do Río y San Pablo y han traído enseñanzas e instrumentos; profesores y alumnos brasileros han visitado Buenos Aires, La Plata, Tucumán, Córdoba y el Instituto de Física Teórica de la Pampa de Achala y nos han dejado enseñanzas y gr̄atos recuerdos.

La 9^a. Reunión, efectuada en Buenos Aires, en abril de 1947, fué modesta, por el escaso número de comunicaciones originales. Durante la misma, la Asamblea de la AFA resolvió hacer público su apoyo al proyecto de Instituto Científico presentado por los senadores G. Sosa Loyola y F. R. Luco. El Senado de la Nación acaba de aprobar ese proyecto.

La 10^a. Reunión, efectuada en La Plata, en Septiembre de 1947, marcó un franco paso adelante, en cuanto a número de trabajos originales presentados. En ella tuvimos el placer de saludar el reintegro del doctor Ricardo Gans a la física argentina, después de 22 años de ausencia.

La 11^a. Reunión, efectuada en Tucumán, en la Semana de Mayo de este año, mostró que la investigación principal a andar sin muletas. La distancia ha demostrado ser un acicate a la concurrencia de científicos y sus familias: La ciencia no está reñida con el turismo.

Ha sido necesario aumentar la cuota de la AFA para la revista de la UMA - AFA a doscientos pesos mensuales, por la desvalorización de la moneda. Ello obligó a aumentar las cuotas de los socios en un peso por mes. Nuestras relaciones con la Unión Matemática Argentina continúan siendo cordiales y de mútuo provecho.

La AFA fué invitada a afiliarse a la Unión Internacional de física por su Secretario el profesor P. Fleury. Aceptamos ese honor, manifestando, al mismo tiempo, que no estamos en condiciones de contribuir a su sostenimiento pagando la cuota reglamentaria. Tengo noticias, aún no oficiales, de que ha sido aceptada nuestra afiliación, mediante el pago nominal de un dólar por año.

Córdoba, septiembre de 1948.

INFORMES Y COMUNICACIONES DE LA DUODECIMA REUNION

Celebrada en el Observatorio Astronómico de Córdoba los días 19 y 20 de setiembre de 1948 bajo la presidencia del Dr. RICARDO PLATZECK

INFORMES

RICARDO GANS (Universidad de La Plata): *Sobre la radiación de antenas, una crítica y un programa.*

Desde los tiempos de Lord Kelvin y Kirchhoff hasta el día de hoy se deduce la distribución de la intensidad de corriente en antenas mediante la llamada ecuación del telégrafo. Que esta no puede ser exacta resulta de la constancia de la amplitud, si se desprecia la resistencia; es decir, esa ecuación no da cuenta de la radiación de la antena. Retocarla introduciendo posteriormente una resistencia de radiación es un remedio de emergencia. Hay que proceder según Hallén, pero se puede hacerlo de manera mucho más sencilla. Así se deduce una ecuación integral para la intensidad de la corriente, la que Hallén resuelve por un procedimiento de aproximación poco convergente. Se propone un método de tratamiento mucho mejor.

MANUEL BEMPORAD (Universidad de La Plata): *Sobre la desintegración beta.* (Apareció en *Ciencia e Investigación*, 4, 399 (1948).

DAMIÁN CANALS FRAU (Observatorio Astronómico, Córdoba): *El método de las placas fotográficas aplicado al estudio de la radiación cósmica.* (Aparecerá en *Ciencia e Investigación*).

RESÚMENES DE LAS COMUNICACIONES

R. A. BUSCH (Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Buenos Aires): *Termoquímica de algunas Combinaciones del Carbono, Energías de Ligadura y Estados de Valencia del Carbono.*

Se propone una revisión de la interpretación teórica de las triples y dobles ligaduras del carbono.

Se muestra que la triple ligadura puede interpretarse en las combinaciones del tipo del acetileno como una simple ligadura entre átomos de carbono en su estado 3P . Esta hipótesis permite obtener correctamente el calor de hidrogenación del acetileno y del alileno a etano y propano respectivamente, admitiendo que las energías de las ligaduras $C-H$ y $C-C$ en ellos son del mismo orden de magnitud que en los hidrocarburos saturados. Esta suposición contradice los resultados de otros autores, quienes proponen valores mucho mayores para las energías citadas, deducidos de la menor distancia $C-H$ y $C-C$ en el acetileno. Admitiendo la hipótesis antes citada sobre el estado del carbono en las combinaciones con triple enlace, se ofrece una interpretación más simple para el acortamiento de las distancias interatómicas en el acetileno, basada en el hecho de que el radio covalente del carbono divalente debe ser menor que el correspondiente al carbono tetravalente.

Se calcula el radio covalente del $C(^3P)$.

Se propone una nueva interpretación de la doble ligadura etilénica, calculando su energía de interacción por métodos termoquímicos.

S. L. ALTMANN y R. H. BUSCH (Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Buenos Aires): *Oxidación Anódica del Platino mediante Corriente Ondulante.*

Se estudia la naturaleza química del producto formado durante la oxidación anódica de electrodos de platino, demostrando que se trata del óxido $PtO_2 \cdot nH_2O$, que se obtiene prácticamente puro. Se estudia el rendimiento de la oxidación en función de las intensidades de corriente alterna y continua, de la superficie del ánodo, de la concentración del ácido sulfúrico empleado como anolito, de la temperatura y de la duración total de la electrólisis.

Se expone una posible interpretación teórica del proceso.

D. G. DE KOWALEWSKI (Instituto de Física, Buenos Aires): *Un Método para la Calibración de Emulsiones Fotográficas.*

Se describe la realización de un método para la determinación de la curva característica de una emulsión fotográfica

en el que se utiliza una lámpara de incandescencia calibrada en forma adecuada como fuente luminosa de intensidad variable. Se determina la relación entre la intensidad de la luz que emite dicha lámpara a una longitud de onda determinada y la diferencia de potencial entre los bornes de la misma. La intensidad de la luz se mide en unidades arbitrarias mediante una célula fotoeléctrica y un amplificador electrométrico. Se efectúa luego, mediante un espectrógrafo, una serie de exposiciones a tiempo constante e intensidad variable, utilizando como fuente luminosa la lámpara calibrada. Se efectúa la densimetría de las «marcas de densidad» así obtenidas a la longitud de onda a la cual se calibró la lámpara. Habiéndose registrado las diferencias de potencial existentes entre los bornes de la lámpara al momento de efectuar las diversas exposiciones, se obtiene la función que relaciona el ennegrecimiento de la placa fotográfica con la exposición que la impresionó. Se presentan los resultados obtenidos en dos tipos de emulsión.

V. J. KOWALEWSKI (Instituto de Física, Buenos Aires): *Observaciones sobre el Problema de la Calibración de Emulsiones Fotográficas.*

Se plantea el problema de cómo determinar la curva característica de una emulsión fotográfica. Se definen los criterios a seguir para verificar los resultados obtenidos con cualesquiera de los métodos existentes: 1.º) auto-consistencia; 2.º) comparación con un método patrón. Se exponen los resultados que a este respecto han obtenido algunos investigadores con diversos métodos y los obtenidos por el autor mediante el uso de una lámpara incandescente calibrada con fuente luminosa. En base a todos los resultados anteriores se hace resaltar la bondad del ensayo de la autoconsistencia para evidenciar errores sistemáticos. Se indican algunas precauciones a tomar para la correcta determinación de las densidades así como de las exposiciones.

L. LEVI (Instituto de Física, La Plata): *Producción de Cristales Piezoeléctricos Artificiales.*

En este campo se ha empezado a trabajar últimamente en el Instituto Electrotécnico Galileo Ferraris de Turín, habiéndose obtenido ya unos cristales de $NH_4H_2PO_4$.

Los cristales obtenidos presentan sin embargo todavía disturbios e inclusiones en algunos puntos, requiriéndose pues un mejoramiento del sistema de producción. Con este fin se han hecho varias observaciones sobre los factores que influyen en la cristalización, tales como la disposición del cristal con respecto al movimiento y a las paredes y fondo del recipiente, la velocidad del movimiento de rotación, la rapidez de disminución de la temperatura, etc.

JOSÉ A. BALSEIRO (Univ. de La Plata): *Transformación de configuraciones del campo de radiación. Una aplicación.*

Se obtienen expresiones generales que dan la probabilidad de cierta configuración de fotones referido el campo de radiación a un sistema dado de funciones ortogonales, cuando se tiene inicialmente una determinada configuración referida a otro sistema de funciones ortogonales.

Se hace una aplicación a la radiación emitida por un multipolo descripta por ondas esféricas y por ondas planas. Se obtienen, así, expresiones que dan la probabilidad de que un fotón multipolar sea emitido en cierta dirección. Se generaliza para el caso de un multipolo amortiguado (reacción de la radiación) y se obtiene la probabilidad de que la frecuencia del fotón emitido esté comprendida entre ν y $\nu + d\nu$, dando por conocida la frecuencia del multipolo sin amortiguamiento. En el caso de dipolos se reduce al resultado conocido de la distribución angular de intensidades y al ancho natural de la línea emitida.

DISCUSIÓN

Dr. Bèck: En la segunda cuantificación no se puede definir una onda amortiguada cuantificada. Pero sí se puede proceder a la inversa: se puede determinar una distribución de ancho finito sobre estados cuantificados y hacerles corresponder, después, la simple imagen de una onda amortiguada.

E. GAVIOLA (Observatorio Astronómico de Córdoba): *El Espectro de Eta Carinae.*

1.254 líneas de emisión y un centenar de absorción han sido medidas —la mayoría en 2, 3, 4 y 5 placas—, y, en lo

posible, clasificadas. Aparecen en emisión la serie de Balmer, numerosas líneas del segundo espectro del hierro —prohibidas y permitidas—, algunas líneas de *CaI* y *CaII*, las líneas *D* del *NaI* y del *HeI* y numerosas líneas de *CrII*, *SrII*, *NiI*, *NiII*, *TiII*, *SII*, *OII* y [*OII*], etc. En absorción aparece la serie de Balmer desplazada 370 km/seg. hacia el violeta, *H* y *K* del *CaII*, *D₂* del *Na* y algunas líneas del *CaI*, *FeI*, *CoI*, etc.

DISCUSIÓN

Ing. Galloni: Observo en sus tablas que los valores y los signos de las velocidades radiales dependen de la ubicación del elemento emisor en la tabla periódica. ¿Será que los desplazamientos de las líneas se deben realmente a las velocidades radiales?

Dr. Gaviola: Esto indica que las atmósferas estelares no son sistemas estáticos sino dinámicos, de tipo eruptivo. Las erupciones, que dan origen a las líneas observadas son, posiblemente, procesos de fisión o nucleares de carácter más general que los conocidos. Un indicio de ello es el *Fe 14* veces ionizado que aparece en la corona solar. Puede excluirse el origen térmico de estas líneas, puesto que la temperatura de la cromósfera solar es solamente de 6.000°. Es, pues, forzoso admitir que se trata de un producto nuclear. Desde luego que no proviene de los procesos conocidos, sino probablemente de elementos más pesados que los de nuestro sistema periódico; que ello es posible, lo sugiere el hecho de que el *Fe* es el elemento de mayor defecto de masa. En resumen: no puede ya hablarse de la velocidad radial de una estrella; cada estrella tiene muchas velocidades y cada elemento tiene su velocidad. De manera que las velocidades radiales medidas no corresponden al núcleo estelar sino a ciertas partes de la atmósfera estelar la que está formada por procesos eruptivos; esto no se aplica solamente a las novae sino también a las estrellas comunes tales como el Sol, donde aparece necesario suponer que su atmósfera no es un sistema estático que se mantiene por temperatura y gravedad, sino un conjunto de volcanes en actividad.

Ing. Galloni: ¿Pero entonces serían procesos eruptivos que admiten cierta distribución en la tabla periódica?

Dr. Gaviola: Eso hay que estudiarlo.

Dr. Gans: Es muy llamativa la diferencia entre la velocidad obtenida mediante las líneas de absorción y la medida con las líneas de emisión de un mismo elemento. ¿Es seguro que la absorción se produce en la atmósfera estelar, o podría ser que se produjese en nubes oscuras?

Dr. Gaviola: Efectivamente: el absorbente está más cerca nuestro que el emisor, y es el que tiene mayor velocidad. Este fenómeno es general: en muchas estrellas la absorción está desplazada de la emisión hasta en 3.000 km/seg., lo que ha sido explicado suponiendo que las atmósferas de algunas estrellas están constituidas por capas gaseosas concéntricas de gases lanzados hacia afuera.

J. BOBONE (Observatorio Astronómico, Córdoba): *El Catálogo Córdoba D.*

En el Observatorio Astronómico de Córdoba, se ha dado término a la confección del catálogo de estrellas observado y en parte reducido por el ex-astrónomo Don Luis Guerin, el que comprende posiciones exactas, referidas al equinoccio 1950,0, de todas las estrellas de magnitud superior a 9.2 que figuran en el Córdoba Durchmusterung dentro de la zona de -37° a -47° de declinación.

El Catálogo Córdoba D consta de tres partes esenciales: 1.º) El catálogo propiamente dicho comprendiendo posiciones de 16.610 estrellas; 2.º) Comparación de las posiciones obtenidas en Córdoba con las del General Catalogue de Boss para todas aquellas estrellas comunes; 3.º) Tablas de precesión que facilitan el traspaso de las posiciones del equinoccio adoptado, a cualquier otro que se necesitare.

El error probable de una observación resultó ser de $0''40$ en ascensión recta y de $0''41$ en declinación. Como la gran mayoría de las estrellas tienen dos observaciones, el error probable de una posición de catálogo será de $0''28$ y $0''29$ en cada una de ambas coordenadas.

J. SAHADE (Observatorio Astronómico, Córdoba): *Observaciones Espectrográficas de XZ Sagittarii.*

La variable de eclipse XZ Sagittarii ha sido reobservada en Bosque Alegre, a fines del mes de julio del corriente año.

Los nuevos espectrogramas han sido medidos en el intervalo λ 3797 - 4950.

Se muestran los resultados derivados de la medición, para distintos elementos, y el aspecto del espectro en algunas fases.

Se comparan los resultados de Bosque Alegre con los obtenidos anteriormente en Mc Donald.

J. LANDI DESSY (Observatorio Astronómico, Córdoba): *p Eridani: Nueva Órbita, Masa y Clasificación Espectral.*

W. J. LUYTEN había encontrado que la masa dinámica no coincidía con la masa correspondiente a los tipos espectrales, a menos que éstos o las magnitudes estuvieran equivocadas.

La nueva órbita fué calculada mediante el método de Dawson, empleando las 80 observaciones usadas por Luyten (1826 - 1928) y 18 nuevas (1928 - 1947,8), dos de las cuales fueron obtenidas fotográficamente utilizando el gran reflector de 154 cm. de Bosque Alegre.

Mediante espectrogramas de ambas componentes y de estrellas tipos se clasificó la componente N. E. como K2 IV - V y la S. E. como K5V en vez de G5 como consignaba Luyten.

J. JAGSICH (Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Córdoba): *Estructura del Agua en Estado Sólido, Líquido y Gaseoso.*

El vapor de agua es un gas de peso molecular 90, o sea un conjunto de 5 moléculas. Este hecho facilita la explicación de la condensación del vapor de agua y la existencia, características y modalidades de la «troposfera».

En soluciones saturadas de sal, a 100°C, una molécula de NaCl está unida a 5 moléculas de agua. A 0°C cada sexta molécula de sal está unida a dos partículas de agua; a 22°C (Kryotemperatura), cada segunda. Varias propiedades físicas del agua pueden explicarse con esta deducción.

Los conjuntos pentamoleculares de agua se descomponen en temperaturas superiores a 100°C en forma progresiva, perdiendo una molécula cada vez. Fuera de la «temperatura crítica» existen, cuatro temperaturas críticas menores, que pueden llamarse «temperaturas de partición».

El acomodo de las moléculas, en temperaturas bajo 0°C, es más bien plano que bipyramídico trigonal. Para la iniciación

de la cristalización, es necesario un «cristal elemental», formado por una partícula sólida y cinco moléculas de agua, acomodadas en forma exagonal. Sus vértices son «puntos de adhesión» para las partículas de vapor de agua. El cristal crece en forma trigonal, formando siempre conjuntos exagonales.

DISCUSIÓN

Dr. Gaviola: Deseo hacer dos observaciones. La primera es que experiencias recientes, vinculadas a la lluvia artificial, han desvirtuado la creencia — que era universal — de que el cristalito de *ClNa* servía de núcleo de condensación del vapor de agua. En cambio, han demostrado que sirven a tal fin la nieve carbónica molida y el yoduro de plata. En consecuencia, es preciso tener en cuenta estos hechos nuevos al considerar el fenómeno de la condensación del agua en la atmósfera. La segunda observación es esta: el hecho de que la humedad de la atmósfera es muy inferior a la que pudiera preverse en base a las curvas de difusión de vapor de agua en la atmósfera, en el supuesto de que ésta sea estática, ha sido explicado, por lo menos en parte, porque al ascender el aire húmedo en los trópicos y enfriarse hasta -60°C , pierde casi toda su humedad. Ese aire seco desciende en las regiones polares y templadas.

Ing. Galloni: Contrariamente a su hipótesis sobre la estructura del agua, el análisis con rayos X muestra que los exágonos son centrados.

Dr. Gans: La estructura que Vd. le atribuye a la molécula de agua, ¿se refiere también al estado de vapor?

Sr. Jagsich: A los tres estados.

Dr. Gans: De modo que el vapor de agua también tendría peso molecular 90. Sin embargo, las experiencias de crioscopía y ebulloscopía de soluciones se explican únicamente si el peso molecular del agua, es 18.

J. COSTA RIBEIRO, B. GROSS y F. X. ROSER, (Universidad de Río de Janeiro): *Observaciones de las variaciones de la electricidad atmosférica durante el eclipse solar total del 20-5-1947 en Bocaina (Minaes Gerais, Brasil)*.

Se midieron, al nivel del suelo, el gradiente del potencial eléctrico y el contenido iónico del aire antes, durante y después

del eclipse. Las mediciones del campo se hicieron con un electrómetro unifilar de Wulf asociado a una sonda radiactiva, y las del contenido iónico con el aspirador de Ebert. Simultáneamente se determinaron las temperaturas seca y húmeda con un psicómetro de Lambrecht, y las variaciones de la presión con un barómetro de Casella.

Los resultados muestran una disminución del gradiente de potencial, con un mínimo retardado en cerca de 20' con relación a la totalidad; y un aumento del contenido iónico, con un máximo en coincidencia con la totalidad.

Los autores comparan las curvas obtenidas para el gradiente de potencial y para el contenido iónico con las curvas de variación de la temperatura y del estado higrométrico del aire. Se calculan también los valores de la componente vertical de la corriente iónica positiva, la que exhibe una acentuada disminución durante el eclipse.

Se observó un retardo del mínimo de la curva del contenido iónico respecto del mínimo de la curva del estado higrométrico, lo que parece mostrar que la variación de la primera magnitud no debe considerarse como consecuencia de la variación de la segunda. Hay, sin embargo, una similitud formal entre ambas curvas, lo que parece indicar que ambas variaciones son consecuencia de una misma causa, pero mediante procesos distintos y con diferentes constantes de tiempo.

E. M. DE MATHOV (Instituto de Física, Buenos Aires): *Absorción de la Radiación Cósmica en Plomo y Aluminio.*

Se determinó experimentalmente la curva de absorción en Pb, de la intensidad unidireccional de la Radiación Cósmica, en triple coincidencia. Calibrado el aparato de amplificación y registro, y conociendo perfectamente el funcionamiento de los mismos, así como el de los contadores utilizados, se realizaron experiencias que abarcaron un período de 200 días aproximadamente.

La curva de absorción obtenida presenta dos máximos, el primero a los 2 cm. de Pb, que coincide con el que se observa en la curva de transición de lluvias, y el segundo entre los 12 y 13 cm. de Pb que concidiría con el llamado segundo máximo de Rossi.

Repetidas las experiencias entre los 10 y 15 cm. de *Pb* variando el espesor del mismo de 0,5 cm. en 0,5 cm., quedó perfectamente comprobada la existencia de este segundo máximo, el cual parece desaparecer si se coloca por debajo del plomo 1,6 cm. de *Al*. No damos sobre esto último una afirmación definitiva, pues estamos repitiendo las experiencias con aluminio.

Las experiencias fueron realizadas en Buenos Aires al nivel del mar, en el interior del laboratorio de Física.

E. E. GALLONI (Instituto de Física, Buenos Aires): *Nuevo Método para la Determinación del Módulo de Poisson.*

Aplicando el método de Gaviola y Platzek para la medición de superficies ópticas cuasi-planas, se ha medido la doble curvatura de una placa de hierro sometida al estado de flexión pura. Para ello se miden las coordenadas de las imágenes astigmáticas producidas por la combinación del plano deformado y un espejo esférico de 120 cm. de radio.

El cociente de los radios de curvatura principales da el módulo de Poisson. Los resultados obtenidos concuerdan con los que se obtienen aplicando el método de las hipérbolas de Cornu.

DISCUSIÓN

Dr. Costa Ribeiro: Su observación de la fatiga de los metales sugiere que sería útil hacer experiencias con dieléctricos, en particular los estudiados por Gross, ya que las propiedades elásticas de las sustancias son de carácter hereditario, del mismo modo que las eléctricas de los dieléctricos.

Dr. Gans: Estos métodos son sumamente interesantes. Pero creo que no vale la pena aumentar mucho la precisión puesto que estamos probablemente en el límite de los caprichos del material; es decir, no se puede definir con tanta exactitud el módulo de elasticidad y el coeficiente de Poisson del material empleado por Vd.

Ing. Galloni: Precisamente por esto decía yo que con la fundición gris empleada no obtendría mayor precisión, pero en cambio con sustancias puras sí.

A. GONZÁLEZ DOMÍNGUEZ (Instituto de Matemáticas, Buenos Aires): *Sobre un Método de Síntesis.*

Se da un método general para el diseño de circuitos de transferencia prefijada, basado en la representación de la transferencia dada en un producto infinito cada uno de cuyos términos es una transferencia racional.

P. A. CALDERÓN (Instituto de Matemáticas, Buenos Aires): *El Campo Electromagnético de un Electrón que atraviesa una Discontinuidad del Medio.*

Se calcula el campo electromagnético engendrado por el movimiento uniforme de un electrón en un medio con un plano de discontinuidad. Se transforman las ecuaciones mediante una integral triple de Fourier. Las ecuaciones transformadas son un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias. Integrandolas estas ecuaciones con adecuadas condiciones en los límites, se obtiene la solución del problema mediante una integral triple de Fourier.

DISCUSIÓN

Dr. Beck: ¿Qué pasa con su solución si ϵ es complejo (el caso de un metal de conductividad finita)?

Ing. Calderón: Hay más dificultades entonces, porque ya no se puede elegir un camino de integración cómodo como el empleado.

Dr. Beck: Tal vez la inversión de la descomposición de Fourier no haga falta, porque lo que nos interesa son precisamente los coeficientes de Fourier.

Ing. Calderón: Naturalmente, pero es interesante obtener la solución como superposición de ondas planas.

F. ALSINA FUERTES (Instituto de Física, Tucumán): *Sobre la Radiación de una Carga en Movimiento Uniforme.*

Una carga que avance en un dieléctrico con velocidad mayor que la de las ondas electromagnéticas en ese medio, es capaz de irradiar energía aún cuando su velocidad sea uniforme. Esta observación, que ya resulta de la electrodinámica de Maxwell-Lorentz, ha sido utilizada por Frank y Tamm para dar cuenta

de la «luz Cherenkov» que aparece dentro de un cierto cono al bombardear dieléctricos con electrones rápidos.

La aplicación de los recursos ya establecidos de la teoría cuántica de la radiación a este caso particularmente simple de electrones libres en movimiento uniforme, conduce en primera aproximación a las fórmulas clásicas de Frank y Tamm que dan la dirección e intensidad y polarización de la luz Cherenkov. En segunda aproximación, ya permiten tomar en cuenta el «retroceso» del electrón y la influencia de su spin.

DISCUSIÓN

Dr. Beck: Sugiero que calcule el término siguiente a fin de compararlo con el efecto de Cherenkov de un dipolo magnético clásico.

C. R. HAITZ, E. E. GALLONI y R. H. BUSCH (Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Buenos Aires) • *Isomorfismo en el Sistema $[PtCl_6] K_2 + [PtBr_6] K_2$* .

Se ha estudiado roentgenográficamente el sistema $[PtCl_6] K_2 + [PtBr_6] K_2$.

Se demuestra que estas sales constituyen un ejemplo de isomorfismo con miscibilidad total.

La designación de los sólidos estudiados es entonces $[Pt(Cl,Br)_6] K_2$.

Se comprueba que este sistema cumple la ley de Vegard.

La estructura admitida para los compuestos $[PtCl_6] K_2$ y $[PtBr_6] K_2$ corresponde al grupo espacial Oh^5 del sistema cúbico, de aristas 9, 7 y 10, 3 U. A., respectivamente, con un átomo de *Pt* en cada vértice y dos de halógeno en cada arista.

DISCUSIÓN

E. E. Galloni: Desearía agregar un detalle interesante: estos compuestos cristalizan en el sistema cúbico con malla de caras centradas y cuatro moléculas por malla. Los halógenos ocupan 24 posiciones equivalentes y la sustitución de 1, 2, 4 o 5 iones *Cl* por otros tantos iones *Br* hace imposible cons-

truir un cubo perfectamente regular, con todas sus aristas idénticas. Como consecuencia de ello en los correspondientes diagramas se ensanchan las líneas y aumenta la intensidad del fondo continuo. Solamente en el caso del compuesto con tres iones *Cl* y 3 iones *Br* dicho efecto desaparece, como hemos podido comprobarlo cualitativamente. El estudio cuantitativo del fenómeno se encuentra en vías de realización.

M. ABELE (Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, Córdoba): *Propagación de Ondas Electromagnéticas a lo largo de Guías Dieléctricas.*

Establecido el principio característico de funcionamiento de las guías de ondas metálicas se estudia la propiedad fundamental de la propagación a lo largo de guías de ondas puramente dieléctricas constituídas por una barra de dieléctrico de constantes dadas, de forma cilíndrica y de longitud infinita.

Para el caso de un cilindro de sección recta circular se calcula la constante de propagación para los regímenes que más interesan en la práctica, en la hipótesis de que la pérdida en el dieléctrico considerado sea muy pequeña. Se ilustran algunas aplicaciones del empleo de dieléctricos múltiples en la propagación de un campo electromagnético en los circuitos de medida y en los sistemas direccionales.

ALFREDO MERCADER y EFRAIN PEZO BENAVENTE (Universidad de La Plata): *Análisis espectral cuantitativo de un mineral de uranio.* Se leyó el título.

LAS SUPERFICIES DE PETERSON (1).

por MARÍA C. FASSINA

Las superficies de Peterson están caracterizadas por la propiedad de poseer un doble sistema de líneas planas conjugadas, de las cuales un sistema, el de los perfiles meridianos, pertenece a los planos que pasan por una recta fija r (llamada eje de la superficie) y el otro sistema, el de las líneas de nivel, pertenece a los planos perpendiculares a dicho eje.

Como en cualquier superficie las líneas de tangentes conjugadas de los perfiles meridianos, respecto de una recta r , son las curvas de contacto de los conos circunscriptos de los puntos de r a la superficie (König), se puede también decir que las superficies de Peterson están caracterizadas por esta propiedad: que las tangentes a los perfiles meridianos en los puntos de una línea de nivel forman un cono con el vértice sobre el eje r .

Evidentemente son casos particulares de las superficies de Peterson: las superficies conoidales rectas, en las cuales los perfiles meridianos y las líneas de nivel coinciden en las generatrices (asintóticas); las superficies de rotación con sus ejes, y también las cuádricas con respecto de uno cualquiera de sus tres ejes.

Considerando el eje de las superficies de Peterson por eje oz , se consigue fácilmente la ecuación de derivadas parciales de segundo orden característica de estas superficies, expresando que sus perfiles meridianos son conjugados de las líneas de nivel.

(1) La primera parte expositiva de este trabajo se basa en la Memoria del Prof. Luigi Bianchi, titulada: "Le congruenze rettilinee infinite volte di rotolamento e le superficie di Peterson". Accademia dei Lincei, 1916. Aunque gran parte de esta exposición sea quizás conocida del lector, será útil para muchos conocer sistemáticamente esta teoría, que no suele figurar en los tratados de Geometría diferencial.

Siendo:

1) $x : y = dx : dy$

la ecuación diferencial de los perfiles meridianos y:

2) $q : -p = dx : dy$

la ecuación diferencial de las líneas de nivel, la condición que los perfiles meridianos sean conjugados de las líneas de nivel está expresada por la ecuación diferencial de 2.º orden:

$$(r dx + s dy) \delta x + (s dx + t dy) \delta y = 0$$

a la cual, substituyendo a los diferenciales dx , y dy , δx y δy los valores expresados por las fórmulas (1) y (2), se puede dar la forma:

3) $q(rx + sy) = p(sx + ty)$.

Con coordenadas cilíndricas ρ, ϑ, z la ecuación de términos finitos de las superficies de Peterson, se obtiene haciendo:

$$x = \rho \cos \vartheta; \quad y = \rho \sin \vartheta; \quad z = \rho \operatorname{tg} \vartheta$$

donde ϑ y z son variables independiente, es decir las líneas coordenadas sobre la superficie son los perfiles meridianos y las líneas de nivel, con lo cual ρ resultará función de ϑ y z .

La (1) se transformará en la ecuación de derivadas parciales de ρ :

$$\frac{\delta^2 \rho}{\delta z \delta \vartheta} = \frac{1}{\rho} \frac{\delta \rho}{\delta z} \frac{\delta \rho}{\delta \vartheta}$$

de la cual resulta que la ecuación de la superficie de Peterson más general, se puede escribir en coordenadas cilíndricas:

4) $\rho = Z \Theta$

donde Z es una función arbitraria de z , y Θ es una función arbitraria de ϑ .

Se puede observar que las líneas de nivel $z = \text{const.}$ pro-

yectadas ortogonalmente sobre el plano xy , dan curvas homotéticas; y análogamente los perfiles meridianos $\vartheta = \text{const.}$, son curvas afines con el eje oz por eje de afinidad.

Para definir geoméricamente una superficie de Peterson basta considerar arbitrariamente una línea de nivel y un perfil meridiano, que se encuentren en un punto, determinando así las dos funciones arbitrarias de las cuales depende la superficie dada S .

Si el parámetro $u = \text{const.}$ representa las líneas de nivel y $v = \text{const.}$ los perfiles meridianos, las ecuaciones paramétricas de las superficies de Peterson se pueden escribir:

$$5) \quad x = Uv; \quad y = UV; \quad z = u$$

donde U e V son funciones arbitrarias respectivamente del solo parámetro u y del solo parámetro v .

Propiedades de las superficies de Peterson

Sabemos que el cuadrado del elemento lineal esférico representativo está expresado por la ecuación:

$$ds^2 = E du^2 + 2F du dv + G dv^2.$$

Por medio de las (5) vamos a calcular los coeficientes E, F, G ; tendremos:

$$E = U'^2(r^2 + V^2) + 1; \quad F = UU'(v + VV');$$

6)

$$G = U^2(1 + V'^2); \quad EG - F^2 = U^2U'^2(VV' - V)^2 + U^2(1 + V'^2).$$

Excluyendo el caso de las superficies de rotación, en las cuales:

$$v^2 + V^2 = \text{const.}; \quad v + VV' = 0,$$

determinemos las trayectorias ortogonales de las líneas de nivel

$u = \text{const.}$, y de los perfiles meridianos $v = \text{const.}$, con las respectivas ecuaciones diferenciales:

$$F du + G dv = 0; \quad E du + F dv = 0.$$

Substituyendo las fórmulas (6) se obtendrá para la primera:

$$UU'(v + VV') du + U^2(1 + V'^2) dv = 0$$

en la cual se separan enseguida las variables:

$$\frac{U'}{U} du + \frac{1 + V'^2}{v + VV'} dv = 0$$

y para la segunda:

$$\{U'^2(v^2 + V^2) + 1\} du + UU'(v + VV') dv = 0$$

que se puede escribir:

$$\frac{2}{UU'} \{U'^2(v^2 + V^2) + 1\} du + 2(v + VV') dv = 0$$

y en la que poniendo: $v^2 + V^2 = \phi$ asume la forma lineal de 1er orden:

$$\frac{2}{UU'} (U'^2 \phi + 1) + \frac{d\phi}{du} = 0$$

que se puede integrar por cuadraturas.

Se puede entonces enunciar la siguiente propiedad:

«En toda superficie de Peterson las trayectorias ortogonales de las líneas de nivel y las de los perfiles meridianos se pueden obtener con cuadraturas.»

Otra propiedad notable del sistema conjugado, formado por los perfiles meridianos y las líneas de nivel de una super-

ficie de Peterson se obtiene considerando los coeficientes de la segunda forma fundamental D, D' y D'' :

$$D = -\frac{UU''(vV' - V)}{\sqrt{EG - F^2}}$$

$$D' = 0$$

$$D'' = \frac{U^2V''}{\sqrt{EG - F^2}}$$

La segunda de estas relaciones significa la conocida propiedad que el sistema (uv) es conjugado; y observando que $\frac{D}{D''}$ es el cociente de una función de u por una función de v ,

se encuentra que cambiando convenientemente los parámetros u, v , se pueden hacer iguales en valor absoluto los coeficientes D, D'' . Se encuentra así la siguiente propiedad:

«Los perfiles meridianos y las líneas de nivel de una superficie de Peterson forman un sistema isoterma conjugado».

La más importante propiedad de estas superficies está expresada por el teorema de Peterson:

«Cada superficie de Peterson es aplicable sobre ∞' superficies de la misma especie, de manera que los perfiles meridianos y las líneas de nivel de una se superponen respectivamente sobre los perfiles meridianos y las líneas de nivel de la otra».

Peterson ha dado las fórmulas que determinan los ∞' deformadas de una superficie de Peterson, que dependen de una constante arbitraria K , en la siguiente manera:

Sea la superficie S de Peterson definida en coordenadas cilíndricas de la ecuación:

$$\rho = Z \Theta.$$

Se tiene entonces por el cuadrado del elemento lineal esférico representativo:

$$7) \quad ds^2 = d\rho^2 + \rho^2 d\vartheta^2 + dz^2$$

siendo: $\rho = \frac{z}{\operatorname{tg} \vartheta}$ se tiene:

$$d\rho = \frac{z' \operatorname{tg} \vartheta dz - z \frac{1}{\cos^2 \vartheta} d\vartheta}{\operatorname{tg}^2 \vartheta} = \frac{z' dz}{\operatorname{tg} \vartheta} - \frac{z}{\operatorname{sen}^2 \vartheta} d\vartheta$$

de la cual:

$$d\rho^2 = Z' \Theta dz + Z \Theta' d\vartheta)^2$$

sustituyendo en la fórmula (7) y reduciendo se obtiene:

$$ds^2 = (1 + Z'^2 \Theta^2) dz^2 + 2 Z Z' \Theta \Theta' dz d\vartheta + Z^2 (\Theta'^2 + \Theta^2) d\vartheta^2.$$

Si indicamos con ρ_1, ϑ_1, z_1 las coordenadas cilíndricas del punto de una deformada S_1 correspondiente al punto de S de coordenadas (ρ, ϑ, z) se tendrá:

$$\rho_1 = Z \sqrt{\Theta^2 + k}; \quad z_1 = \int \sqrt{1 - k Z'^2} dz$$

8)

$$\Theta_1 = \int \frac{\sqrt{\Theta^2 + k (\Theta'^2 + \Theta^2)}}{\Theta^2 + k} d\vartheta$$

con k constante arbitraria; y se puede obtener enseguida:

$$ds^2 = d\rho_1^2 + \rho_1^2 d\vartheta_1^2 + dz_1^2.$$

Queda así demostrado que cada superficie de Peterson es aplicable sobre ∞' superficie de la misma especie, que dependen de la constante arbitraria k , de manera que los perfiles meridianos y las líneas de nivel de la primera se superponen sobre los perfiles meridianos y las líneas de nivel de la otra respectivamente.

El perfil meridiano de la superficie de Peterson se deforma según las (8), independientemente de la forma de la línea

de nivel, como en el caso del meridiano de una superficie de rotación.

Si en las (8) se pone $\Theta = \text{const.}$, las mismas se transforman en las fórmulas que dan las ∞' superficies de rotación aplicables sobre una superficie dada.

Superficies de Peterson particulares

Considerando la hipótesis que la superficie S , admita otro eje de Peterson incidente y ortogonal con el primero (por ejemplo, el eje de las x), es decir que los perfiles meridianos $x = \text{const.}$ sean conjugados a las líneas de nivel $x = \text{const.}$, la doctora París, partiendo de las ecuaciones (5) de una superficie de Peterson general, encontró la ecuación:

$$9) \quad -UU''(vV' - V) \frac{V'}{vV} - U'V'' \left(\frac{U}{u} - U' \right) = 0$$

de la cual deduce las ecuaciones paramétricas siguientes:

$$x = \sqrt[1-k]{C_1 u^{1-k} + C_2 v}$$

con C_1 y C_2 constantes arbitrarias, e

$$y = \sqrt[1-k]{C_1 u^{1-k} + C_3} \sqrt[1-k]{C_1 v^{1-k} + C}$$

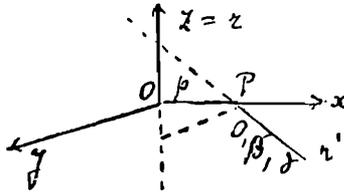
$$z = u.$$

Expresando finalmente para la superficie S la existencia de un tercer eje de Peterson incidente con los dos considerados en su punto común y ortogonal con ellos (el eje de las y), encuentra la misma ecuación diferencial (9), que le permite enunciar la siguiente propiedad:

«Una superficie de Peterson que admita dos ejes distintos incidentes y ortogonales, admite también un tercer eje, incidente y ortogonal a los dos primeros».

Superficies de Peterson con dos ejes alabeados

Busquemos la condición para que existan superficies de Peterson con dos ejes distintos alabeados:



Sean r y r' estos dos ejes. Consideramos uno de ellos, por ejemplo r como eje de las z del sistema de ejes cartesianos ortogonales de referencia y como eje de las x la recta que contiene el segmento $OP = p$, que da la mínima distancia de las dos rectas dadas.

Serán entonces $0, \beta, \gamma$ los cosenos directores del segundo eje r' .

Para tener la ecuación de un plano:

$$Kx + By + Cz + D = 0$$

que pase por la recta r' , habrá que hacer:

$$B = \gamma; \quad C = -\beta; \quad D = -Kp$$

obteniendo:

$$\frac{\gamma y - \beta z - Kp}{x} = -K$$

donde K es un parámetro arbitrario que da los planos que pasan por la recta r' . La ecuación de un plano normal a r' será:

$$\beta y + \gamma z = h$$

con h constante.

Sustituyendo a x, y, z las ecuaciones paramétricas de una superficie de Peterson expresadas por las fórmulas (5) se ob-

tiene como ecuación de un perfil meridiano correspondiente a la recta r' :

$$\frac{\gamma UV - \beta u - Kp}{Uv} = -K$$

o sea eliminando el parámetro K :

$$10) \quad \frac{\gamma UV - \beta u}{Uv - p} = \text{const.}$$

y por ecuación de una línea de nivel:

$$11) \quad \beta UV + \gamma u = \text{const.}$$

Diferenciamos las dos ecuaciones (10) y (11), indicando con du, dv los diferenciales considerados a lo largo de un perfil meridiano, y con $\delta u, \delta v$ aquellos considerados a lo largo de una línea de nivel:

De la (10) tendremos:

$$\frac{\gamma U'V du - \beta du + \gamma UV' dv}{(Uv - p)^2} - \frac{(\gamma UV - \beta u)(U'v du + U dv)}{(Uv - p)^2} = 0$$

de la cual:

$$\begin{aligned} [(\gamma U'V - \beta)(Uv - p) - (\gamma UV - \beta u)U'v] du = \\ = [(\gamma UV - \beta u)U - \gamma UV'(Uv - p)] dv \end{aligned}$$

y desarrollando:

$$\begin{aligned} (\gamma U'VUv - \gamma p U'V - \beta vU + \beta p - \gamma vUU'V + \beta vUU') du \\ = (\gamma U^2V - \beta uU - \gamma U^2vV' + \gamma pUV') dv \end{aligned}$$

que se puede escribir:

$$\begin{aligned} 12) \quad [\beta v(U'u - U) + \beta p - \gamma pU'V] du = \\ [-\gamma U^2(V'v - V) - \beta uU + \gamma pUV'] dv, \end{aligned}$$

ecuación diferencial correspondiente a un perfil meridiano.

Derivando la (11) se tendrá a lo largo de una línea de nivel:

$$13) \quad (\beta U'V + \gamma) \delta u = -\beta UV' \delta v.$$

Multiplicando miembro a miembro la (12) y la (13) se obtiene:

$$14) \quad [\beta v(U'u-U) + \beta p - \gamma p UV'] (\beta U'V + \gamma) du \delta u = \\ = -[-\gamma U^2(V'v-V) - \beta u U + \gamma p UV'] \beta UV' dv \delta v.$$

Establecemos la condición para que las líneas de nivel y los perfiles meridianos anteriores sean conjugados escribiendo:

$$15) \quad D du \delta u = -D'' dv \delta v$$

donde D y D'' son los coeficientes de la segunda forma fundamental de la superficie de Peterson, y tienen los valores:

$$16) \quad D = -UU''(V'v-V) \\ D'' = U^2V''.$$

De la (16) se tiene:

$$\frac{D}{D''} = -\frac{U''(V'v-V)}{UV''}$$

y de la (14)

$$\frac{-dv \delta v}{du \delta u} = \frac{[\beta v(U'u-U) + \beta p - \gamma p UV'] (\beta U'V + \gamma)}{[\gamma p UV' - \gamma U^2(V'v-V) - \beta u U] \beta UV'}$$

teniendo presente la condición (15) se obtiene:

$$UV''(\beta U'V + \gamma) [\beta V(U'u-U) + \beta p - \gamma p UV'] = \\ = -\beta UU''V'(V'v-V) [\gamma p UV' - \gamma U^2(V'v-V) - \beta u U].$$

Así la condición (14), a la cual tienen que satisfacer las funciones $U(u)$ y $V(v)$ será:

$$(17) \quad V''(\beta U'V + \gamma) [\beta v(U'u - U) + \beta p - \gamma p U'V] = \\ = \beta U U'' V' (V'v - V) [\gamma U (V'v - V) - \gamma p V' + \beta u].$$

Efectuando los productos en la ecuación precedente, resulta la suma de productos de funciones de u por funciones de v , que se puede escribir

$$\sum_{i=1}^{i=8} \varphi_i(u) \psi_i(v) = 0$$

que representa la condición para que una superficie de Peterson de ecuaciones paramétricas:

$$x = Uv; \quad y = UV; \quad z = u$$

tenga dos ejes de Peterson alabéados r y r' , uno considerado como eje de las z , y el otro de cosenos directores $0, \beta, \gamma$.

Como verificación se puede estudiar el caso $\beta=1, \gamma=0$ y $p=0$, que corresponde al caso en el cual los dos ejes son ortogonales e incidentes.

La ecuación (17) se reduce a:

$$V'' U' V [v(U'u - U)] = U U'' V' (V'v - V) u$$

que dividiendo los dos miembros por $u v V$, se puede escribir:

$$-U U'' (V'v - V) \frac{V'}{vV} - U' V'' \left(\frac{U}{u} - U' \right) = 0$$

que es la ecuación (9) encontrada por la doctora París.

OBSERVACIONES ACERCA DEL TIEMPO DE SENSIBILIDAD DE LA CAMARA DE NIEBLA

por K. SITTE

The Physical Laboratories, The University, Manchester

Traducción de V. J. Kowalewski, Instituto de Física, Buenos Aires

I. Es bien sabido que las cámaras de niebla permanecen sensibles a las partículas ionizantes sólo por un tiempo relativamente breve, después de que ha tenido lugar la expansión. El calor que penetra a la cámara desde las paredes, y que por consiguiente disminuye la sobresaturación de los vapores en el gas de la cámara, es considerado generalmente como la única, o la principal causa de la limitación del tiempo de sensibilidad. La finalidad de esta nota es la de indicar que otro factor, que siempre se encuentra presente, aún cuando generalmente es casi despreciable, puede, en ciertos casos particulares importantes, jugar un rol esencial y aún predominante.

Recordemos ante todo la definición habitual del «tiempo de sensibilidad» de una cámara de niebla. Este es definido como el intervalo de tiempo durante el cual la sobresaturación en la cámara permanece suficiente como para producir la condensación a lo largo de los rastros de las partículas ionizantes. Esta definición fué dada por Williams⁽¹⁾, quien también estudió el proceso físico involucrado, y dedujo una teoría sencilla del mismo. Será de utilidad comenzar con una breve recapitulación de sus razonamientos.

La cámara de niebla está llena de un gas de volumen inicial V_1 y presión P_1 a una temperatura T_1 ; después de la expansión adiabática con una relación de expansión $(1+r)$, estas

⁽¹⁾ E. J. WILLIAMS, *Proc. Camb. Phil. Soc.* 35, 512, (1939).

magnitudes serán: $V_2 = V_1(1+r)$; $P_2 = P_1(1+r)^{-\gamma}$; $T_2 = T_1(1+r)^{1-\gamma}$. Si se utiliza una mezcla de vapores, γ debe calcularse mediante la fórmula:

$$(1) \quad \frac{1}{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma_0-1} \frac{P_0}{P} + \sum \frac{1}{\gamma_i-1} \frac{P_i}{P}$$

en la cual P_0 , P_i indican las presiones parciales del gas y de los componentes del vapor; γ_0 y γ_i los valores correspondientes de las relaciones c_p/c_v de los calores específicos, y P la presión total.

Sea $(1+r)$ la máxima relación de expansión para la cual aún se forman rastros sin formación de nube, y $(1+r-\delta r)$ la mínima relación de expansión para la cual aún se observan los rastros de las partículas. La presión y la temperatura correspondientes a $(1+r-\delta r)$ son $P_2 + \delta P$; $T_2 + \delta T$. Indicamos la máxima disminución de temperatura $T_1 - T_2$ por T . Entonces, puesto que r es pequeño y $\delta r \ll r$, tenemos que:

$$(2) \quad \delta P = \gamma P_1 (1+r)^{-1-\gamma} \cdot \delta r$$

y aproximadamente:

$$(3) \quad \delta T/T = \delta r/r.$$

Mientras el gas en la cámara es enfriado por la expansión hasta una temperatura T_2 , las paredes circundantes permanecen, debido a su mayor capacidad calorífica y conductividad, prácticamente a la temperatura T_1 . A consecuencia de esto, inmediatamente después de la expansión el gas en la inmediata vecindad de las paredes comienza a calentarse por conducción. La pequeña conductividad del gas hace muy lento este proceso de conducción y por consiguiente, sólo es calentada directamente una capa muy delgada del mismo. Sin embargo, su dilatación produce una disminución del volumen de la parte central del gas en la cámara: o sea, lleva al gas a un estado igual al producido por una expansión de menor relación de expansión. Por consiguiente, la formación de los rastros dejará de ser posible tan pronto como el aumento de la presión de la parte central del gas, debido a su compresión, alcance el valor definido por la ecuación (2). Puede verse de la (3) que el aumento de temperatura de la parte central es

completamente despreciable ($\delta r/r$ es generalmente del orden 0,01 y nunca mayor de 0,1), y puede además mencionarse que: (I) el aumento de temperatura de la parte central del gas por conducción directa es pequeño comparado con δT , y consecuentemente (II) el espesor de la capa que es calentada en forma apreciable es en realidad muy pequeño comparado con las dimensiones de la cámara.

Williams pudo, por consiguiente, aplicar un tratamiento unidimensional simple al problema de conducción de calor considerado, el resultado del cual, para el aumento de volumen δV de la capa limítrofe calentada por la superficie S de las paredes de la cámara después de un tiempo t , es:

$$(4) \quad \delta V = 1,14 S \frac{T_1 - T_2}{T_2} a t^{1/2},$$

en la cual $a^2 = k/\rho c$; siendo k = conductividad térmica; ρ = densidad y c = calor específico del gas de la cámara.

El aumento δV del volumen de la capa limítrofe produce un decrecimiento igual del volumen de la parte central del gas y, por consiguiente, un aumento de presión δP :

$$(5) \quad \delta P = \gamma (P_2/V_2) \delta V = \gamma (P_1/V_1) (1+r)^{-1-\gamma} 1,14 \cdot S \frac{T_1 - T_2}{T_2} \cdot a \cdot t^{1/2}.$$

Esta expresión puede ser simplificada con suficiente aproximación, introduciendo $(T_1 - T_2)/T_2 = [(1+r)^{\gamma-1} - 1] \cong (\gamma-1) r$. Este δP aumenta con el tiempo y después de un tiempo igual al «tiempo de sensibilidad» t_s llega a ser igual al δP crítico de la ecuación (2):

$$(5a) \quad \gamma P_1 (1+r)^{-1-\gamma} \delta r = \gamma (P_1/V_1) (1+r)^{-1-\gamma} 1,14 S (\gamma-1) r a t_s^{1/2}$$

y tendremos, para el tiempo de sensibilidad t_s :

$$(6) \quad t_s = 0,777 \left(\frac{\delta r}{r}\right)^2 \left(\frac{V_1}{S}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma-1}\right)^2 \left(\frac{c}{k}\right).$$

Esta fórmula ha sido obtenida por Williams (loc. cit.) de un modo muy similar y ha sido, desde entonces, verificada

en sus aspectos esenciales ⁽²⁾. Observemos además que el trabajo necesario para aumentar la presión de la parte central del gas hasta el valor crítico (2) es del orden:

$$(7) \quad \delta W = P_2 \delta V = P_1 V_1 (1+r)^{-\gamma} \delta r = \left(\frac{M}{M_0}\right) R T_1 (1+r)^{-\gamma} \delta r$$

con la notación habitual. Para dar una idea de la cantidad de trabajo involucrado, calculemos el valor numérico de la (7) para una cámara que contiene un mol de gas operando bajo las siguientes condiciones: $(1+r) = 1,10$; $\delta r = 0,005$; $\gamma = 1,30$; $T_1 = 290^\circ \text{K}$ (estos valores son muy próximos a los de la cámara de Williams, para la cual el tiempo de sensibilidad medido era de 0,4 seg.). Obtenemos de la (7):

$$(7a) \quad \delta W = \delta Q = 1,05 \times 10^8 \text{ ergios} = 2,5 \text{ cal.}$$

La conclusión inmediata de la (7) es que *todo* proceso que disipe una energía del orden adecuado y que conduzca a una compresión adiabática del gas de la cámara puede y debe ser considerado como un posible factor limitador del tiempo de sensibilidad de la cámara de niebla.

II. Procederemos a continuación a discutir un tipo tal de proceso que, aunque siempre presente, será de importancia sólo en casos especiales. Se trata de la «producción interna de calor» dentro de la cámara debido a la condensación del vapor sobresaturado sobre los iones. Esto puede a primera vista parecer no muy evidente, ya que uno normalmente no considera que la temperatura de las gotas, si no hubiese intercambio de calor con el gas circundante, sería de varios centenares de grados. Claro está que en realidad este calor será transmitido al gas en la inmediata vecindad de las gotas, del mismo modo en que el calor de las paredes pasa a la capa limítrofe de las mismas; la «capa limítrofe» alrededor de las gotas se expandirá y, consecuentemente, comprimirá la parte central del gas en la cámara: otro proceso en perfecta analogía con el considerado por Williams. Debemos demostrar, sin embargo, que por lo menos bajo condiciones favo-

⁽²⁾ véase p. ej. N. N. Das Gupta y S. K. GHOSH, *Rev. Mod. Phys.* 18, 225, (1946).

rables el proceso descrito puede producir la cantidad de calor requerida por la (7).

Si llamamos q el calor de vaporización de la mezcla utilizada, ρ_d y v_d la densidad y el volumen respectivamente de las gotas formadas, el calor producido por la formación de una única gota es:

$$(8) \quad Q_d = \rho_d \cdot v_d \cdot q.$$

Siempre que la atmósfera de vapor en torno a una gota pueda considerarse como prácticamente invariable, la velocidad con que aumenta el volumen de las gotas es tal que su superficie es proporcional al tiempo. Utilizando los valores numéricos de Hazen⁽³⁾, podemos escribir para v_d :

$$(9) \quad v_d \cong 4,7 \cdot 10^{-8} \cdot t^{3/2}$$

de modo que en una mezcla de agua y alcohol ($\rho_d \cong 0,9$; $q \cong 350$ cal.) el calor desarrollado por gota es:

$$(8a) \quad Q_d = 1,48 \cdot 10^{-5} \cdot t^{3/2} \text{ cal.}$$

Después de un tiempo de medio segundo, (que es aproximadamente el tiempo de sensibilidad de una cámara de tamaño mediano), el calor Q_d por gota es aproximadamente $5 \cdot 10^{-6}$ cal., siendo necesarias $5 \cdot 10^5$ gotas totalmente desarrolladas para insensibilizar la cámara, aún sin ningún calentamiento proveniente de las paredes. Si recordamos que el número de gotas formadas en el rastro de una partícula alfa, o en la de cualquier otra partícula fuertemente ionizante de unos cuantos Mev de energía, es de 2 a $4 \cdot 10^5$, y que el rastro dejado en el aire por un proceso de fisión contiene hasta $2 \cdot 10^6$ pares de iones⁽⁴⁾, se puede pensar que ya unos pocos rastros producirían suficiente calor como para exceder en su efecto al calentamiento proveniente de las paredes. Sin embargo, esto no es así. No se puede, en el caso de los rastros densos, calcular el volumen de la gota mediante la fórmula de Hazen, ya que la sobresaturación de la atmósfera

⁽³⁾ W. E. HAZEN, *Rev. Sci. Instr.* 13, 247, (1942).

⁽⁴⁾ W. JENTSCHKE y F. PRANKAL, *Phys. Zeits.* 40, 706, (1939).

de vapor en la proximidad inmediata de las gotas no sólo será disminuída, sino que estará localmente completamente agotada mucho antes de que las gotas alcancen su tamaño final predicho. Esto puede ser fácilmente demostrado: vemos, por ejemplo, que el volumen total de las $3 \cdot 10^5$ gotas de un rastro de una partícula alfa después de medio segundo sería aproximadamente $5 \cdot 10^{-5}$ cm³, de acuerdo con la fórmula de Hazen, mientras que el volumen ocupado por el rastro en su totalidad, que puede ser calculado p. ej. a partir del «espesor 90 %», de acuerdo con Blackett⁽⁵⁾ (o sea, el espesor dentro del cual permanece el 90 % de todos los iones después de haber transcurrido un tiempo t entre su formación y la expansión de la cámara), es del mismo orden. El «espesor 90 %» es:

$$(10) \quad x = 4,7 \sqrt{D_i t}$$

en la cual D_i es el coeficiente de difusión de los iones. t debe ser pequeño para una cámara buena y generalmente no es más que 0,01 seg. aproximadamente. El coeficiente de difusión D_i en el oxígeno es 0,032, por consiguiente, el «volumen» v_t del rastro de una partícula alfa de un alcance $R=5$ cm. resulta:

$$(11) \quad v_t = \pi \frac{x^2}{4} R \cong 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3$$

que es aproximadamente igual a sólo cinco veces el volumen total de las gotas, relación evidentemente demasiado pequeña, ya que debe recordarse que la distribución de las gotas a lo largo del volumen del rastro no es uniforme, sino que tiene un máximo bien definido en el medio del rastro. Por consiguiente, no sólo no hay suficiente vapor disponible para que crezcan los rastros: ¡No hay siquiera suficiente lugar! Por consiguiente debemos abandonar este modo de calcular el efecto.

Sin embargo, existe otra manera muy sencilla. Aunque las gotas agotarán pronto el vapor sobresaturado dentro del volumen del rastro, ellas aún pueden extraer material de la atmósfera exterior de vapor. El proceso real es más bien complicado, pero ya que aquí sólo estamos interesados en consideraciones de orden

(5) P. M. S. BLACKETT, *Proc. Roy. Soc. (A)*, 146, 281, (1934).

de magnitud, podremos obtener una respuesta suficientemente precisa suponiendo que se condense todo el vapor sobresaturado que puede difundirse dentro del volumen del rastro desde una atmósfera exterior cuya densidad es constante a una distancia infinita, y que no se regenere en los puntos en que su densidad disminuye debido a la difusión dentro del «pozo del rastro». Suponiendo una densidad inicial constante ρ_s del vapor sobresaturado «condensable», y reduciendo las dimensiones del «pozo» a las de un cilindro infinitamente delgado, reducimos nuestro problema al de la solución de la ecuación de difusión cilíndrica con condiciones de contorno más bien sencillas.

Podemos escribir la solución de este problema de difusión en la forma $\rho = \rho_s \Phi(r, \sqrt{Dt})$, en la cual Φ se anula para $r=0$ y es igual a 1 a una distancia infinitamente grande. La cantidad m_l condensada en un cm. de rastro es pues:

$$(12) \quad m_l = \rho_s \int_0^r 2\pi r [1 - \Phi(r, \sqrt{Dt})] dr.$$

La determinación del valor numérico de la (12) con la solución correcta Φ es más bien engorrosa y el resultado, desde el punto de vista de las dimensiones y de los tiempos, es muy próximo al de otra aproximación que preferimos por su simplicidad: podemos suponer que todo el vapor contenido en un cilindro de radio igual al camino medio de difusión, « r » = $\sqrt{2Dt}$, puede difundirse dentro del «pozo» y que nada se difunde desde el exterior de este cilindro, (esto conduce a valores correctos para el problema de la difusión lineal, en el cual Φ es la integral del error de Gauss $\psi(r/2\sqrt{Dt})$, función que evidentemente satisface a las condiciones de contorno impuestas a Φ). Así es que escribimos para la (12):

$$(12a) \quad m_l = 2\pi \rho_s Dt$$

y aún puede observarse que utilizando esta ulterior aproximación subestimamos, aunque ligeramente, la cantidad realmente condensada.

La densidad inicial del vapor sobresaturado «condensable» puede ser obtenida como diferencia entre las cantidades M_1 y M_2

que están en equilibrio a la temperatura inicial T_1 y la final T_2 respectivamente:

$$(13) \quad p_1 V_1 = (M_1/M) RT_1 \quad \text{y} \quad p_2 V_2 = (M_2/M) RT_2.$$

Las presiones parciales p_1 y p_2 del vapor o vapores son conocidas, de ahí que la cantidad total $\delta M = M_1 - M_2$ de vapor condensable puede ser calculada. Para una cámara que contiene un mol a la presión inicial de una atmósfera y de las características antes mencionadas, obtenemos, por ejemplo:

$$(14) \quad \rho_s = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ gr./cm}^3.$$

Reemplazando en la (12) obtenemos la cantidad total de vapor condensado por centímetro de longitud del rastro, y multiplicándolo por $q = 350$ cal. obtenemos la cantidad aproximada de calor desarrollado por cada centímetro de rastro denso:

$$(15) \quad Q_t = m_t \cdot q \cong 2,1 \cdot 10^{-2} \cdot t \text{ cal.}$$

(Se ha utilizado aquí para D el valor 0,2, intermedio entre los del alcohol y del agua).

Resulta, por consiguiente, que unos 200 cm. de longitud total de rastros densos detendrían la formación de nuevos rastros, en una cámara de las dimensiones consideradas, al cabo de medio segundo, y contribuirían de este modo a limitar el tiempo de sensibilidad en igual grado aproximadamente que el calentamiento proveniente de las paredes. En trabajos de física nuclear pura se utilizan generalmente cámaras más pequeñas: para una cámara de un litro de capacidad y de proporciones similares, el tiempo de sensibilidad debido al efecto de las paredes sería aproximadamente 0,05 seg. y consecuentemente lo igualaría el efecto de la condensación de unos 100 cm. de rastro.

En las experiencias de física nuclear es a veces de importancia fundamental fotografiar simultáneamente un gran número de partículas fuertemente ionizantes. Es en estos casos en que el efecto aquí discutido es de particular interés, y bien puede resultar un factor decisivo en la limitación del tiempo de sensibilidad.

En la mayoría de los trabajos sobre radiación cósmica, por otro lado, no aparecen muchos rastros densos en una sola fotogra-

fía, y el calor originado en los rastros no será, en general, suficientemente grande como para ser comparable con el disipado por las paredes de la cámara.

En todas estas consideraciones hemos despreciado completamente, hasta ahora, una contribución debida a las gotas de fondo que están siempre presentes. Es muy difícil dar una regla general respecto del número de tales gotas que pueden ser admitidas; esto dependerá de muchos factores y variará dentro de amplios límites. Para una cámara de profundidad moderada podemos aventurarnos a establecer en un cálculo prudente, un número «permitido» de 10 a 100 gotas por cm^3 , dependiendo el valor exacto de las condiciones experimentales. Recordando que para estas gotas son válidas las suposiciones de crecimiento independiente de la fórmula (9) de Hazen, y recordando las conclusiones extraídas de las fórmulas (7a) y (8a), según las cuales en una cámara mediana son necesaria unas $5 \cdot 10^5$ gotas bien desarrolladas para extinguir la sensibilidad al cabo de medio segundo aproximadamente, debemos concluir que la contribución de las gotas de fondo no es de ningún modo siempre despreciable. Será en particular importante para una cámara grande, ya que el efecto de las gotas de fondo es proporcional al volumen, o mejor dicho, sería proporcional al volumen si la densidad de fondo se mantuviera igual para todas las diferentes profundidades. Aunque esto no es rigurosamente cierto y el número de gotas de fondo será menor, en general, para una cámara profunda, es fácil ver que a medida que aumentan las dimensiones de la cámara, esta «contribución de fondo» gana en importancia respecto del efecto de las paredes.

III. Durante unas recientes experiencias con cámara de niebla tuvimos, en forma completamente accidental, una oportunidad de comprobar la existencia del proceso descrito. Por un tiempo tuvimos dificultades con lo que hemos llamado «el fantasma de Lord Rutherford»: contaminación debida a trazar de una sustancia radioactiva que probablemente estaba presente aquí desde que Rutherford efectuó sus experiencias en este laboratorio, y que fué recogida accidentalmente cuando la cámara fué desmontada. Hemos usado dicha cámara para tomar una serie de fotografías con diferentes campos «limpiadores», para ilustrar sus efectos.

Esta gran cámara de niebla, que trabaja horizontalmente, tiene una sección cuadrada de unos 57 cm. de lado y una profundidad

de unos 15 cm. Una caja conteniendo contadores y absorbentes la divide a unos 2/3 de su altura. La cámara fué llenada con oxígeno a la presión atmosférica y una mezcla al 50 % de agua y alcohol, como líquido productor de vapor. Para la serie de fotografías aquí expuestas ella fué disparada por un telescopio de tres contadores, uno sobre la cámara, uno en la caja del medio y uno debajo de la cámara. Cada fotografía contiene, por consiguiente, por lo menos una partícula penetrante de radiación cósmica.

El campo «limpiador» fué variado entre 3 y 30 volt/cm. Esto produce una sorprendente diferencia en las fotografías; cuando se utiliza el campo más débil quedan en la cámara tantos rastros viejos de partículas alfa que es casi imposible reducir más el campo «limpiador» si es que se desea observar rastros netos. Vemos ejemplos de esas fotografías en las láminas 1 a 5, que corresponden a campos «limpiadores» de 3, 6, 12, 20 y 30 volt/cm, respectivamente. Las fotografías hablan de por sí. La limpieza progresiva es evidente (*).

Para tener una base para efectuar consideraciones más cuantitativas, hemos contado el número de rastros de todas las partículas alfa y de todos los electrones (excluyendo las partículas observadas por el telescopio) en todas las fotografías de la serie. Los resultados obtenidos están dados en la tabla 1.

T A B L A 1.

<i>Int. de campo en V/cm.</i>	N_e	N_α	$N_{calc.}$
3	12	67	63,5
6	19	32	33,2
12	22	15	17,9
20	20	12	11,9
30	21	10	9,0

Podemos utilizar estos valores no sólo para determinar la cantidad N_0 de partículas alfa que aparecen por segundo, sino también el retardo Δt entre la expansión y la iluminación. Los

(*) Lamentablemente estas fotografías son mas bien pobres, principalmente debido a la falta de luz. No era posible, en aquel entonces, conseguir una segunda lámpara de destellos:



Lámina 1. 3 V/cm.

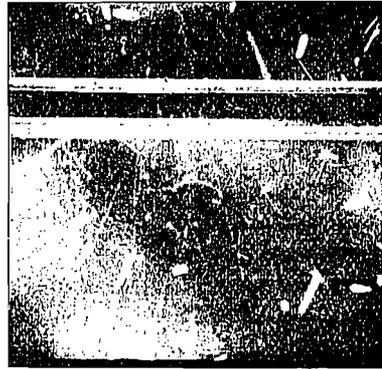


Lámina 2. 6 V/cm.

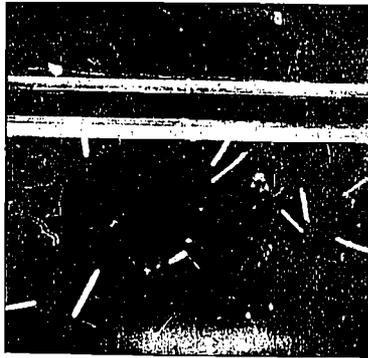


Lámina 3. 12 V/cm.

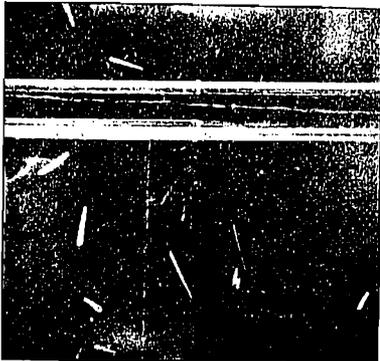


Lámina 4. 20 V/cm.

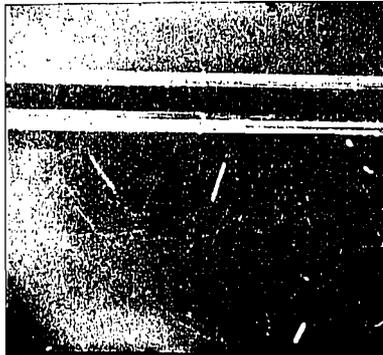


Lámina 5. 30 V/cm.

rastros serán registrados sólo si fueron formados dentro del intervalo t_m precedente a la expansión, tal que:

$$(16) \quad t_m = \frac{d}{\mu E}$$

(d =profundidad de la cámara; μ =movilidad de los iones; E =intensidad del campo eléctrico limpiador) (*). El número probable de rastros que aparecerán en la fotografía es, entonces:

$$(18) \quad N_\alpha = \lambda N_0 (t_m + \Delta t)$$

en la cual λ es la relación entre el volumen iluminado de la cámara y el volumen total de la misma: en nuestro caso, alrededor del 42 %. Como las cantidades t_m pueden ser calculadas a partir de la (16), podemos colocar los números observados de rastros en función de t_m . Este gráfico debe ser una función lineal (y nos permite determinar N_0 y Δt). Puede apreciarse los resultados obtenidos en la fig. 1.

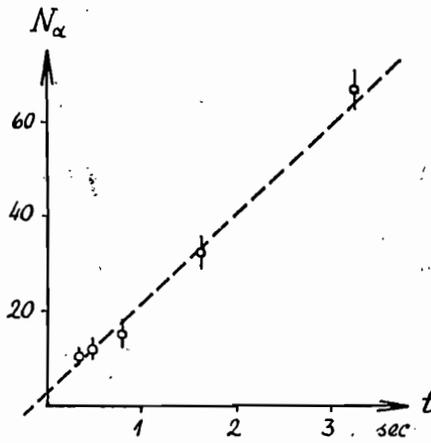


Fig. 1

(*) Esta expresión es suficientemente correcta ya que la parte central de la cámara está iluminada, de modo que no se pierde casi ningún rastro formado dentro del intervalo t .

Para estos cálculos se ha utilizado un valor medio de las movi- lidades de los iones positivos y negativos. Los valores que resultan son:

$$\lambda N_0 = 20,6; N_0 \cong 50; \Delta t = 0,14 \text{ seg.}$$

Llevando estos valores a la (18) obtenemos las cantidades $N_{calc.}$ de la tabla 1. El excelente acuerdo entre estos y los N_{α} es, claro está, sólo otra expresión de la linealidad de la función que relaciona N_{α} con t_m en la fig. 1. El valor de 0,14 seg. para el retardo del destello luminoso está perfectamente de acuerdo con lo que esperábamos. Este retardo no fué medido con precisión anteriormente, pero fué diseñado y se lo estimó en la práctica como comprendido entre 0,1 y 0,2 seg.

Antes de entrar en una aplicación de estos datos a consideraciones acerca del tiempo de sensibilidad, agregaremos otra comprobación de la fidelidad de nuestra escala de tiempos. La obtenemos a partir de las mediciones de los espesores de los rastros en las diversas fotografías, comparados con los espesores teóricos de acuerdo con el «espesor 90 %» de Blackett (10). Claro está que este método da sólo resultados semi-cuantitativos, ya que ni en la medición del espesor de un rastro viejo de una partícula alfa puede evitarse una cierta arbitrariedad, ni puede tampoco afirmarse que el «espesor» registrado en las fotografías representa exactamente el límite 90 %. Sin embargo, ninguno de estos errores posibles alterará mucho la escala de tiempos, de modo que podemos estar satisfechos con nuestro procedimiento siempre que se necesite sólo un orden de magnitud y no una medición de precisión.

Si dentro de un intervalo $0 \leq t \leq t_m$ se produce una emisión de partículas alfa con una frecuencia constante N_0 , y si el espesor de sus rastros está dado por la (10), el número $N(x) \cdot dx$ de rastros de un ancho comprendido entre x y $(x+dx)$ estará dado por:

$$(19) \quad N(x) \cdot dx = \frac{2\lambda N_0 \cdot x \cdot dx}{(4,7 \sqrt{D})^2} \quad \text{para } x \leq 4,7 \sqrt{D \cdot t_m}$$

$$N(x) \cdot dx = 0 \quad \text{para } x > 4,7 \sqrt{D \cdot t_m}$$

despreciando los rastros delgados que se forman entre la expansión y el destello. Para estos últimos es casi ilusoria una medición precisa de su espesor; aún la separación de las dos columnas de iones positivos y negativos será frecuentemente imperfecta. Por esta razón, al calcular la distribución «teórica» de los espesores de los rastros hemos considerado el número total más probable de los rastros nuevos formados entre la expansión y el destello, (con un retardo $\Delta t = 0,14$ seg.), de modo que la distribución sea uniforme hasta un ancho de 2 mm, y luego esté dada por la (19). En las figuras (2) y (3) se comparan las curvas calculadas con los resultados de las mediciones para campos de 3 y 6 volt/cm., respectivamente. La concordancia es buena, tal como puede esperarse; la «cola» de los rastros aparentemente

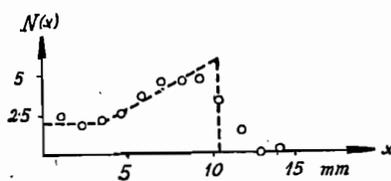


Fig. 2

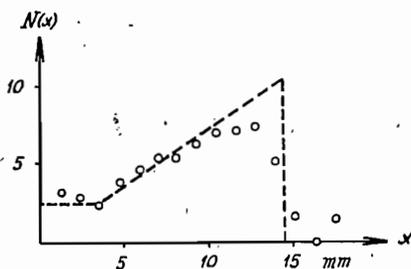


Fig. 3

demasiado gruesos no es enteramente debida a falta de precisión en las mediciones; por lo menos en parte es real y resulta del movimiento más lento de los iones positivos que permanecerán en la cámara un tiempo mayor que el tiempo máximo t_m calculado con la movilidad iónica media. Podemos pues estar satisfechos de la fidelidad de nuestra escala de tiempos para la edad

de los rastros. Debemos recalcar este punto, ya que las magnitudes t_m serán de importancia decisiva en las consideraciones subsiguientes.

Consideremos ahora el número N_e de rastros de electrones indicado en la segunda columna de la tabla 1. Observamos una marcada disminución con el aumento de la contaminación alfa. Ahora bien, es posible que, debido al gran número de rastros de partículas alfa en las fotografías sacadas con un campo de 3 volt/cm., algunos rastros de electrones han sido pasados por alto, pero con toda seguridad, no se puede explicar de este modo la reducción de N_e a casi la mitad del valor correspondiente a campos intensos. Por otro lado debe recordarse que los rastros de electrones registrados en las fotografías son todos muy recientes comparados con los rastros de las partículas alfa. Los rastros débiles de este tipo no podrían ser identificados si no fueran formados inmediatamente antes o después de la expansión: los rastros que se producirían antes de la expansión de la cámara en un intervalo del orden del retardo Δt , por ejemplo, se habrían difundido hasta un «espesor 90 %» de aproximadamente 3 mm., que es demasiado como para una identificación segura de rastros débiles.

Por consiguiente podemos considerar, para todos los fines prácticos, que todos los rastros de electrones de nuestras fotografías se forman en un período que comienza en un instante que prácticamente coincide con el de la expansión y no depende de la intensidad del campo eléctrico. Esto constituye una diferencia muy notable entre los rastros de las partículas alfa y los de los electrones: la variación del número de rastros de partículas alfa se explica debido a su diferente edad máxima, mientras que la edad máxima de los rastros de electrones es la misma en todas las fotografías y considerablemente menor que la impuesta por los campos eléctricos más intensos. Esto nos deja sólo una explicación simple de la disminución de N_e para los campos débiles. Si el período de formación de los rastros registrados comienza en el mismo momento para todos los campos, y sin embargo el número de los rastros registrados es muy diferente de un campo a otro, entonces el período de formación debe terminar en momentos distintos. En otras palabras, el tiempo de sensibilidad de la cámara debe haberse acortado hasta un valor menor que el retardo Δt del destello luminoso al utilizar el campo de 3

ivolt/cm., mientras que con un campo de 12 volt/cm. o más, y posiblemente ya para 6 volt/cm. el tiempo de sensibilidad excedió el valor Δt .

Siguiendo las ideas delineadas en la sección II nos preguntamos si es posible que unos 150 rastros «adultos» de partículas alfa produzcan suficiente calor como para detener la formación de nuevos rastros después de un tiempo no mayor que 0,1 seg. Debemos tener en cuenta, sin embargo, que aunque las ideas básicas desarrolladas en la sección II podrían ser aplicables, las fórmulas dadas allí no son directamente aplicables. Las condiciones físicas son esencialmente diferentes.

El caso considerado en la sección II corresponde al proceso físico utilizado en los trabajos de física nuclear pura, en los cuales se utiliza campos limpiadores intensos que son desconectados inmediatamente antes de la expansión, de modo que no aparecen rastros viejos y todos los rastros son suficientemente delgados como para asemejarlos a cilindros infinitamente delgados, esto es, su espesor es pequeño comparado con la «longitud de difusión» $\sqrt{D_i \cdot t}$, siendo t del orden de 0,01 seg. Por otro lado, en el caso aquí considerado muchos rastros tienen un ancho que excede a la «longitud de difusión», y las aproximaciones hechas en la sección II resultan inadecuadas. Sin embargo, precisamente este tan grande «volumen» de nuestros rastros de contaminación invita a aplicar el método abandonado en la primera parte de la sección II para los rastros delgados: considerar a las gotas como creciendo individualmente en una atmósfera in exhausta, de acuerdo con la fórmula (9) de Hazen. En la sección II fué hallado que, para los rastros delgados, el «volumen» del rastro era unas cinco veces mayor que el volumen de todas las gotas formadas en el rastro; esta relación resulta del orden 10^4 para los rastros de una vida, en valor medio, de 1,5 seg., que son los que debemos considerar ahora que el campo es débil. Como quiera que sea, la única objeción correcta que se puede efectuar es que esto no significa necesariamente que las gotas dispondrán siempre de suficiente vapor para crecer, pero si podemos demostrar que el «volumen» del rastro solamente contiene suficiente vapor sobresaturado, aún sin rellenarse por difusión desde el exterior, como para «alimentar» a las gotas durante el tiempo considerado, bien podremos considerar correctamente establecidas las condiciones de

crecimiento independiente de las gotas de acuerdo con la fórmula (9).

Unas pocas palabras más acerca de los méritos relativos de nuestros dos métodos. Despreciando las dimensiones finitas del volumen del rastro, las consideraciones de la sección II que son aproximadamente correctas para rastros muy finos y recientes darán generalmente valores demasiado pequeños para la cantidad de vapor condensado y, por consiguiente, para el calor desarrollado por los rastros y, como consecuencia, valores demasiado grandes para el tiempo de sensibilidad. Por otro lado, la fórmula de Hazen representa la velocidad máxima a la cual pueden crecer las gotas y, siendo correcta para rastros débiles o muy difusos, en los demás casos dará valores demasiado grandes para el calor producido y, por consiguiente, valores muy pequeños para el tiempo de sensibilidad. Así es que ambos métodos pueden ser utilizados aún fuera de sus respectivas regiones de su mayor o menor corrección para dar valores máximos y mínimos del tiempo de sensibilidad debido a la producción de calor en los rastros.

En las experiencias descritas anteriormente la relación de expansión $(1+r)$ era 1,13; δr fué estimado en $\leq 0,01$. El volumen V_1 de la cámara era de $4,2 \cdot 10^4$ cm³. Esto da, para las demás magnitudes requeridas:

$$(20) \quad \gamma = 1,36; \quad \rho_s = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ gm/cm}^3; \quad q = 330 \text{ cal.}$$

$$\delta Q = 3,8 \cdot 10^8 \text{ erg} = 9,05 \text{ cal.}$$

Podemos también mencionar que el tiempo de sensibilidad de la cámara no contaminada, cuando era predominante el efecto de las paredes, era de aproximadamente 1 seg.

Con los datos de la (20), obtenemos para la masa m del vapor que debe ser condensado para detener la formación de rastros.

$$(21) \quad m = Q/q = 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ gm.}$$

Las mediciones del alcance de nuestras partículas alfa de contaminación dieron como resultado $R=6$ cm., de modo que el volumen del rastro definido por las (10) y (11), en realidad una función de la edad t de los rastros, resulta:

$$(22) \quad v_t = 3,33 \cdot t \text{ cm}^3$$

y el volumen total V_α de todos los rastros formados dentro del intervalo t_m , con una velocidad de producción de $N_0 \cdot dt$ en dt , es:

$$(23) \quad V_\alpha = \int_0^{t_m} v_l(t) \cdot N_0 \cdot dt = 1,665 \cdot N_0 \cdot t_m^2.$$

Para la intensidad de campo más débil, 3 volt/cm., hemos hallado: $t_m \cong 3,2$ seg. Esto da:

$$(23 a) \quad V_\alpha = 850 \text{ cm}^3.$$

Este volumen contiene una masa m' de vapor sobresaturado:

$$(24) \quad m' = \rho_s V_\alpha = 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ gm.}$$

que es ligeramente mayor que la cantidad dada por la (21) como necesaria para suprimir la formación de rastros. Dentro de las restricciones arriba mencionadas podemos tener la certeza de que la ecuación (9) da una buena aproximación del proceso real.

Aún dentro de una estimación conservativa del número N_d de gotas en uno de nuestros rastros, $N_d = 2 \cdot 10^5$, obtenemos para la masa m'' de todas las gotas formadas en la cámara después de un tiempo de crecimiento τ (para el campo limpiador más débil):

$$(25) \quad m'' = N_0 \cdot t_m \cdot N_d \cdot v_d \cdot \rho_\alpha \cong 1,3 \cdot \tau^{3/2}.$$

Si sólo este proceso determinase el tiempo de sensibilidad t_s de la cámara, podríamos obtener t_s igualando la (25) con la (21), y por lo tanto:

$$(26) \quad t_s^{3/2} = m/1,3 = 2,1 \cdot 10^{-2}; \quad t_s = 0,076 \text{ seg.}$$

Como fué indicado anteriormente, este valor debe evidentemente ser considerado como un límite inferior, aunque es dable esperar que el valor correcto no sea mucho mayor. Si también se tiene en cuenta el efecto de las paredes, entonces podrémos con razón atribuir a la cámara contaminada, con un campo limpiador de 3 volt/cm., un tiempo de sensibilidad «total» que no excede 0,1 seg.

Sin embargo, es también evidente que para campos intensos el efecto del calor producido en los rastros no reducirá el tiempo de sensibilidad por debajo de Δt : ya para el siguiente valor de la intensidad de campo, 6 volt/cm., el tiempo de sensibilidad calculado a partir de la (25) sería próximo a $\Delta t = 0,14$ seg., y para todos los demás valores de la intensidad de campo excederá, evidentemente, el valor Δt . De ahí que la «saturación» de los N_e , como se vió en la tabla 1, está realmente explicada en los rasgos expuestos.

Puede pensarse en verificar estas fórmulas comparando los números de rastros de electrones correspondientes a los dos valores más débiles del campo. De acuerdo con la (16) y la (26), su relación puede expresarse por la relación entre las dos intensidades de campo. En realidad, la concordancia numérica es perfecta. Pero lamentablemente esto no puede ser considerado en este caso como un argumento real, ya que la aplicabilidad de nuestro método en las condiciones del campo más intenso es, por lo menos, dudosa. Esta es precisamente la región donde ninguna de las dos aproximaciones aquí descritas es realmente satisfactoria: el rellenado por difusión desde el exterior es necesario, y el ancho medio de los rastros es del orden de la longitud de difusión. Por consiguiente, si la (15) y la (25) deben ser consideradas como el máximo y el mínimo del tiempo de sensibilidad debido al calentamiento por parte de los rastros, todo lo que podemos decir para el campo de 6 volt/cm. es que t_s debe estar comprendido, aproximadamente, entre 0,12 y 1 seg.; si se tiene también en cuenta el efecto de las paredes, que de por sí conduciría a un valor del tiempo de sensibilidad de 1 seg., el último de los valores mencionados sería considerablemente acortado, y el primero sólo ligeramente. Pero es imposible decidir si el valor exacto debe yacer justo por debajo o por encima del retardo Δt ; por otro lado, aún los datos experimentales no nos dicen más, ya que la diferencia entre el número contado de rastros y el valor de «saturación» $\cong 21$, es estadísticamente insignificante.

Por todo esto debemos restringir toda argumentación cuantitativa al caso del campo más débil y finalizaremos nuestras consideraciones con un cálculo del tiempo de sensibilidad a partir de los datos de N_e . Si los rastros son registrados a medida que se van formando durante un tiempo t_0 precedente a la expansión, y luego durante el intervalo comprendido entre la expansión y el

destello luminoso o, si la cámara es extinguida antes, hasta el final del intervalo del tiempo de sensibilidad $t_s = \alpha \cdot \Delta t$, N_s representa el fondo formado dentro del intervalo de tiempo $(t_0 + \Delta t)$, y el número menor N_e , correspondiente al campo menor, el fondo formado dentro del intervalo de tiempo $(t_0 + \alpha \cdot \Delta t)$. De aquí:

$$(27) \quad \frac{N_e}{N_s} = \frac{t_0 + \alpha \cdot \Delta t}{t_0 + \Delta t} = \frac{12}{21} = 0,57;$$

que conduce a un valor de α menor que 0,57, o, con $\Delta t = 0,14$, a un tiempo de sensibilidad máximo:

$$(27 a) \quad t_s \leq 0,08 \pm 0,03 \text{ seg.}$$

en perfecto acuerdo con el valor calculado (26).

Por otro lado, la evidencia experimental apoya nuestra suposición de que todos los rastros de electrones son completamente recientes comparados con los rastros de las partículas alfa. Introduciendo el valor de t_s obtenido en la (26), que puede ser tomado como un valor mínimo para el tiempo de sensibilidad, en la ecuación (27), obtenemos un valor máximo para t_0 . El resultado es, aproximadamente $0,01 \pm 0,08$ seg. (el gran error posible es debido principalmente a la incertidumbre en Δt). Como el límite superior corresponde a un ancho de rastro de unos 0,25 cm., que, bajo las condiciones predominantes está probablemente justo más allá del límite de la identificación segura, podemos considerar este resultado como otra verificación de nuestras suposiciones.

Resumiendo la discusión de nuestras fotografías de contaminación podemos afirmar, como consecuencia, que los datos obtenidos para el campo más débil concuerdan de un modo muy satisfactorio con los valores teóricos calculados en base a las suposiciones planteadas en las secciones II y III. Este acuerdo prueba la existencia e importancia, y aún ocasional predominio, del efecto de calentamiento proveniente de las gotas en estado de condensación como un factor limitador del tiempo de sensibilidad de una cámara de niebla.

CRONICA

UNDÉCIMA REUNIÓN DE AFA EN TUCUMÁN

23, 24 y 25 DE MAYO DE 1948

La primera reunión en Tucumán de la Asociación Física Argentina ha mostrado que la distancia desde la Capital Federal no es un factor negativo. La concurrencia de un físico de Río, 18 personas de Buenos Aires, 5 de La Plata y 6 de Córdoba —30 viajeros que recorrieron en promedio 2890 kilómetros cada uno— habla elocuentemente. Por el contrario, la distancia y las bellezas naturales del lugar parecen haber atraído a varias señoras y señoritas, que contribuyeron al éxito social de la reunión. Los viajes fueron facilitados por la generosa y cordial hospitalidad de la Universidad de Tucumán.

Dos informes y quince comunicaciones originales fueron presentados. El informe del joven físico brasileño Dr. José Leite Lopes sobre "algunos aspectos de las presentes dificultades de la teoría de las fuerzas nucleares" fué claro y meduloso. El mismo provocó la invitación a una reunión especial de seminario y conversaciones de sobremesa en el hotel que se prolongaron hasta las primeras horas de la madrugada. El informe del ingeniero Ernesto Galloni sobre "difracción de neutrones" fué muy completo y bien presentado.

De las 15 comunicaciones originales 4 provinieron del Instituto de Física de La Plata, 4 del Instituto de Física de Buenos Aires, 6 del Observatorio de Córdoba y 1 de Berazategui. Es satisfactorio comprobar el aumento de los trabajos experimentales y de física aplicada. Ello muestra que nuestra física se encamina hacia un equilibrio saludable entre la teoría, la experimentación de laboratorio y la aplicación técnica.

El doctor Gans pronunció una interesante conferencia sobre problemas del ferromagnetismo, resueltos por sus alumnos en Alemania, en los últimos 20 años.

La concurrencia a las sesiones y conferencias no bajó de 50 personas.

El refrigerio ofrecido por el señor Rector Interino Dr. José M. Rodríguez Vaquero el domingo 23 y el paseo a Raco, almuerzo en Anta Muerta y regreso por Villa Nougés el martes 25 permitieron apreciar a los concurrentes las magníficas bellezas naturales del "Jardín de la República" y el apreciable nivel del arte culinario académico.

Amables tertulias en casa de los organizadores de la reunión Dr. José Würschmidt y señora y en el Hotel Savoy facilitaron la discusión íntima extraoficial de problemas científicos, el acercamiento entre profesores y alumnos y el crecimiento de los afectos personales entre los afaístas y sus familiares.

En la reunión de C. D. se aceptaron nuevos socios y se resolvió efectuar la duodécima reunión en Córdoba, en Septiembre de 1948.

El programa desarrollado en Tucumán fué el siguiente:

P R O G R A M A

DOMINGO 23 DE MAYO

9.30 hs. — SESION INAUGURAL:

- a) Palabras de bienvenida por el Rector Interino de la Universidad, Dr. José M. Rodríguez Vaquero, en representación de la misma.
- b) Palabras de bienvenida por el Sr. Augusto Battig, en nombre de los socios tucumanos de A. F. A.

10.30 hs. — Propuesta de temas de investigación por el Presidente de la AFA.

11.— hs. — SEGUNDA SESION:

I N F O R M E S

- 1º Ernesto E. Galloni (Instituto de Física, Bs. Aires): Difracción de neutrones.
Lunch de recepción en el Rectorado.

16.— hs. — TERCERA SECCION:

C O M U N I C A C I O N E S

- 2º RICARDO GANS (Instituto de Física, La Plata): Sobre un nuevo estroboscopio.
- 3º ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): Variaciones en el espectro de Eta Carinae.
- 4º ADULIO CICCHINI (Instituto de Física, Bs. Aires): Medición de la Intensidad direccional de la radiación cósmica en la ciudad de Buenos Aires.
- 5º JOSÉ BALSEIRO (Instituto de Física, La Plata): Acerca de una transformación canónica del campo de radiación.
- 6º JOSÉ M. ELIAS (Instituto de Física, La Plata): Medición del cromatismo de una lente.

LUNES 24 DE MAYO

9 hs. — CUARTA SESION:

- 7º ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): El clima de la Antártida y su probable variación en un futuro cercano.
- 8º CARLOS PAGLIALUNGA (Instituto de Física, La Plata): Ranura de precisión para espectógrafo.
- 9º FRANCISCO GARCÍA OLLANO (Instituto de Física, Bs. Aires): Nueva solución aproximada de la ecuación de estado de los sólidos.
- 10º JUAN T. D'ALESSIO (Instituto de Física, Bs. Aires): Sobre la corrección de Dervichian y Clark en el método del anillo para medir tensión superficial.
- 11º JUAN T. D'ALESSIO y P. HITA (Instituto de Física, Bs. Aires): Viscosidades anómalas en líquidos.

15.30 hs. — QUINTA SESION:

- Reunión de la C. D. de la Asociación.
- 12º ENRIQUE GAVIOLA (Cristalerías Rigolleau, Berazatégui): Pantallas de radiación en hornos industriales.
- 13º RICARDO PLATZECK y ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): Prueba y medición de superficies ópticas planas y cuasi-planas con espejo esférico auxiliar.
- 14º RICARDO PLATZECK (Observatorio de Córdoba): El Espectro de Próxima Centauri.
- 15º RICARDO PLATZECK, A. MAIZTEGUI y ENRIQUE GAVIOLA (Observatorio de Córdoba): Método de determinación del 2º y 3er. contactos en eclipses totales de sol.
- 16º JORGE SAHADE (Observatorio de Córdoba): La variable de eclipse V. 337 Centauri.
- 17º RICARDO GANS (Instituto de Física, La Plata): Problemas del Ferromagnetismo (conferencia por invitación de la Facultad local).

MARTES 25 de Mayo

- 9.— hs. — Paseo a Raco, almuerzo en Anta Muerta y regreso a Tucumán por Villa Nougés.
- 19 hs.—18º JOSÉ LEITE LOPES (Instituto de Física, Río): Algunos aspectos de las presentes dificultades de la teoría de las fuerzas nucleares. (Informe).

EL CURSILLO DEL PROFESOR DELSARTE

Durante el mes de noviembre último el Profesor Jean Delsarte, de la Universidad de Nancy, dictó un cursillo sobre "Teoría y Aplicaciones de las Distribuciones", en el local del Instituto de Matemáticas, de la Universidad de Buenos Aires.

El Profesor Jean Delsarte egresó de la Sorbona con el título de *Docteur en Sciences*, en 1928, y es profesor titular de Análisis Superior de la Facultad de Ciencias de Nancy en 1936, y Decano de ella en 1945. Es autor de numerosos trabajos que le han valido sólido renombre internacional. En 1945 le fué discernido, por la Academia de Ciencias, el *Grand Prix des Sciences Mathématiques*.

El programa del cursillo desarrollado fué el siguiente:

1. Integración, funciones, medidas.
2. La noción de distribución. La distribuciones como formas lineales.
3. Derivación e integración de las distribuciones.
4. Topología de las distribuciones. Propiedades locales y globales.
5. La derivación de las distribuciones como operación lineal y continua.
6. Las partes finitas de integrales infinitas como distribuciones.
- 7 y 8. Aplicaciones a la Teoría del Potencial, a la Física y al Cálculo Simbólico.

I N D I C E

	Pág.
BABINI, José. - Nota sobre los coeficientes de Kummer	131-134
BALSEIRO, José A. - Acerca de una transformación canónica del campo de radiación	106-119
FASSINA, María C. - Las superficies de Peterson	172-182
FRUCHT, Roberto. - Sobre la construcción de sistemas parcialmente ordenados con grupo de automorfismos dado	12-18
GROSS, B. - Efecto dieléctrico remanente y cargas permanentes en dieléctricos sólidos	73-82
HADWIGER, H. - Un valor medio integral de la característica de Euler para óvalos móviles	66-72
PALAMÀ, Giuseppe. - Multigrade fattoriali	3-11
PIZÀ, Pedro A. - Coeficientes de Kummer	125-130
SANTALÓ, Luis A. - Sobre la distribución de planos en el espacio	120-124
SITTE, K. - Observaciones acerca del tiempo de sensibilidad de la cámara de niebla	183-202
VALIRON, George. - Remarques sur un théorème de S. Bernstein	141-144
VIDAL ABASCAL, E. - Curvas paralelas sobre superficies de curvatura constante	135-138
WINFNER, Aurel. - On restricted partitions with a basis of uniqueness Alfredo Rosenblatt (1880-1947), por M. Valentinuzzi	99-105 97-98

ASOCIACION FISICA ARGENTINA

Informes y comunicaciones de la octava reunión	19-42
Crónica de la novena reunión, por E. E. GALLONI	49
Informes y comunicaciones de la novena reunión	50-54
Crónica de la décima reunión, por E. GAVIOLA	55-56
Informes y comunicaciones de la décima reunión	56-65
Informes y comunicaciones de la undécima reunión	145-155
Crónica de la duodécima reunión, por E. GAVIOLA	155-156
Informe bianual del presidente	156-158
Informes y comunicaciones de la duodécima reunión	159-171

COMUNICACIONES

COTLAR, M. y ZARANTONELLO, E. - Semigrupos positivos y (l) ideales de Riesz-Birkhoff	85-86
KLIMOVSKY, G. - Estado actual del problema del tercero excluso	84-85
NACHBIN, L. - On the representation of complete boolean algebras	83
NACHBIN, L. - On locally convex topological vector lattices	83-84
ZARANTONELLO, E. y COTLAR, M. - Teoría de representación de grupos y semigrupos vectoriales ordenados	86-88

BIBLIOGRAFIA

A Collection of Papers in memory of Sir William Rowan Hamilton (M. Valentinuzzi)	93-94
P. PI CALLEJA. - Introducción al álgebra vectorial (M. Valentinuzzi)	94
P. PI CALLEJA. - La proyección conforme cilíndricas transversa de Lambert como introducción a las coordenadas de Gauss (M. Va- lentinuzzi)	94
P. MONTEL. - Selecta. Cinquantenaire Scientifique (1897-1947) (M. Valentinuzzi)	95
Jubilé Scientifique de M. Paul Montel (M. Valentinuzzi)	95
N. RASHEVSKY. - Progreso y aplicaciones de la Biología matemática (M. Valentinuzzi)	95
D. E. SMITH. - The poetry of mathematics and other essays (M. Valen- tinuzzi)	95-96
C. J. KEYSER. - Mathematics as a culture clue and other essays (M. Valentinuzzi)	96
A. LECHNEROWICZ. - Algèbre et analyse linéaires (M. Valentinuzzi) ..	96

CRÓNICA

Unión Matemática Argentina. Reuniones del 10 y 12 de julio de 1947, por M. VALENTINUZZI	43-44
Reunión de la U.M.A. en homenaje del profesor ADRIAN A. ALBERT, por J. M. CARDOSO	89
Informe sobre la reunión internacional de matemáticos convocada por la Sociedad Matemática de Francia con los auspicios de la UNESCO para tratar la constitución de una Unión Internacional de Matemá- ticas, por M. BALANZAT	90-92
Unión Matemática Argentina. Reunión del 21 de agosto de 1947, por M. VALENTINUZZI	92-93
Doctor ALEJANDRO TERRACINI, por I. C. GUGLIELMONE	139-140
El cursillo del profesor ZYGMUND	140
Undécima reunión de AFA en Tucumán	203-205
El cursillo del profesor DELSARTE	205
Estatuto de la U.M.A.	44-48

UNION MATEMATICA ARGENTINA

La U. M. A. reconoce cuatro categorías de miembros: honorarios, protectores, titulares y adherentes. El miembro protector paga una cuota anual de 100 \$, por lo menos; el titular una cuota mensual de 5 \$ o anual de 50 \$; y el adherente una cuota anual de 10 \$. Los pagos deberán efectuarse por cheque, giro u otro medio libre de gastos, a la orden de la Tesorera, Prof. Clotilde A. Bula, Lavalle 1115, Rosario.

Por ser la U. M. A. miembro del patronato de la *Mathematical Reviews* (sponsoring member), los socios de la U. M. A. tienen derecho a suscribirse a esa importante revista de bibliografía y crítica con 50 % de rebaja sobre el precio de suscripción que es de 13 dólares por año. Los socios de la U. M. A. pagarán por tanto sólo 6.50 dólares por año.

Los autores de trabajos reciben gratuitamente una tirada aparte de 50 ejemplares. Las correcciones extraordinarias de pruebas, son por cuenta de los autores.

JUNTA DIRECTIVA

Presidente, Alberto González Domínguez, Paraguay 1327, Buenos Aires
Vicepresidentes, J. C. Vignaux, E. H. Zarantonello. Secretario general, M. Valentínuzzi. Tesorera, Clotilde A. Bula. Protesorera, Juana M. Cardoso. Director de la Revista, J. Babini. Secretarios locales, R. A. Ricabarra (La Plata), P. L. Choceli (Córdoba). Elvira M. Tula (Cuyo), F. Gaspar (Rosario), Ilda C. Guglielmo (Tucumán).

ASOCIACION FISICA ARGENTINA

La A. F. A., asociación privada de investigadores, profesores y estudiantes de física y de astronomía, tiene por objeto fomentar el progreso de la enseñanza de dichas materias por medio de reuniones científicas periódicas y de la publicación de trabajos originales.

Podrán ingresar como socios activos quienes hayan efectuado investigaciones originales; pueden ser socios adherentes los profesores que no cumplan este requisito; y socios estudiantes los que hayan aprobado el primer año de estudios de física o de astronomía.

Las solicitudes de ingreso, que deberán llevar la firma de dos socios activos o adherentes, habrán de dirigirse al secretario local que corresponda. Los socios activos abonarán una cuota mensual de 6 \$, los adherentes de 4 \$ y los estudiantes de 2 \$. En estas cuotas están incluidas las suscripciones al órgano de la A. F. A. y a la revista "Ciencia e Investigación".

Los manuscritos destinados a la publicación deberán enviarse al delegado de la A. F. A. Mario Bunge, Instituto de Física, Perú 222, Bs. Aires; y la correspondencia administrativa deberá dirigirse al secretario local que corresponda o a la tesorera.

Para la redacción y presentación de los trabajos se agradecerá se tengan en cuenta las *Normas generales* distribuidas con esta revista en 1945.

COMISION DIRECTIVA

Presidente: Enrique Gaviola

Tesorera: Estrella Mazzoli de Mathov, San Juan 1931, Buenos Aires.

Secretarios locales: Ernesto E. Galloni, Buenos Aires, Yerbal 1763.

Fidel Alsina Fuertes, La Plata, calle 44 N° 717.

Guido Beck, Córdoba, Laprida 922.

José Würschmidt, Tucumán, Laprida 765.

Abonnement annuel à l'étranger: 4.00 dollars (Etats-Unis).

Prière d'adresser toute la correspondance scientifique et administrative à l'adresse ci-dessous:

SR. SECRETARIO DE LA UNION MATEMATICA ARGENTINA

Dr. MÁXIMO VALENTINUZZI

Gascón 520, Buenos Aires (REP. ARGENTINA)

S U M A R I O

	PÁG.
Remarques sur un théorème de S. Berstein, por G. Valiron	141
<i>Asociación Física Argentina.</i> — Informes y comunicaciones de la undécima reunión. - Crónica de la duodécima reunión, por E. Gaviola. - Informe bianual del presidente de la A.F.A. 1946-48. - Informes y comunicaciones de la duodécima reunión	145
Las superficies de Peterson, por M. C. Fassina	172
Observaciones acerca del tiempo de sensibilidad de la cámara de niebla, por K. Sitte	183
<i>Crónica.</i> — Undécima reunión de AFA en Tucumán. - El cursillo del profesor Delsarte	203

UNION MATEMATICA ARGENTINA

MIEMBROS HONORARIOS

Tulio Levi-Civita (†); Beppo Levi; Alejandro Terracini; George D. Birkhoff (†); Marshall H. Stone; Georges Valiron.

REPRESENTANTES EN EL EXTRANJERO

Ing. Rafael Laguardia (Uruguay). Ing. José Luis Massera (Uruguay). Dr. Sergio Sispánov (Paraguay). Dr. Godofredo García (Perú). Dr. Leopoldo Nachbin (Brasil). Dr. Roberto Frucht (Chile). Dr. Peter Thullen (Ecuador). Dr. Mario González (Cuba). Dr. Alfonso Nápoles Gandara (México).

Contribuyen especialmente al sostenimiento de las publicaciones de la UNION MATEMATICA ARGENTINA los siguientes

MIEMBROS PROTECTORES

COMPAÑIA INDUSTRIAL DEL NORTE DE SANTA FE. INGENIO AZUCARERO "ARNO" (Villa Ocampo. F. C. S. F.). — JULIO REY PASTOR (Buenos Aires). — EMILIA J. DE DOMÍNGUEZ (Buenos Aires). — TRICERRI HNOS. (Rosario). — MANUEL GUARTARTE (Buenos Aires). — CLOTILDE A. BULA (Rosario). — ELBA R. RAIMONDI (Buenos Aires). — FERNANDO L. GASPAS (Rosario).