



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

Facultad de Ingeniería

**SIMULADOR DE EFECTOS SOLARES PARA
CAPTADORES PLANOS.**

T E S I S

Que para obtener el título de:
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA

P r e s e n t a n :

Armando Maldonado Susano

Juan Antonio Sandoval Rodríguez

México, D. F.

1983



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hay algunas cosas que no pueden aprenderse con rapidez, y para adquirirlas debemos pagar un gran precio en tiempo que es todo lo que tenemos.

Son las cosas más sencillas que puede haber y como para conocerlas se necesita toda una vida.

Lo poco de nuevo que cada hombre saca de la existencia es muy costoso y es la única herencia que puede legar.

E. Hemingway

Reconocimiento

Este trabajo fue realizado en el Instituto de Ingeniería bajo la dirección del Maestro en Ingeniería Filiberto Gutiérrez Martínez.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. José Luis Fernández Zayas, por el gran apoyo e interés que mostró en el desarrollo de esta tesis.

Al Instituto de Ingeniería por las facilidades otorgadas para la realización de este proyecto.

A mis padres:

Ricardo G. Maldonado López e Irma Susano de Maldonado
quienes con su amor y sabios consejos, han iluminado
la senda de mi vida

Armando Maldonado S.

A mi madre:

A quién debo todo lo que soy

A mi padre:

De quién he tomado su
ejemplo de trabajo.

J. Antonio Sandoval R.

A quien siempre supo
fortalecerme y alentarme
con su absoluta confianza
e inapreciable ayuda

RESUMEN

En este trabajo se presenta un análisis de la radiación solar, su origen y sus características así como la atenuación que sufre debido a los diversos componentes de la atmósfera. Además se realiza un estudio de los distintos tipos de lámparas (comercialmente disponibles), para tratar de simular el efecto - que tiene la radiación solar sobre las superficies de los captadores solares planos. Tomando como base lo anterior se construye y se prueba un aparato que permite simular la radiación solar dentro de la atmósfera.

Indice

	Pág
INTRODUCCION	1
1 RADIACION SOLAR	3
1.1 <i>Origen y características</i>	3
1.2 <i>Niveles solares</i>	6
1.3 <i>Color y temperatura del sol</i>	11
1.4 <i>Fuente de la energía solar</i>	13
1.5 <i>Distancia Tierra-sol</i>	17
1.6 <i>Angulos básicos</i>	18
1.7 <i>Tiempo solar</i>	22
2. MAGNITUD DE LA RADIACION SOLAR EXTRATERRESTRE	23
2.1 <i>Espectro electromagnético solar</i>	23
2.2 <i>Constante solar</i>	25
2.3 <i>Variación de la razón radiación solar extraterrestre-constante solar y de la radiación solar extra terrestre con respecto a los meses del año</i>	28
3. EFECTO DE LA ATMOSFERA SOBRE LA RADIACION SOLAR RECIBIDA EN LA SUPERFICIE TERRESTRE	29
3.1 <i>Longitud de la trayectoria de la radiación solar en la atmósfera</i>	31
3.2 <i>Dispersión (scattering)</i>	35
3.3 <i>Absorción en el ultravioleta</i>	45
3.4 <i>Formación de la ionósfera y de la capa de ozono</i>	52
3.5 <i>Absorción en el infrarrojo</i>	56
3.6 <i>Turbidez atmosférica</i>	77
3.7 <i>Transmisión por la atmósfera</i>	81
3.8 <i>Caso de una atmósfera clara</i>	82
3.9 <i>Caso de una atmósfera turbia</i>	83

3.10	<i>Caso de una atmósfera nublada</i>	85
3.11	<i>Balance radiativo entre la Tierra y la atmósfera</i>	87
4.	FUENTES ARTIFICIALES DE ENERGIA RADIANTE	92
4.1	<i>Características de la luz</i>	92
4.2	<i>Fuentes artificiales de luz</i>	93
4.3	<i>Lámparas de filamento</i>	95
4.4	<i>Partes principales de una lámpara</i>	95
4.5	<i>Flujo luminoso y vida de una lámpara de filamento</i>	104
4.6	<i>Funcionamiento a tensión superior e inferior a la nominal</i>	104
4.7	<i>Conservación del flujo luminoso</i>	106
4.8	<i>Temperaturas del bulbo y del casquillo</i>	107
4.9	<i>Tipos de lámparas</i>	107
4.10	<i>Espectro radiante de una fuente de luz</i>	124
5.	SIMULADOR DE EFECTOS SOLARES PARA CAPTADORES PLANOS	125
5.1	<i>Introducción</i>	125
5.2	<i>Teoría</i>	126
5.3	<i>Diseño</i>	129
5.4	<i>Pruebas</i>	146
5.5	<i>Costo del simulador</i>	178
	CONCLUSIONES	180
	BIBLIOGRAFIA	182
	APENDICE 1	
	<i>Aparato de Langley</i>	184
	APENDICE 2	
	<i>Cálculo del ángulo de incidencia</i>	186
	APENDICE 3	

	Notas sobre los métodos de análisis de los captadores solares planos	188
1	Captación de la energía calorífica	188
2	Comportamiento de los materiales ante la luz	191
3	Propiedades de las cubiertas para captadores planos	193
4	Propiedades de la radiación de onda larga	199
5	Materiales alternativos para cubiertas	201
6	Superficies del captador plano	203
7	Aislamiento	207
8	Estructura de soporte de un captador solar	208
9	Balance de energía	210
10	Comportamiento del captador en grandes periodos de tiempo	212
11	Efecto del ángulo de incidencia	215
12	Remoción del calor en los captadores planos	217
13	Factores que afectan la eficiencia	218
14	Transferencia de calor en los fluidos	226
15	Diseño del captador	232
16	Factores que afectan la transferencia de calor	233
17	Curvas de eficiencia	241

INTRODUCCION

En los últimos años se ha visto la importancia que tienen los energéticos en el desarrollo de un país, así como la necesidad de encontrar fuentes alternativas de energía, además de sistemas que no requieran de las fuentes de energía convencionales. El uso de sistemas que utilicen captadores planos cumple con este requisito pero implica el conocimiento de la radiación solar y el comportamiento de estos ante ella.

El simular la radiación solar tiene por objeto poder reproducir los efectos (térmicos, mecánicos, etc.), que se tienen en la placa absorbadora de un captador plano, así como tener un control sobre las condiciones que influyen en su comportamiento como son la intensidad de radiación, la temperatura ambiente,

la velocidad del viento y demás. Para lograr esto se analiza el origen de la radiación solar, sus características, su valor fuera de la atmósfera (constante solar) y su espectro electromagnético. Asimismo, se hace referencia a la influencia que tiene la atmósfera sobre la radiación, los efectos que causan los diversos componentes (N_2 , H_2 , O_2 , H_2O , O_3 , CO_2 etc); uno de ellos es el color azul del cielo.

Por otra parte se hace un análisis de las fuentes artificiales de energía radiante, sus características, sus usos y el proceso de emisión de energía. Tomando como base lo anterior y considerando que la radiación es función de la temperatura de la fuente y que la longitud de onda cambia al atravesar de un medio a otro (como sucede al pasar a través del vidrio de un captador) se diseña y se construye el simulador solar para captadores planos y que se describe en este trabajo.

1. RADIACION SOLAR

1.1 ORIGEN Y CARACTERISTICAS

El sol es la estrella central del sistema solar. Está situado a unos 30 000 años luz de distancia del macizo núcleo de estrellas de la Vía Láctea cuyo diámetro es de aproximadamente 100 000 años luz y de espesor 30 000 años luz.

La masa del sol en función de la masa de la Tierra es la siguiente:

considerando que el peso de cualquier objeto en la superficie terrestre es la atracción de la Tierra sobre éste, aplicando la ley de gravitación universal se tiene la siguiente ecuación

$$w = G m M_T / r^2 \quad (1.1)$$

donde

G constante de gravitación universal

m masa del objeto

M_T masa de la Tierra y

r radio de la Tierra

el peso puede también ser descrito como

$$W = m g \quad (1.2)$$

donde g es la aceleración del cuerpo cuando cae libremente por gravedad

Combinando las ecuaciones (1) y (2) se obtiene:

$$g = G M_T / r^2 \quad (1.3)$$

Pero la atracción que ejerce el sol sobre la Tierra por analogía es:

$$a = G M_S / R^2 \quad (1.4)$$

donde M_S es la masa del sol y R es el radio medio de la órbita de la Tierra.

El valor de esta aceleración "a" se puede obtener de la fórmula para el movimiento circular

$$a = 4 \pi^2 R / P^2 \quad (1.5)$$

donde P es el periodo de revolución de la Tierra en su órbita, por tanto de (3), (4) y (5) se tiene:

$$\frac{M_S}{M_T} = \frac{a R^2}{g r^2} = \frac{4 \pi^2 R^3}{g P^2 r^2} \quad (1.6)$$

Y sustituyendo los valores siguientes:

$r = 6\,378.17 \times 10^3 \text{ m}$ (radio de la Tierra)

$R = 1.49 \times 10^{11} \text{ m}$ (radio medio de la órbita terrestre)

$P = 315.584 \times 10^5$ s (periodo de revolución de la Tierra en su órbita)

$g = 9.80665$ m/s² (aceleración gravitatoria)

se tiene aproximadamente

$$M_S = 332\,000 M_T \quad (1.7)$$

Este resultado permite comparar también las densidades medias de ambos cuerpos: el volumen del sol es 109^3 veces el de la Tierra, puesto que 109 es la relación entre los dos radios, en consecuencia, la densidad media del sol es $332\,000/(109)^3 = 0.256$ de la densidad de la Tierra.

La densidad media de la Tierra es de 5.52 gr/cm³; la del sol es por lo tanto $(5.52)(0.256) = 1.41$ gr/cm³.

El peso que un cuerpo tiene sobre la superficie de un planeta es directamente proporcional a la masa del planeta que lo atrae e inversamente proporcional al cuadrado de su radio; de esto se deduce que la atracción de la gravedad en el sol es $332\,000/(109)^2$, o sea, 28 veces la de la Tierra.

Otra característica importante del sol es que debido a las altas temperaturas dentro de su seno, éste es una masa gaseosa con variación en su periodo de rotación, que es de 25 días en el ecuador y de 33 días en los polos.

1.2 NIVELES SOLARES

Aún cuando el sol es una masa gaseosa, las capas exteriores es tán estratificadas en muchos niveles diferentes. Las regiones centrales son la gran central de energía del sol con una tempe ratura del orden de los 20 millones de grados Kelvin.

En todos los niveles interiores del sol existe un equilibrio entre las fuerzas opuestas de la gravedad, que impulsan hacia adentro y la presión de la radiación que actúa hacia afuera. Si la proporción de energía producida aumentara, el resultado sería solamente una ligera expansión de las capas exteriores. Esto, a su vez, llevaría al enfriamiento y al retardo en el mo vimiento de los átomos, y la liberación de energía retrocedería a su valor original.

Los diferentes niveles solares son: núcleo, zona radiativa zona convectiva, fotosfera, capa inversora, cromósfera y corona, estos se ilustran en la figura 1.1.

a) Núcleo

Representa el 15% del volumen y el 40% de la masa del sol. En esta zona se tienen temperaturas del orden de 20 millones de grados Kelvin y presiones de 1 000 millones de atmósferas. Su densidad es de 100 veces la densidad del agua y aquí se genera el 90% de la energía del sol.

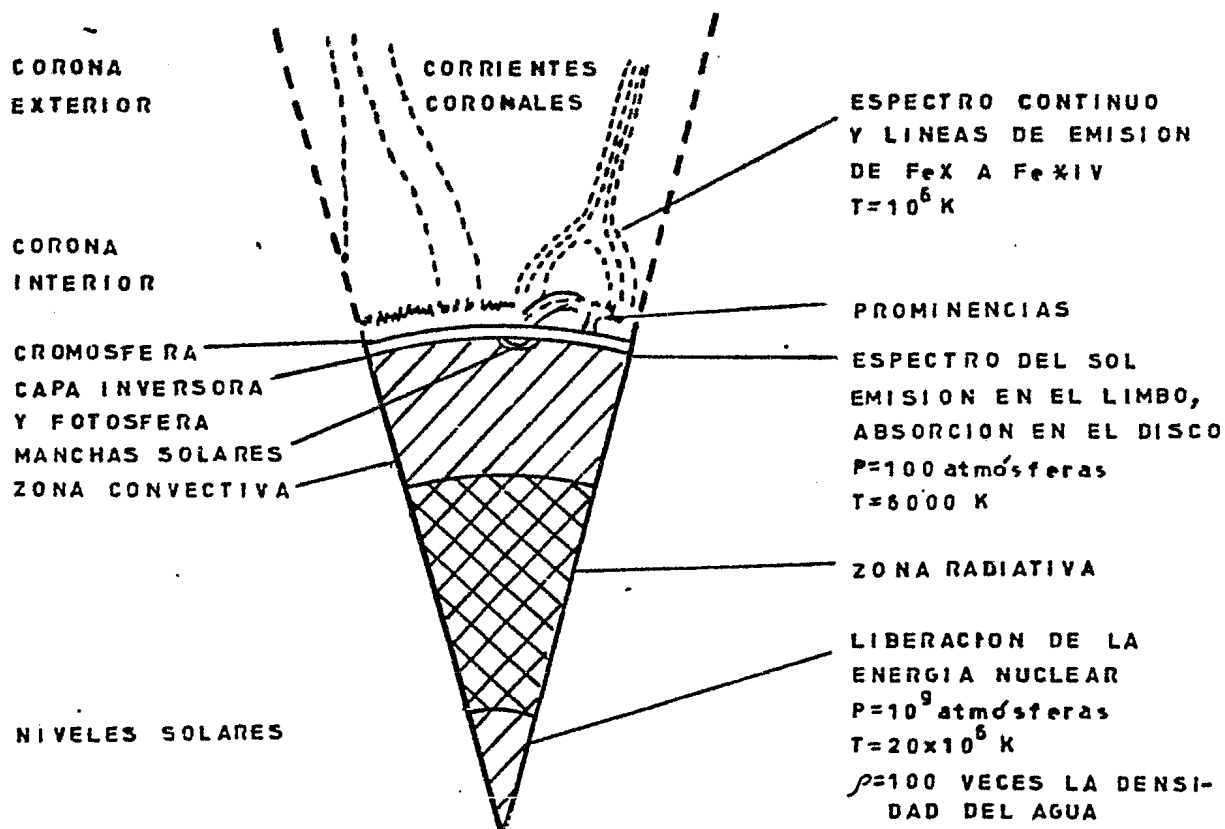


FIG. I.1 Un sector del sol con su atmósfera. En este diagrama las profundidades de la capa inversora y de la cromósfera estan considerablemente exageradas.

b) Zona Radiativa

Se encuentra aproximadamente entre 175 000 km y 490 000 km del centro del sol. En esta zona hay transporte de energía, que va del núcleo hacia las capas superiores.

c) Zona Convectiva

Se encuentra entre 490 000 km y 700 000 km del centro del sol; aquí también hay transporte de energía. Su temperatura aproximada es de 130.000 °K y su densidad es de 0.07 gr/cm³.

d) Fotósfera

Es una zona que se encuentra a 700 000 km del centro del sol. Es la capa más importante porque de ésta recibe la Tierra la mayor parte de la luz y el calor; su densidad es menor que una milésima parte de la del aire atmosférico y la temperatura está en el rango de los 6 000°K.

La luz emitida por la fotósfera tiene un espectro continuo de emisión, porque están representadas todas las longitudes de onda luminosas; no existen vacíos en el espectro.

La fotósfera es una capa extremadamente delgada de unos 100 a 200 km de espesor. Este hecho da al sol su contorno perfecto y bien delineado, similar al de una superficie sólida. En este nivel es donde ocurren las manchas solares; éstas son enormes perturbaciones de carácter cíclico, que, por su número y tamaño, indican claramente el estado de la actividad del sol.

El número de manchas solares varía en forma aproximadamente cíclica, con un periodo de 11 años en promedio.

e) Capa inversora

Es un estrato de gas de aproximadamente 1 000 km de espesor. En esta región muchos de los átomos están eléctricamente neutros; en estas condiciones, un átomo puede absorber fotones de luz visible que tienen la energía necesaria para que uno de los electrones abandone su órbita normalmente alrededor del núcleo del átomo y pase a una órbita exterior con energía más alta. Después de permanecer en este estado excitado durante un periodo de cerca de 100 millonésimas de segundo, el átomo descarga la energía excedente, ya sea en un solo salto del electrón de regreso al nivel original o en una serie de saltos. La dirección del fotón emitido puede ser diferente de aquella en que viajaba antes de ser absorbido.

El resultado neto de estos procesos es la formación de estrechas depresiones o líneas de absorción en el espectro continuo de la luz que llega a través de la fotosfera. Estas son conocidas como las líneas de Fraunhofer.

Se han reconocido más de 20 000 líneas de absorción en el espectro solar. No todas se originan en la capa inversora, algunas se forman en niveles más altos y otras son producidas por moléculas de oxígeno y vapor de agua de la atmósfera terrestre.

f) Cromósfera

Durante un eclipse total aparece un anillo de luz roja rodeando al sol, ésta es la cromósfera. El color característico se debe al hidrógeno, uno de sus componentes principales, debido a que este gas tiene su línea espectral visible más acentuada.

La extensión de la cromósfera es de cerca de 10 000 km; su temperatura es ligeramente mayor a la de la fotosfera y su densidad menor que la de ésta.

g) Corona

La amplia atmósfera que se extiende más allá de la cromósfera es la corona. La luz de la corona cambia gradualmente al blanco y posteriormente se convierte en azul. Su temperatura es del orden de un millón de grados Kelvin y su densidad es muy baja.

h) Prominencias

Son nubes resplandecientes de gas, cuya luz está compuesta principalmente de líneas de emisión de hidrógeno, helio y calcio ionizado; además, no están confinadas en un solo nivel sino que se extienden verticalmente a través de la cromósfera y la corona.

1.3 COLOR Y TEMPERATURA DEL SOL

A medida que la temperatura de cualquier cuerpo calentado aumenta, primero emite un brillo rojo empañado; éste cambia gradualmente hacia el blanco y posteriormente se convierte en azul.

Las curvas de emisión espectral de energía pueden calcularse para cualquier temperatura por medio de la ley de radiación de Planck. Además se sabe que la longitud de onda del máximo de energía se vuelve cada vez más corta cuando aumenta la temperatura (ley de desplazamiento de Wien). De esto, todo lo que se necesita para encontrar la temperatura de la superficie del sol es un conocimiento de la distribución de la intensidad de la luz en diferentes longitudes de onda del espectro continuo radiado por la fotosfera. Se puede determinar para cuál temperatura, la curva observada encaja mejor con la curva teórica. Las temperaturas deducidas de esa manera son llamadas "temperaturas de color".

Con el aparato de medición que se muestra en el apéndice 1 Langley obtuvo la curva de energía espectral para la luz del sol recibida, la cual se muestra con la línea punteada en la figura 1.2. Sin embargo, se observa que no hay una adaptación particularmente buena para cualquiera de las curvas del cuerpo negro.

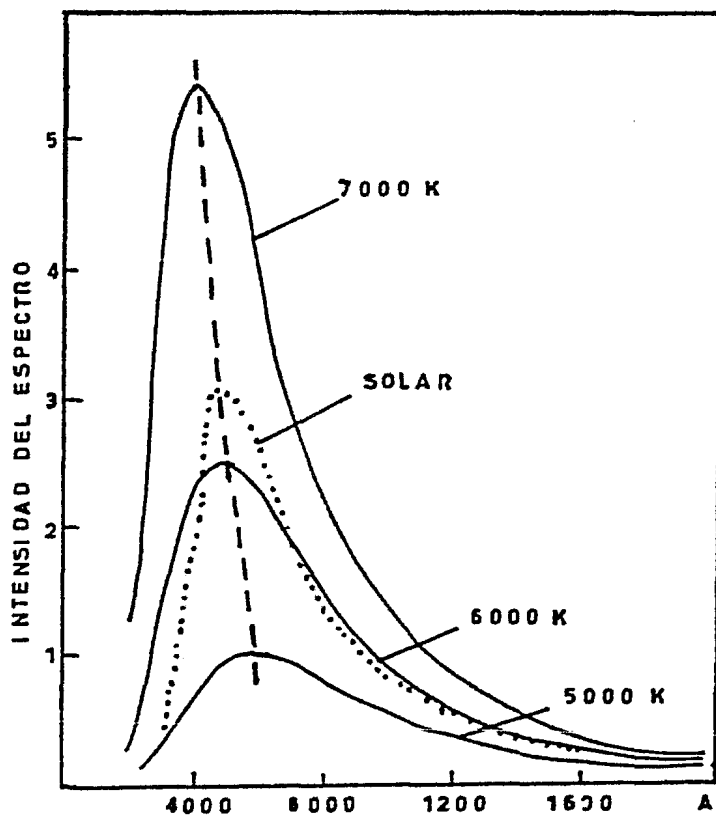


FIG. I.2 Distribución de la energía dentro del espectro solar (color del sol) comparada con un cuerpo negro a 5 000°, 6 000° y 7 000° Kelvin (ref 1)

En las longitudes de onda del infrarrojo (de 7 500 Å en adelante) se acerca bastante a la curva teórica para una temperatura de 6 000°K, pero se eleva sobre ésta en la región visible del espectro para caer en el ultravioleta. Por ello las intensidades de las longitudes de onda individuales indican temperaturas diferentes aunque se toma 6 000°K como la temperatura efectiva del sol.

Existen varias razones por las cuales la energía radiada por la fotosfera no está distribuida como la de un cuerpo negro. En primer lugar su temperatura no es constante sino que aumenta con la profundidad y la luz de diferentes longitudes de onda se origina en diferentes niveles. En segundo lugar, existen considerables corrientes convectivas y turbulentas en la fotosfera, de manera que su temperatura puede ser susceptible de variar tanto horizontal como verticalmente.

1.4 FUENTE DE LA ENERGIA SOLAR

El sol entrega libre y constantemente calor y luz en el espacio a un ritmo de 64 200 kW por cada metro cuadrado de superficie, o sea 3.8×10^{23} kW por el total de la superficie solar.

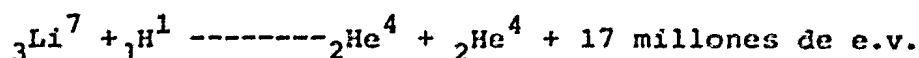
Hace aproximadamente un siglo William Thompson(1) comenzó a investigar cuál era la fuente que mantenía y reabastecía esa liberación de energía, ya que si el sol estuviera consumiendo solamente su provisión original de energía sin abastecerse de

nuevo, su temperatura descendería cerca de 2 grados por año, por lo cual su vida no podría extenderse más allá de algunos millones de años.

Más tarde se llegó a la conclusión de que toda esa energía debería derivarse de meteoros que caen en el sol bajo la acción de su fuerza de atracción gravitatoria. Sin embargo, esta fuente quedaría exhausta en unos 20 millones de años.

El descubrimiento de la radioactividad comenzó a dar más precisión a los cálculos sobre la edad de la Tierra. Rayleigh y Joly(1), haciendo mediciones sobre el uranio, el torio y los productos de su desintegración en las rocas, llegaron a estimar la edad de los estratos más antiguos de la Tierra en 1 000 millones de años. Posteriormente, se obtuvo la cifra de 3 300 millones de años para la edad de la Tierra. Puesto que la edad de la Tierra no puede ser mayor que la del sol se supone que el sol ha estado irradiando energía durante cerca de 4 000 millones de años.

En 1925, Eddington(1) concluyó que la energía nuclear es la que escapa del interior del sol y las estrellas; siete años más tarde en el laboratorio de Cavendish, Cockcroft y Walton (1) demostraron que el litio se convierte en helio por medio de su bombardeo con protones de hidrógeno de unos 100 000 electrón-voltios de energía, de acuerdo a la ecuación siguiente:



La masa del átomo está concentrada en el núcleo; cuando dos átomos chocan a baja velocidad las fuerzas eléctricas de repulsión entre los electrones hacen que los átomos se separen uno del otro mucho antes de haber hecho contacto. A velocidades más altas los electrones pueden entremezclarse y reunirse para formar entonces un compuesto o molécula (fig 1.3).

Dentro del sol los electrones han sido arrastrados lejos de los átomos, las colisiones son más numerosas y las velocidades tan grandes que los núcleos pueden chocar e interactuar. Cuando esto acontece hay un nuevo arreglo de las partículas nucleares y dos núcleos de helio se desprenden en direcciones opuestas. El rasgo más importante de esta reacción es que los núcleos de helio llevan consigo más energía que la poseída por las partículas que chocan. Una pequeña fracción de la masa total ha sido convertida en energía cinética. Sin embargo, no parece que esta reacción de hidrógeno-helio contribuya en alguna medida apreciable a la energía actual del sol, aunque pudo haberlo hecho en algún periodo anterior de su existencia cuando la temperatura interior era del orden de 5 millones de grados Kelvin. Puesto que la abundancia de litio es pequeña, esta reacción pronto debió haber llegado a su fin.

Un proceso más eficaz para la generación de energía solar fue descubierto por Bethe y Weizäcker, el cual consiste en una reacción cíclica donde los átomos de carbono y nitrógeno actúan como intermediarios en la conversión de hidrógeno en he-

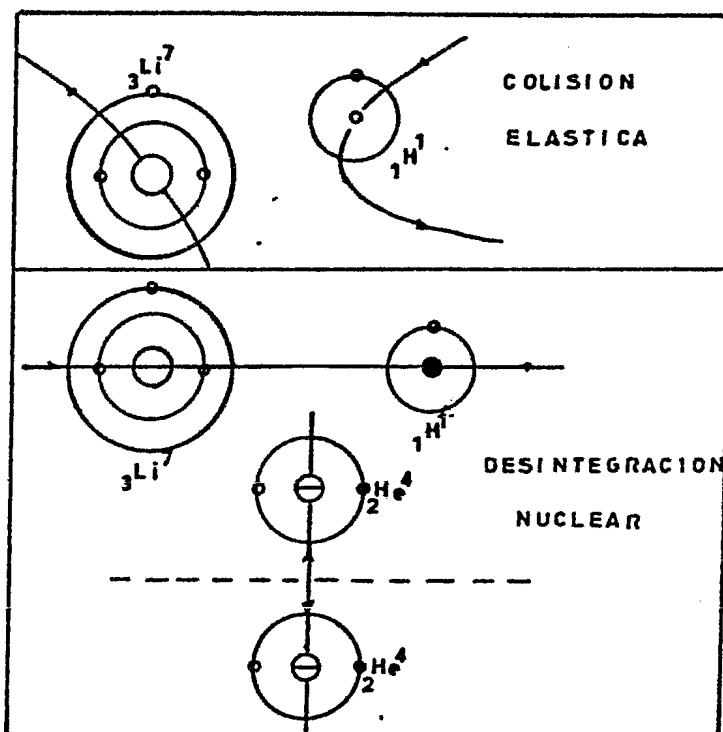
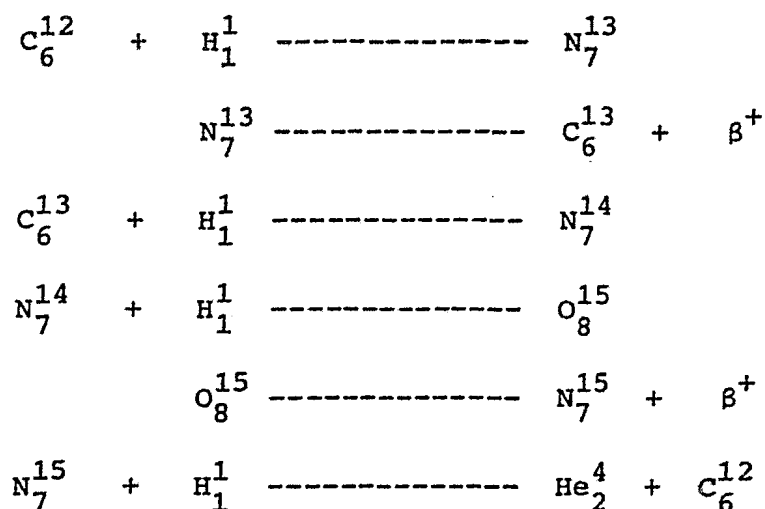


FIG. I.3 Arriba: colisiones elásticas de átomos a bajas velocidades que implican únicamente su desviación. Abajo: colisiones a altas velocidades que causan desintegración nuclear y liberación de energía (ref 1)

lio sin que sean destruidos durante el proceso, de este modo pueden reaccionar una y otra vez hasta que la abundante provisión de hidrógeno esté finalmente exhausta. La cadena es la siguiente:



Se considera actualmente que éste es el proceso real de generación de la energía solar.

1.5 DISTANCIA TIERRA-SOL

De las leyes de Kepler se sabe que el cuadrado del periodo dividido entre el cubo de la distancia media es constante para cada dos planetas o sea que, al conocer los periodos con exactitud, se puede obtener la razón de sus distancias medias. Basándose en esto Sir Harold Spencer Jones en 1931 dedujo que la distancia media Tierra-sol es de 149 500 000 km. Esta medición es correcta con una aproximación de 16 000 km.

La distancia real de la Tierra al sol varía en cerca de 4.8 millones de kilómetros, debido a la excentricidad de la órbita de la Tierra. La distancia es menor cuando la Tierra está en el perihelio a principios de enero y mayor cuando se encuentra en el afelio a principios de julio

Puesto que la intensidad de la radiación solar incidente sobre la Tierra varía inversamente con el cuadrado de la distancia al sol, nuestro planeta recibe un 7% más de radiación en enero que en julio. También la inclinación del eje de la Tierra ($23^{\circ}27''$) con respecto a su órbita alrededor del sol tiene un gran efecto sobre la distribución de la radiación solar sobre su superficie, como se puede observar en las figuras 1.4 y 1.5.

1.6 ANGULOS BASICOS

Para poder estudiar la radiación solar incidente sobre un plano en la superficie de la Tierra, se deben definir: la latitud del lugar (ℓ), el ángulo horario (h), la declinación del sol (δ), el ángulo azimutal (γ), la altitud (β) y el ángulo de incidencia (θ).

Para un observador sobre la Tierra, el sol parece moverse a través del cielo siguiendo la trayectoria de un arco circular de horizonte a horizonte. Las figuras 1.6 y 1.7 ilustran esquemáticamente una trayectoria solar aparente y definen los

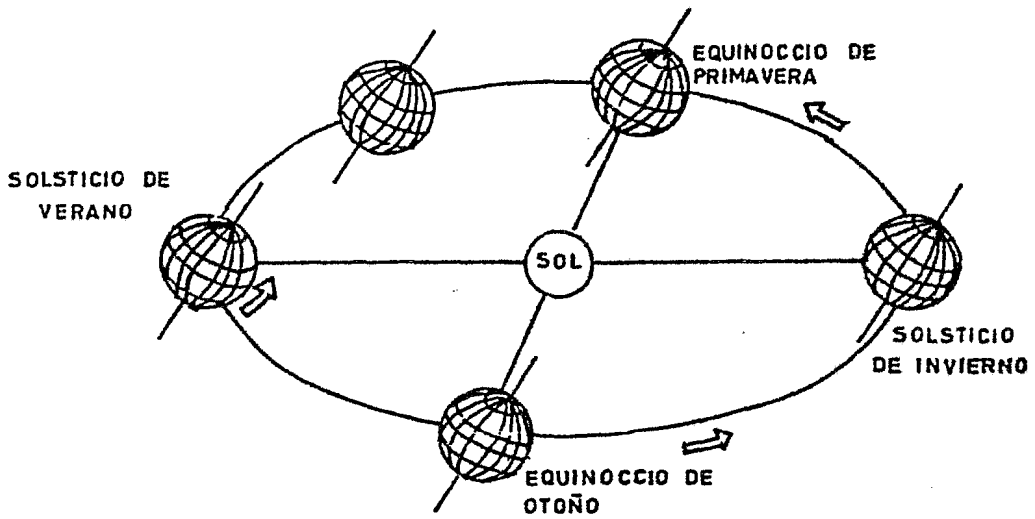


FIG. I.4 La revolución de la Tierra alrededor del sol

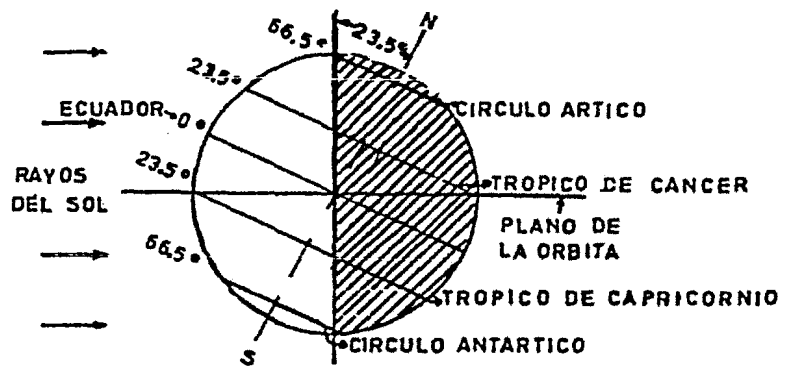


FIG. I.5 Posición de la Tierra en relación a los rayos del sol en la época del solsticio de invierno

ángulos cenital y azimutal, la altitud y la declinación.

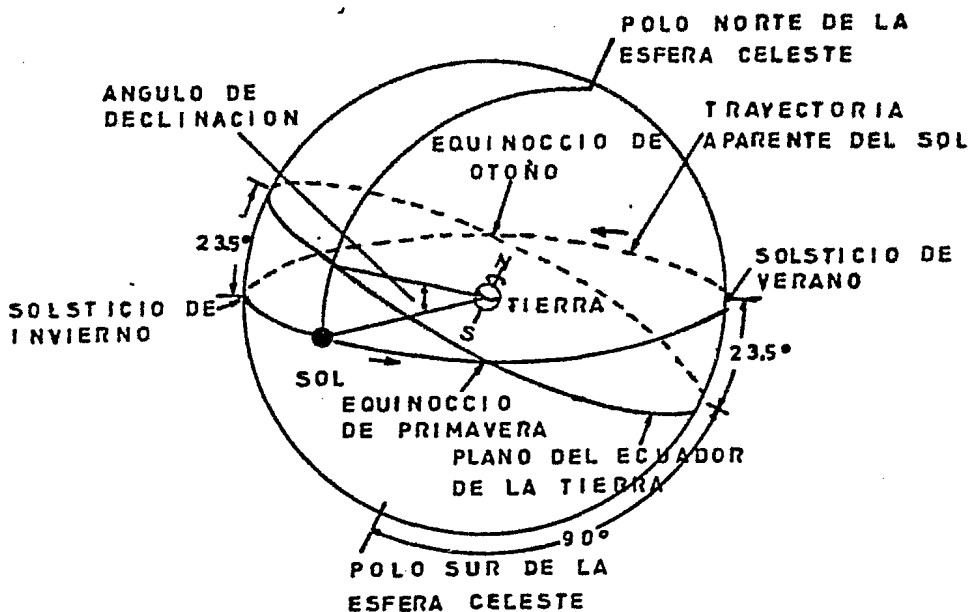


FIG.I.6 Esfera celeste esquemática mostrando la trayectoria aparente del sol y el ángulo de declinación del sol

El punto P (fig 1.7) representa la posición del observador, el punto O el centro de la Tierra e In es un vector que representa los rayos solares, la latitud (ℓ) es la distancia angular del punto P (norte o sur) al ecuador, o sea, es el ángulo entre la línea OP y la proyección de OP sobre el plano ecuatorial.

El ángulo horario (h) es el ángulo medido sobre el plano ecuatorial de la Tierra entre la proyección de OP y la proyección de la línea que une el centro del sol con el centro de la Tierra.

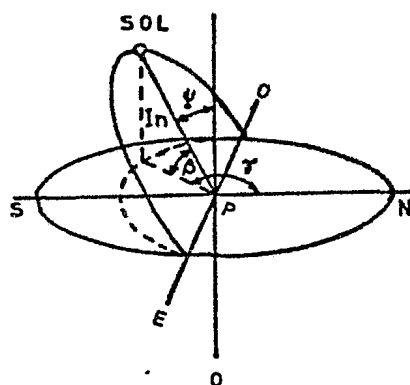


FIG. I.7 Definición del ángulo cenital,
de la altitud y del azimut

El ángulo horario expresa el tiempo del día con respecto al mediodía solar. Una hora de tiempo está representada por $360/24 = 15^\circ$ de ángulo horario.

La declinación del sol (δ) es la distancia angular de los rayos del sol (norte o sur) al ecuador, o sea, es el ángulo entre una línea trazada desde el centro del sol al centro de la Tierra y la proyección de esta línea sobre el plano ecuatorial de la Tierra. El ángulo cenital (ψ) es el ángulo entre la dirección de los rayos solares y una línea perpendicular al plano horizontal P. El ángulo de altitud (β) es el ángulo en un plano vertical entre los rayos solares y la proyección de los

rayos solares sobre un plano horizontal. El ángulo azimutal (γ) es el ángulo en el plano horizontal medido entre el norte y la proyección horizontal de los rayos del sol (ver apéndice 2).

1.7 TIEMPO SOLAR

Otro factor importante en el estudio de la radiación solar es el tiempo solar aparente o tiempo solar, el cual es el tiempo medido por el movimiento diurno del sol que difiere del tiempo civil (tiempo medido a partir de la media noche en el meridiano de Greenwich) debido a la rotación de la Tierra y a la oblicuidad de la órbita terrestre.

2. MAGNITUD DE LA RADIACION SOLAR EXTRATERRESTRE

2.1 ESPECTRO ELECTROMAGNETICO SOLAR

El espectro electromagnético emitido por el sol se extiende desde unas fracciones de angstroms hasta cientos de metros. Este espectro se encuentra dividido en las siguientes regiones:

menor a 10 \AA	rayos X y rayos gamma
$10 \text{ \AA} - 2\,000 \text{ \AA}$	lejano ultravioleta
$2\,000 \text{ \AA} - 3\,150 \text{ \AA}$	mediano ultravioleta
$3\,150 \text{ \AA} - 3\,800 \text{ \AA}$	cercano ultravioleta
$3\,800 \text{ \AA} - 7\,200 \text{ \AA}$	visible
$7\,200 \text{ \AA} - 1.5 \text{ }\mu\text{m}$	cercano infrarrojo
$1.5 \text{ }\mu\text{m} - 5.6 \text{ }\mu\text{m}$	mediano infrarrojo
$5.6 \text{ }\mu\text{m} - 1\,000 \text{ }\mu\text{m}$	lejano infrarrojo
mayor a $1\,000 \text{ }\mu\text{m}$	microondas y ondas de radio

λ	H_λ	P_λ	λ	H_λ	P_λ	λ	H_λ	P_λ	λ	H_λ	P_λ
0.22	0.0030	0.02	0.395	0.120	8.54	0.57	0.187	33.2	1.9	0.01274	93.02
0.225	0.0032	0.03	0.40	0.154	9.03	0.575	0.187	33.9	2.0	0.01079	93.87
0.23	0.0052	0.05	0.405	0.188	9.65	0.58	0.187	34.5	2.1	0.00917	94.58
0.235	0.0054	0.07	0.41	0.194	10.3	0.585	0.185	35.2	2.2	0.00785	95.20
0.24	0.0058	0.09	0.415	0.192	11.0	0.59	0.184	35.9	2.3	0.00676	95.71
0.245	0.0064	0.11	0.42	0.192	11.7	0.595	0.183	36.5	2.4	0.00585	96.18
0.25	0.0064	0.13	0.425	0.189	12.4	0.60	0.181	37.2	2.5	0.00509	96.57
0.255	0.010	0.16	0.43	0.178	13.0	0.61	0.177	38.4	2.6	0.00445	96.90
0.26	0.013	0.20	0.435	0.182	13.7	0.62	0.174	39.7	2.7	0.00390	97.21
0.265	0.020	0.27	0.44	0.203	14.4	0.63	0.170	40.9	2.8	0.00343	97.47
0.27	0.025	0.34	0.445	0.215	15.1	0.64	0.166	42.1	2.9	0.00303	97.72
0.275	0.022	0.43	0.45	0.220	15.9	0.65	0.162	43.3	3.0	0.00268	97.90
0.28	0.024	0.51	0.455	0.219	16.7	0.66	0.159	44.5	3.1	0.00230	98.08
0.285	0.034	0.62	0.46	0.216	17.5	0.67	0.155	45.6	3.2	0.00214	98.24
0.29	0.052	0.77	0.465	0.215	18.2	0.68	0.151	46.7	3.3	0.00191	98.39
0.295	0.063	0.98	0.47	0.217	19.0	0.69	0.148	47.8	3.4	0.00171	98.52
0.30	0.061	1.23	0.475	0.220	19.8	0.70	0.144	48.8	3.5	0.00153	98.63
0.305	0.067	1.43	0.48	0.216	20.6	0.71	0.141	49.8	3.6	0.00139	98.74
0.31	0.076	1.69	0.485	0.203	21.3	0.72	0.137	50.8	3.7	0.00125	98.83
0.315	0.082	1.97	0.49	0.199	22.0	0.73	0.134	51.8	3.8	0.00114	98.91
0.32	0.085	2.26	0.495	0.204	22.8	0.74	0.130	52.7	3.9	0.00103	98.99
0.325	0.102	2.60	0.50	0.198	23.5	0.75	0.127	53.7	4.0	0.00095	99.05
0.33	0.115	3.02	0.505	0.197	24.2	0.80	0.1127	57.9	4.1	0.00087	99.13
0.335	0.111	3.40	0.51	0.196	24.9	0.85	0.1003	61.7	4.2	0.00080	99.18
0.34	0.111	3.80	0.515	0.189	25.6	0.90	0.895	65.1	4.3	0.00073	99.23
0.345	0.117	4.21	0.52	0.187	26.3	0.95	0.0803	68.1	4.4	0.00067	99.29
0.35	0.118	4.63	0.525	0.192	26.9	1.0	0.0725	70.9	4.5	0.00061	99.33
0.355	0.116	5.04	0.53	0.195	27.6	1.1	0.0606	75.7	4.6	0.00056	99.38
0.36	0.116	5.47	0.535	0.197	28.3	1.2	0.0501	79.6	4.7	0.00051	99.41
0.365	0.129	5.89	0.54	0.198	29.0	1.3	0.0406	82.9	4.8	0.00048	99.45
0.37	0.133	6.36	0.545	0.198	29.8	1.4	0.0328	85.5	4.9	0.00044	99.48
0.375	0.132	6.84	0.55	0.195	30.5	1.5	0.0267	87.6	5.0	0.00042	99.51
0.38	0.123	7.29	0.555	0.192	31.2	1.6	0.0220	89.4	6.0	0.00021	99.74
0.385	0.115	7.72	0.56	0.190	31.8	1.7	0.0182	90.83	7.0	0.00012	99.86
0.39	0.112	8.13	0.565	0.189	32.5	1.8	0.0152	92.03			

TABLA 2.1 Irradiancia espectral solar (ref 2)

(λ) Longitud de onda (μm)

(H_λ) Irradiancia espectral (masa de aire cero) ($\text{watt}/\text{cm}^2 \mu\text{m}^{-1}$)

(P_λ) Porcentaje de la constante solar asociado con longitudes de onda más corta que λ

$$1 \text{ cm} = 10^8 \text{ \AA} = 10^4 \text{ \mu m}$$

El 98% de la energía total emitida se encuentra en longitudes de onda entre 2 500 y 30 000 Å. Fuera de este rango la radiación es de baja energía. En longitudes de onda mayores a 30 000 Å (rango infrarrojo) casi toda la energía es absorbida por el dióxido de carbono y el vapor de agua atmosférico. En el ultravioleta hay una longitud de onda limitada de aproximadamente 2 860 Å para la radiación recibida al nivel del mar. Las longitudes de onda más cortas son absorbidas por la capa de ozono.

En la tabla 2.1 se dan los valores de la irradiancia espectral para diferentes longitudes de onda; asimismo, la figura 2.1 muestra la comparación de los datos de la tabla y los obtenidos por el Instituto Smithsonian.

La parte del espectro que corresponde al lejano ultravioleta se muestra en la figura 2.2.

2.2 CONSTANTE SOLAR

La constante solar se define como la energía procedente del sol, por unidad de tiempo, recibida sobre una superficie unitaria perpendicular a la radiación, en el espacio y en la distancia media Tierra-sol. Además representa la energía obtenida por la adición de todas las longitudes de onda en el espectro.

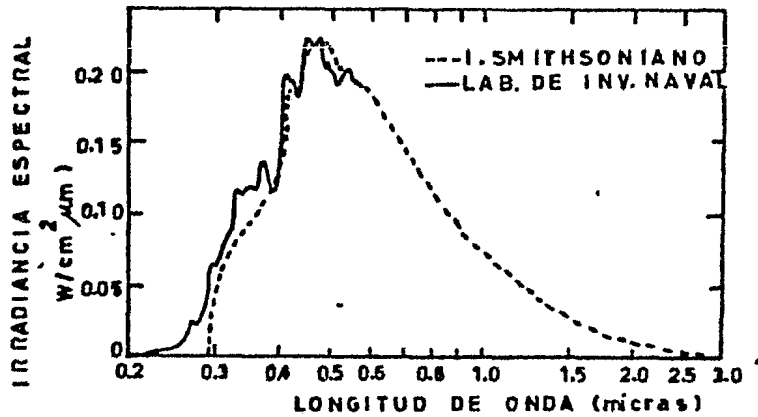


FIG. 2.1 Irradiancia espectral fuera de la atmósfera (Ref 3)

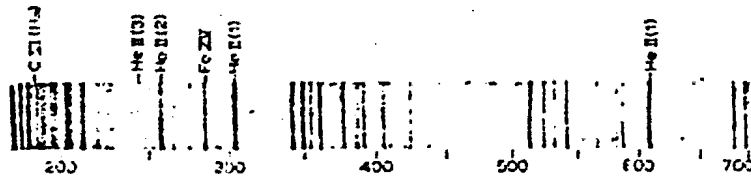


Fig. 2.2 Espectro del lejano ultravioleta del sol (Ref 3)

El área bajo la curva espectral de energía representa el valor de esta constante.

Los primeros estudios fueron realizados por Samuel Pierpont Langley (1834-1906) en 1873 a una altitud de 3 650 m (sobre el monte Whitney) donde obtuvo un valor estimado de 3 calorías/cm² mín⁻¹ para el valor de la constante solar.

Este trabajo fue seguido por Charles Greenley Abbot (1872-1973). Sin embargo, la principal incertidumbre inherente en las determinaciones de la constante solar dentro de la atmósfera es causada por ella misma, ya que el vapor de agua, el ozono, el polvo, los gases y los aerosoles atenúan la radiación solar incidente.

La siguiente tabla muestra las más recientes mediciones hechas para la constante solar.

Plataforma (detector)	Constante solar (cal/cm ² -min)	Error estimado (<u>±</u> cal/cm ² -min)
Aeronave Galileo (pirheliómetro Hy-Cal)	1.939	0.032
Aeronave Galileo (Angstrom 7 635)	1.935	0.057
Aeronave Galileo (Angstrom 6 618)	1.926	0.037
Aeronave Galileo (radiómetro cónico)	1.948	0.034
Aeróstato U. Leningrado (pirheliómetro Yanishevsky)	1.919 (Kondratyev)	0.009
Aeróstato U. Denver (pirheliómetro Eppley)	1.940 (Murcraay)	0.020
Cohete X-15 (pirheliómetro especial)	1.955	0.033
Cohete Mariner (radiómetro de cavidad especial)	1.940	0.024

Después de un estudio completo de los datos disponibles y tomando un promedio de los ocho valores anteriores, la Administración Nacional de Aeronáutica y del Espacio (National Aeronautics and Space Administration N.A.S.A.) ha llegado a un valor de la constante solar de 1.940 ± 0.030 cal/cm²-min
 $= 135.3 \pm 2.1$ mW/cm².

2.3 VARIACION DE LA RAZON RADIACION SOLAR EXTRATERRESTRE -
CONSTANTE SOLAR Y DE LA RADIACION SOLAR EXTRATERRESTRE
CON RESPECTO A LOS MESES DEL AÑO

En la figura 2.3 se observa el cambio de la relación existente entre la radiación extraterrestre y la constante solar; como se mencionó anteriormente, debido a la variación en la distancia Tierra - Sol hay aproximadamente un 7% de diferencia de la radiación solar en la parte superior de la atmósfera en el perihelio y el afelio. La radiación solar es máxima de diciembre a enero y mínima de junio a julio.

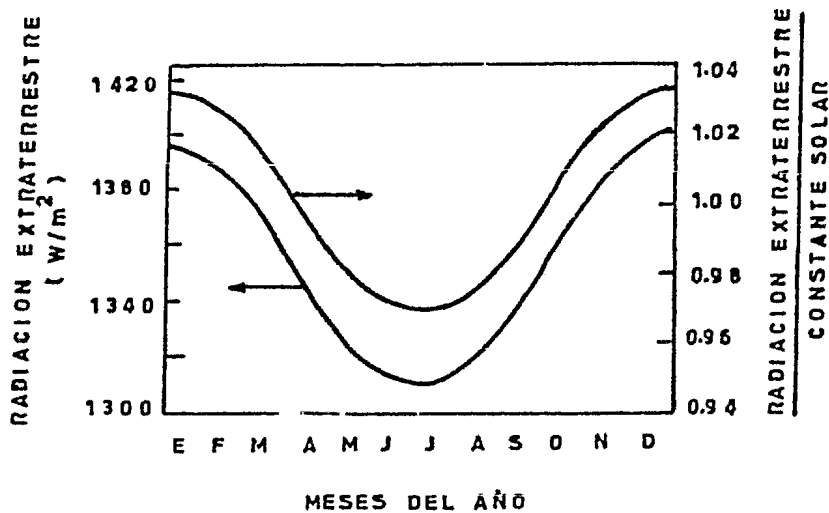


FIG. 2.3 Variación de la razón de la radiación solar extraterrestre a la constante solar. (Ref 3)

3. EFECTO DE LA ATMOSFERA SOBRE LA RADIACION SOLAR RECIBIDA EN LA SUPERFICIE TERRESTRE.

La cantidad de radiación emitida por el sol y que se recibe en la superficie terrestre es una función de la longitud de onda y depende de los gránulos, ráfagas y manchas solares que se generan en él. Además, a estos factores se superponen los efectos de la atmósfera terrestre, ya que ésta dispersa, absorbe y refleja gran parte de la radiación incidente.

La atenuación de la energía solar incidente puede caracterizarse por el coeficiente de extinción a_λ el cual es una función de la longitud de onda y representa la absorción y la dispersión simultáneamente.

Considerando un rayo paralelo de luz incidiendo en una partícula y suponiendo que solo existe dispersión, toda la energía

del rayo original estará presente alrededor de la partícula; pero será dispersada de tal forma que viajara en todas direcciones y la partícula parecerá como una nueva fuente de luz. Para partículas grandes, el cambio de dirección puede ser debido a difracción, reflexión, refracción o una combinación de éstos efectos .

La absorción ocurre cuando la suma de las energías transmitida y dispersada en todos los ángulos de incidencia es menor que la energía incidente. La energía absorbida puede alterar la temperatura, la composición química y otras propiedades de la partícula.

La variación dI_λ en la intensidad I_λ de un rayo paralelo monocromático está dado por la ley de Beer.

$$dI_\lambda = - I_\lambda a'_\lambda dx = - I_\lambda a''_\lambda \rho dx \quad (3.1)$$

donde: a'_λ es el coeficiente de extinción por unidad de longitud
 a''_λ es el coeficiente de extinción por unidad de masa
 ρ es la densidad del medio
 dx es un elemento diferencial de la longitud de la trayectoria

Entonces, en un medio homogéneo se tiene que para iguales incrementos de longitud dx se tendrán decrementos iguales de las fracciones dI_λ / I_λ de la energía incidente.

Integrando la ecuación 3.1 se tiene:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp \left\{ - \int_0^x a'_{\lambda} dx \right\} = I_{0\lambda} \exp \left\{ \int_0^x a''_{\lambda} \rho dx \right\} \quad (3.2)$$

La absorción y la dispersión en la atmósfera varían a lo largo de la trayectoria del rayo solar ya que la composición gaseosa de la atmósfera es una función de la altura y el tiempo. Además, cada elemento que constituye la atmósfera tiene su propio coeficiente de dispersión y de absorción los cuales varían con la longitud de onda.

3.1 LONGITUD DE LA TRAYECTORIA DE LA RADIACION SOLAR EN LA ATMOSFERA.

Cuando el sol no se encuentra en el cenit, la intensidad de la radiación solar incidente sobre la superficie de la Tierra está dada por:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp \left\{ - \int_0^S a''_{\lambda} \rho dS \right\} \quad (3.3)$$

donde la integración se obtiene a lo largo de la trayectoria "S" de la radiación. En general S siempre será una curva, entonces la relación entre los elementos de la trayectoria a lo largo de la vertical y a lo largo de S es la siguiente:

$$dS = - m_r dh \quad (3.4)$$

El signo negativo implica que S y h son medidas en direcciones opuestas; para el aire $dp = - \rho g dh$. Sustituyendo en la ecuación 3.3 se tiene:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp \int_0^P (a_{\lambda}'' \frac{m_r}{g}) dp \quad (3.5)$$

A la cantidad m_r se le llama masa de aire óptica.

En un plano estratificado de la atmósfera en el cual la refracción puede ser despreciada se obtiene

$$dS = - \sec z_0 dh \quad (3.6)$$

donde z_0 es el ángulo cenital (figura 3.1) y por lo tanto

$$m_r = \sec z_0 \quad (3.7)$$

Esto muestra que m_r es en realidad la masa de aire relativa, ya que en esta aproximación se tiene la siguiente relación

$$\frac{\int a_{\lambda}'' \rho dS}{\int a_{\lambda}'' \rho dh} = \frac{\int a_{\lambda}'' \rho \sec z_0 dh}{\int a_{\lambda}'' \rho dh} = \sec z_0 \quad (3.8)$$

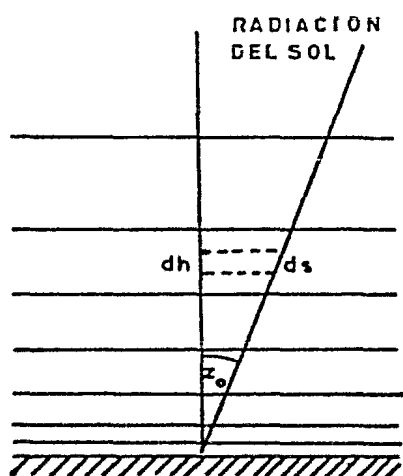


FIG. 3.1 Ilustración para obtener la ecuación 3.7.

De esto se concluye que, cuando la refracción puede ser despreciada $\sec z_0$ es igual al cociente de las longitudes de las trayectorias ópticas en las direcciones oblicua y vertical. Cuando el coeficiente de extinción a_{λ}'' puede ser considerado constante para una λ dada éste cociente viene a ser igual a la razón de las masas de aire rea-

les contenidas en cilindros de sección transversal unitaria y colocados a lo largo de las dos direcciones.

Una definición más general de m_r es:

$$m_r = \frac{\int a_\lambda'' \rho ds}{\int a_\lambda'' \rho dh} \quad (3.9)$$

La cual se reduce a

$$m_r = \frac{\int \rho ds}{\int \rho dh} \quad (3.10)$$

Como a_λ'' es función únicamente de λ , la ecuación 3.3 se puede escribir como:

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp(-a_\lambda m_r) \quad (3.11)$$

donde $a_\lambda = \int a_\lambda'' \rho dh$ y es el coeficiente de extinción en la dirección vertical, mientras que m_r es la masa de aire relativa en la dirección bajo investigación.

Otra forma de la ecuación 3.11 empleada normalmente es:

$$I_\lambda / I_{0\lambda} = (q_\lambda)^{m_r} \quad (3.12)$$

donde q_λ es la transmitividad o el factor de transmisión de la atmósfera.

Es útil separar a a_λ'' en dos componentes que son:

$$a_\lambda'' = \sigma_\lambda'' + \alpha_\lambda'' \quad (3.13)$$

donde σ_{λ}'' es el coeficiente de dispersión y α_{λ}'' es el coeficiente de absorción para la longitud de onda λ .

La masa de aire para una atmósfera esférica y homogénea (figura 3.2) viene dada por:

$$m_{gr} = (BA)/(CA) = ((R/H \cos z_0)^2 + 2(R/H) + 1)^{1/2} - (R/H) \cos z_0 \quad (3.14)$$

donde R es el radio de la Tierra y H es la altura.

Para una atmósfera normal, la disminución de la densidad y la refracción por efectos de la altura no pueden ser despreciados. Aplicando la ley de refracción se tiene:

$$m_r = (\rho_0 H)^{-1} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{R}{R+H} \frac{n_0}{n} \right)^2 \sin^2 z_0 \rho dh \quad (3.15)$$

donde n es el índice de refracción y $(n_0 - 1) = 0.00029$.

El índice de refracción varía con la densidad y con la longitud de onda; asimismo, n y ρ también varían con la altura. Esta variación depende de la temperatura y de la presión atmosférica. Debido a esto la integral de la ecuación anterior no puede ser evaluada exactamente.

Laplace supuso una atmósfera isotérmica y encontró que:

$$m_r = K (\text{Refr} / \sin z_0) \quad (3.16)$$

donde $K = 1 / (c\rho_0 n_0)$ (3.17)

Refr es la refracción específica en la fórmula de Newton

$$n^2 - 1 = 2 c\rho \quad (3.18)$$

la cual relaciona el índice de refracción y la densidad.

De la ecuación (3.14) se observa que para grandes valores de z_0 , $m_{gr} = (1 + 2R/H)^{1/2}$, o sea, m_{gr} aumenta al disminuir H . Por lo tanto, para vapor de agua y otros materiales absorbedores que se encuentran en la parte baja de la atmósfera, la masa de aire óptica se aproxima a la $\sec z_0$.

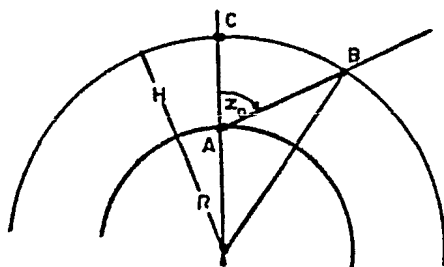


FIG. 3.2 Esquema representativo de un rayo solar atravesando la atmósfera y dirigido a la superficie terrestre.

3.2 DISPERSION (*scattering*)

La atenuación de la energía de la radiación solar es debida

a la dispersión por las moléculas de aire. Si $I_{0\lambda}$ representa la intensidad incidente por unidad de área en una atmósfera homogénea entonces la energía transmitida por la radiación solar incidente es:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp (- \sigma'_{\lambda} m_r H) \quad (3.19)$$

donde σ'_{λ} es el coeficiente de dispersión por unidad de longitud.

Cuando las partículas dispersoras son esféricas y su radio r es pequeño comparado con λ ($r < 0.1 \lambda$), y suponiendo además que la dispersión producida por cada una de ellas es independiente de la dispersión causada por las otras, el coeficiente de dispersión por unidad de longitud está dado por la fórmula de Rayleigh

$$\sigma'_{\lambda} = (32 \pi^3 (n_{\lambda} - 1)^2 / (3 N \lambda^4)) f^2 \quad (3.20)$$

donde n_{λ} es el índice de refracción

N es el número de partículas por unidad de volumen

f es el factor de corrección de Cabannes (3) el cual debe ser incluido cuando las partículas no son esféricas.

El coeficiente de dispersión para toda la atmósfera se puede escribir como:

$$\sigma_{\lambda} = (32 \pi^3 (n_{\lambda} - 1)^2 H / (3 N_{\lambda}^4)) f^2 \quad (3.21)$$

$$H = P_0 / \rho_0 g \quad (3.22)$$

Se ha observado que el coeficiente de dispersión para luz azul ($\lambda = 0.4\mu\text{m}$) es mayor que para la luz roja ($\lambda = 0.7\mu\text{m}$). La luz del cielo consiste casi completamente de la luz dispersada de los rayos solares.

El cielo tiene un color azul cuando únicamente las moléculas de aire son responsables de la dispersión. En una atmósfera pura, el sol tiende al color rojo cuando la masa de aire óptica aumenta, mientras que el cielo se pone más azul. Este efecto es debido a la gran fracción de componente azul de la radiación solar que es dispersada de un rayo solar directo por el gran número de moléculas de aire a lo largo de su trayectoria.

Debido a que la componente azul es removida del rayo solar, el rayo mismo parece contener una mayor proporción de componente roja.

Cuando se tienen grandes partículas, la luz de todos colores es dispersada en una mayor extensión tal que el cielo parece menos azul y eventualmente, si hay un número suficiente de partículas, cambia al color blanco como en el caso de las nubes (de partículas de agua o hielo).

La atmósfera es prácticamente opaca en $\lambda = 0.2 \mu\text{m}$. La transmitancia aumenta con λ y la absorción por el ozono también. Debido a ésto practicamente no se recibe energía en la superficie de la Tierra para $\lambda < 0.29 \mu\text{m}$.

La dispersión por partículas y nubes, y la absorción por vapor de agua y otros gases siempre atenúan mucha de la energía en estas longitudes de onda. Rayleigh (3) encontró que la distribución de la intensidad en la radiación dispersada está dada por:

$$I_{\lambda}(\theta) = I_{0\lambda} (1 + \cos^2 \theta) (n^2 - 1)^2 / \lambda^4 \quad (3.23)$$

donde θ es el ángulo entre la dirección de incidencia y la dirección de dispersión.

La figura 3.3 muestra la distribución espectral del flujo de radiación sobre un plano colocado en la parte superior de la atmósfera para 5 valores del ángulo cenital muestra además la longitud de onda correspondiente al flujo de radiación máximo para diferentes incrementos en el ángulo cenital.

Para una atmósfera sin nubes y tomando en cuenta la absorción por el ozono se tiene que la energía reflejada es solamente el 7% de la energía incidente.

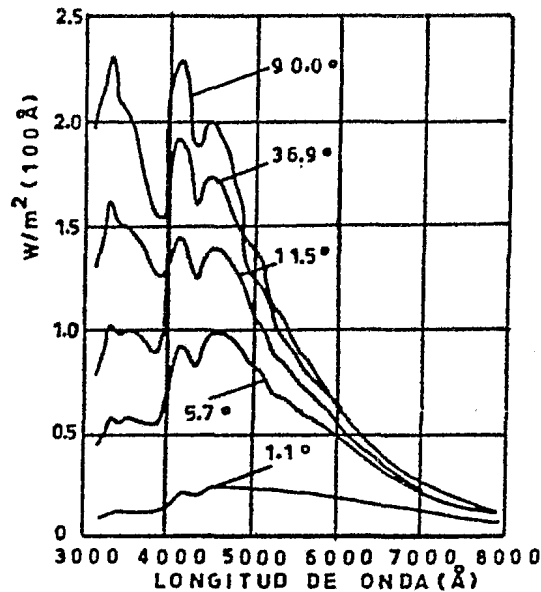


FIG. 3.3 Flujo de radiación sobre un plano colocado en la parte superior de la atmósfera (considerando solo dispersión de Rayleigh) como una función de la longitud de onda para 5 valores del ángulo cenital. Albedo de la superficie = 0 (Ref 3)

La teoría de Rayleigh puede ser usada cuando el radio de las partículas es menor o igual a 0.1λ ; cuando el radio es mayor o igual a 25λ se utiliza la óptica geométrica; sin embargo, para el rango intermedio de $0.1\lambda < r < 25\lambda$ es necesario utilizar una teoría más elaborada la cual fue desarrollada por Mie (3)

La dispersión por partículas esféricas es debida a la interacción entre las ondas de luz, las cuales han sido reflejadas, refractadas y difractadas por las partículas.

En general, la sección transversal de dispersión total (s) esta dada por:

$$s = \pi r^2 K(y, n) \quad (3.24)$$

donde K es una función adimensional por la cual la sección transversal debe ser multiplicada para obtener la sección transversal de dispersión total. La magnitud de $K(y, n)$ depende del parámetro $y = 2\pi r/\lambda$ y del índice de refracción n . La figura 3.4 muestra curvas típicas de K para 3 valores de n en función de λ .

La sección transversal de dispersión puede ser mayor que la geométrica por un factor de 4 cuando la longitud de onda se aproxima al radio de la partícula (por ejemplo, para el agua $n = 1.33$).

Como se observa de la figura 3.4, K es una función oscilatoria cuya amplitud decrece y tiende a 2 cuando " y " es grande.

Mientras que la dispersión de Rayleigh es simétrica con respecto a la dirección de incidencia, la dispersión por las partículas de Mie es angular.

Las curvas típicas de transmitancia para partículas de agua relativamente grandes y despreciando el albedo se muestran en la figura 3.5 en la cual h es el espesor vertical de la nube.

La trayectoria libre está dada por:

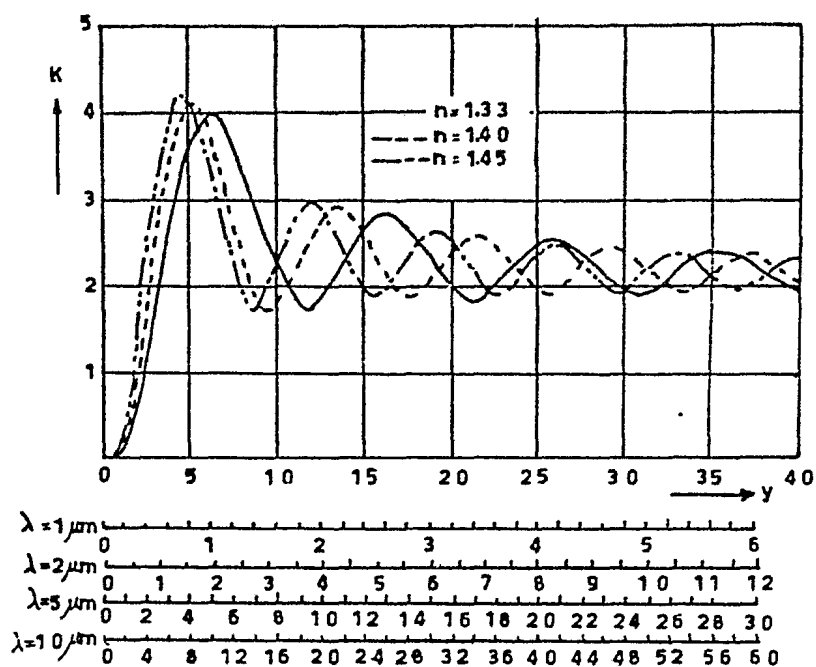


FIG. 3.4 Valores de la sección transversal de dispersión de Mie (K) como una función del parámetro " y ", para tres valores del índice de refracción " n ".(Ref 3)

$$L = (\sum_i N_i \pi r_i^2)^{-1} = \frac{4}{3} \frac{r_e}{w} \quad (3.25)$$

donde N_i es el número de partículas de radio r por unidad de volumen, r_e es el radio de dispersión efectiva y " w " la cantidad de agua líquida contenida en un volumen unitario.

La cantidad h/L es por lo tanto análoga al espesor óptico efectivo de la nube.

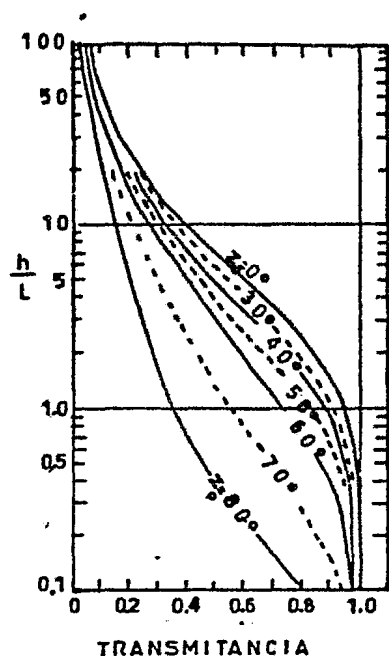


FIG. 3.5 Transmittancia a través de la nube, las ordenadas representan el espesor óptico de la nube. El ángulo cenital es ta indicado sobre las curvas. Albedo de la superficie = 0. Ref (3)

De la figura 3.5 se puede observar que para un ángulo cenital z_0 , la transmittancia decrece y por lo tanto el albedo aumenta con h/L . Para una nube espesa el albedo se aproxima a la unidad, para todos los valores de z_0 ; sin embargo, para h/L del orden de 1 (nubes moderadamente delgadas) el albedo varía rápidamente en función de z_0 y puede ser representado aproximadamente por la secante de z_0 .

La energía transmitida y reflejada dependen del albedo de la superficie. La relación entre el albedo y la energía transmitida se muestra en la fig. 3.6 la cual da la fracción de energía transmitida como función de h/L para $z_0 = 0$.

Otro efecto de la dispersión de la luz es la luminiscencia del cielo, la cual depende de la posición del sol y las coordenadas del punto particular sobre la bóveda celeste.

Dorno (3) hizo mediciones sobre la luminiscencia celeste; algunos de los resultados se muestran en la tabla 3.7 y en las figuras 3.8, 3.9 y 3.10.

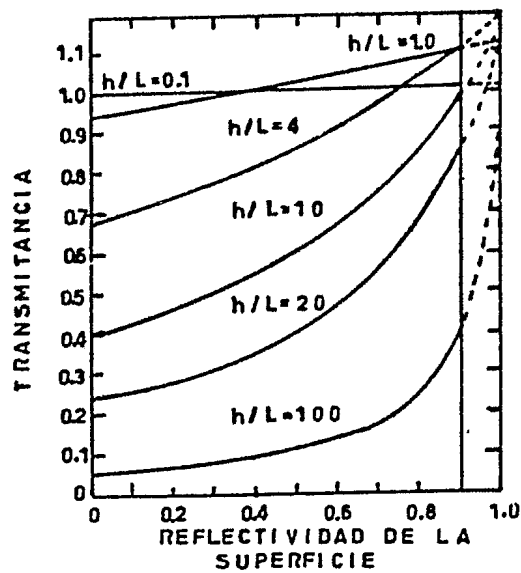


FIG. 3.6 Transmittancia a través de las nubes en función del albedo de la superficie para diferentes - valores de h/L . Angulo cenital = 0 (Ref 3)

TABLA 3.7 Luminiscencia celeste (en unidades relativas)

SOL	PUNTO SOBRE EL CIELO	AZIMUT DEL PUNTO OBSERVADO		
		0	90	180
0	20	10.68	3.04	3.98
	30	5.86	2.46	2.98
	45	2.55	1.56	4.71
	60	1.51	1.31	1.26
20	20	—	2.58	3.05
	30	6.16	1.71	2.03
	45	3.35	1.34	1.37
	60	1.87	1.20	1.01
40	20	6.30	2.03	1.82
	30	5.60	1.67	1.34
	45	—	1.15	0.92
	60	2.35	1.06	0.73
60	20	2.10	1.22	0.72
	30	2.10	0.88	0.62
	45	2.35	0.80	0.50
	60	—	0.81	0.52

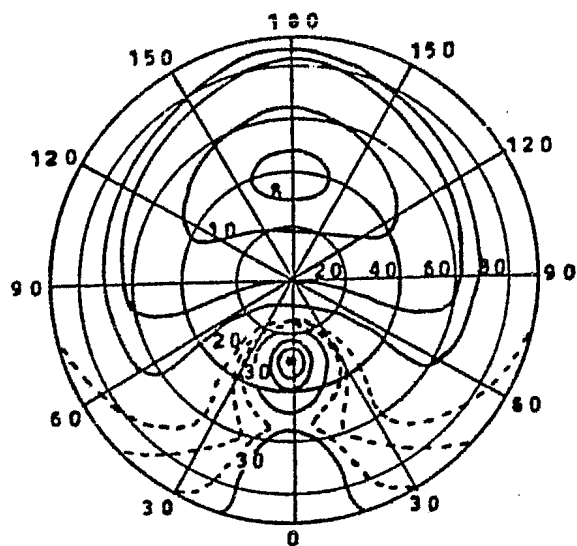


FIG. 3.8 Distribución de la luminiscencia celeste
(Ref 3)

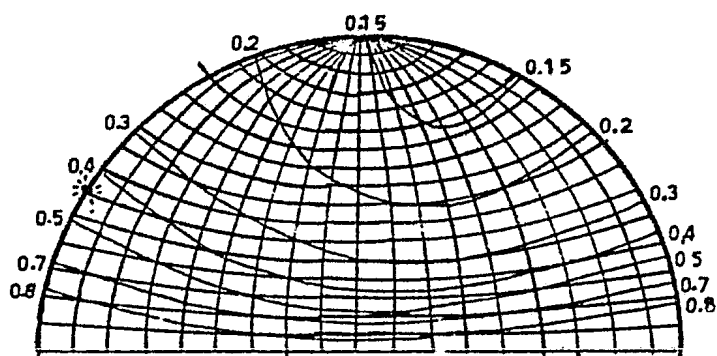


FIG. 3.9 Distribución de la luminiscencia celeste
para una atmósfera de Rayleigh (Ref 3)

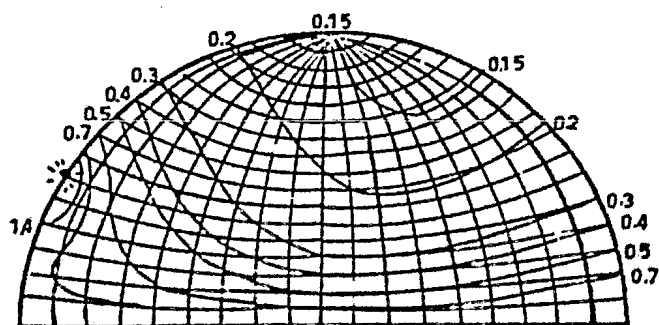


FIG. 3.10 Distribución de la luminiscencia para una
atmósfera regular incluyendo la dispersión
múltiple. (Ref 3)

3.3 ABSORCION EN EL ULTRAVIOLETA

Mientras que la dispersión atmosférica es una función continua de la longitud de onda, la absorción atmosférica es en general selectiva. Los principales componentes absorbedores de la radiación en la atmósfera son: O_2 , O_3 , H_2O , CO_2 , N_2 , O , N , NO , CO , CH_4 y sus modificaciones isotópicas, aunque la contribución de éstos últimos es muy pequeña.

- El espectro debido a la transición electrónica de moléculas y átomos de oxígeno, nitrógeno y ozono, actúa principalmente en la región ultravioleta, mientras que debido a la vibración y rotación de las moléculas poliatómicas tales como H_2O , CO_2 y O_3 actúan en el infrarrojo. Hay muy poca absorción en el rango visible.

Como los coeficientes de absorción asociados con la transición electrónica son generalmente muy grandes, mucha de la radiación solar ultravioleta es absorbida en las capas altas de la atmósfera. Algunas moléculas son disociadas por la absorción de radiación solar mientras que otras son ionizadas; algo de la energía absorbida es reemitida por los átomos excitados y por las moléculas cuando éstos regresan a su estado de mínima energía, mientras que el resto es usado para calentar una capa particular.

El ozono, el cual existe en la parte alta de la atmósfera (es-

tratósfera) se forma como resultado de la acción fotoquímica de la radiación solar sobre el oxígeno.

Son fuertes absorbedores de la radiación: el oxígeno, el nitrógeno, el ión oxígeno, el ión nitrógeno y el ozono en la región espectral superior a los $3\ 000\ \text{Å}$; debido a esto, radiación con longitudes de onda en este intervalo no llega a la superficie terrestre.

En el rango infrarrojo, la absorción por vapor de agua ocurre en $0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.4, 1.9, 2.7, 3.2$ y $6.3\ \mu\text{m}$ y por dióxido de carbono en aproximadamente $1.6, 2.0, 2.7$ y $4.3\ \mu\text{m}$; estas bandas actúan en la parte baja de la atmósfera, donde el vapor de agua y el dióxido de carbono se encuentran en grandes concentraciones. No existe acción fotoquímica en esta región y la energía absorbida se utiliza completamente para calentar la parte baja de la atmósfera. Más allá de $6.3\ \mu\text{m}$ (bandas de H_2O) hay una región casi transparente, llamada ventana atmosférica, la cual se encuentra entre 8 y $12\ \mu\text{m}$. En longitudes de onda de $13\ \mu\text{m}$ y del orden de milímetros la radiación solar es casi completamente absorbida por las bandas de H_2O y de CO_2 . En el rango de milímetros y centímetros la absorción es causada por las bandas de H_2O y O_2 .

La superficie de la Tierra es también buena absorbedora; una gran cantidad de radiación es absorbida por ésta en el rango

visible y en el cercano infrarrojo.

Definiendo el coeficiente de absorción para la radiación monocromática de frecuencia ν e intensidad I_ν , incidiendo perpendicularmente sobre la superficie de una capa absorbente de espesor dx , la atenuación de la radiación incidente por la capa viene dada por:

$$dI_\nu = I_\nu s_\nu n dx$$

donde n es el número de partículas absorbentes por unidad de volumen y s_ν es la sección transversal de absorción la cual siempre se utiliza en la región ultravioleta.

Por otra parte se puede escribir:

$$n dx = n_0 dx_0 \quad (3.26)$$

donde n_0 es el número de Loschmidt ($=2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), dx_0 es el espesor a presión y temperaturas normales (NTP).

La cantidad $\alpha_\nu = s_\nu n_0$ se refiere usualmente como el coeficiente de absorción.

Una cantidad adicional usada comunmente es el llamado coeficiente de absorción másica y que es igual a $s_\nu n / \rho$.

El espectro ultravioleta del oxígeno molecular principia en

2 600Å y continúa en longitudes de onda más cortas. Las bandas comprendidas entre 2 600 y 2 000Å son llamadas bandas de Herzberg; éstas son muy estrechas y de poca importancia en la absorción de la radiación solar comparadas con las bandas de ozono. Sin embargo, las bandas de Herzberg son importantes en la formación del ozono.

Junto a las bandas de Herzberg están las fuertes bandas de absorción de Schumann-Runge que principian a 2 000Å y continúan abajo de los 1 250 Å.

Existen varias bandas de absorción entre 1 250 Å y 1 000Å, la mayoría de ellas llamadas series de Rydeberg, que convergen al primer potencial de ionización, a 12.08 eV (1 026.5Å).

La región abajo de 1 000Å es ocupada por las fuertes bandas de absorción del oxígeno llamadas bandas de Hopfield y consisten en 3 series de Rydeberg convergiendo al segundo, tercero y cuarto potenciales de ionización o sea 16.1, 16.9 y 18.2 eV. (770, 730 y 680Å respectivamente).

El espectro de absorción del nitrógeno molecular empieza a 1 450Å. Las bandas ocupan la región de 1 450 a 1 000 Å y se les conoce como bandas de Lyman-Birge-Hopfield. Consisten en líneas delgadas bien definidas entre 1 450 y 1 130.4Å. Aunque el espectro de absorción del nitrógeno en la región en

entre 1 000 y 800 Å es muy complejo, la mayoría de las bandas en esta región son identificadas como series de Rydeberg que convergen al primer potencial de ionización a 15.58eV.

En la parte alta de la atmósfera el oxígeno molecular es disociado en oxígeno atómico por la radiación solar, también se tiene una fotodisociación del nitrógeno.

Por otra parte, el ozono muestra unas delgadas bandas de absorción en el cercano infrarrojo y en el visible (11 800 a 4 400 Å) llamadas bandas de Chappuis. Entre 3 600 y 3 000 Å muestra otras, llamadas bandas de Huggins. Las bandas de absorción más fuertes del ozono se encuentran en el rango de 3 000 a 2 000 Å y se les llama bandas de Hartley.

Las figuras 3.11, 3.12 y 3.13 muestran los coeficientes de absorción del ozono para diferentes intervalos.

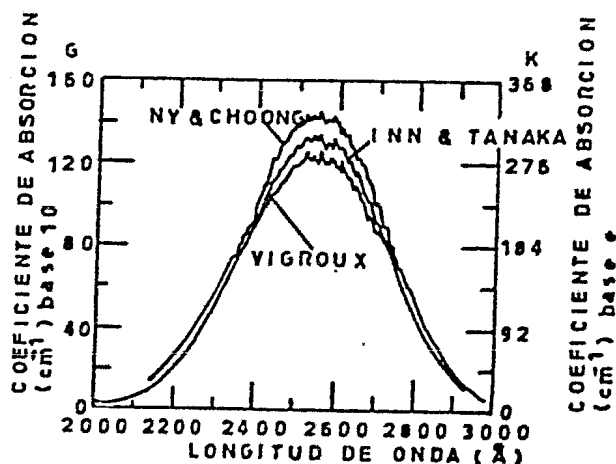


FIG. 3.11 Coeficiente de absorción del ozono en la región de 2000 a 3000 Å (Ref 3)

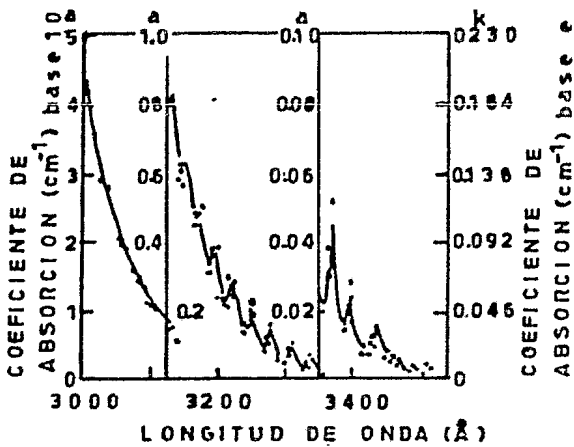


FIG. 3.12 Coeficiente de absorción del ozono en la región de 3000 a - 3500 Å. (Ref 3)

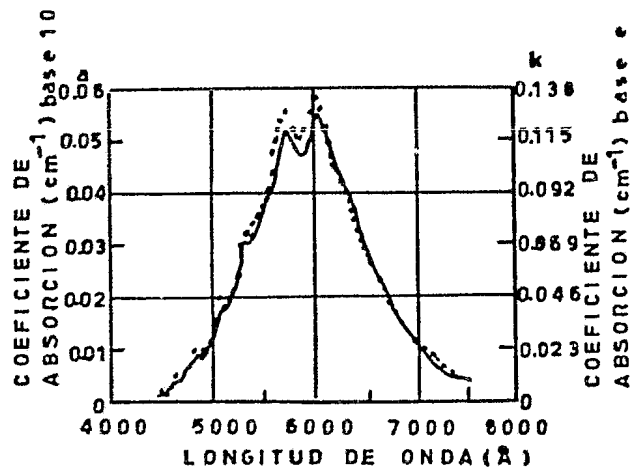


FIG. 3.13 Coeficiente de absorción del ozono en la región de 4000 a - 8000 Å (Ref 3)

Antiguamente en la región de longitud de onda menor a 2 000 Å se creía que la absorción por el ozono era muy pequeña. Más tarde Tanaka (3) midió los coeficientes de absorción del ozono en la región de 1 050 a 2 200 Å. Los resultados se muestran en la figura 3.14.

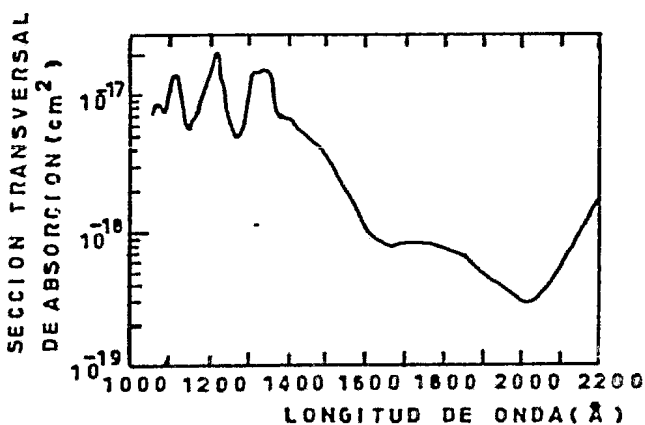


FIG. 3.14 Sección transversal del ozono en la región de 1050 a 2200 Å (Ref 3)

Los datos de las secciones transversales de absorción de los gases atmosféricos junto con la composición y naturaleza física de la alta atmósfera ha sido estudiada por varios investigadores a fin de

calcular la penetración de la radiación solar en la atmósfera.

Las estimaciones obtenidas por Friedman (3) se muestran en la figura 3.15, la cual da la altitud a la cual la intensidad de la radiación solar incidente verticalmente es reducida por un factor de "e". En esta figura se indica la variación de la transparencia atmosférica con respecto a la longitud de onda.

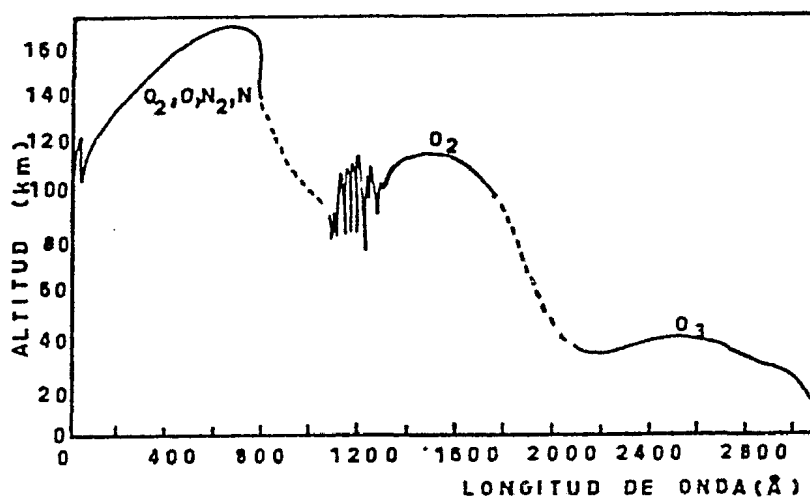


FIG. 3.15 Penetración de la radiación solar dentro de la atmósfera. (Ref 3)

En suma, en la región de 3 000 a 2 000 Å la absorción se debe al ozono principalmente y entre 2 000 y 850 Å se debe al oxígeno molecular mientras que abajo de 850 Å los componentes responsables de la absorción son O_2, O, N_2 y N.

3.4 FORMACION DE LA IONOSFERA Y DE LA CAPA DE OZONO

La absorción de la radiación solar ultravioleta se relaciona con la formación de las capas ionizadas por reacciones fotoquímicas. Esta teoría fue primero propuesta por Chapman (3) y posteriormente desarrollada por otros investigadores; sin embargo, hasta ahora no existe una teoría concreta y para verificar un dato teórico es necesario tener datos experimentales sobre determinados constituyentes atmosféricos, la intensidad de la radiación solar ultravioleta y sobre la sección transversal de absorción de los gases atmosféricos.

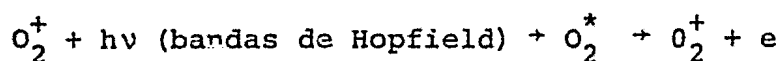
La ionización del aire empieza a incrementarse a aproximadamente 60km sobre el nivel del mar. La primera capa ionizada ocupa la región entre los 60 y 90 km y se le llama capa D.

De acuerdo a Nicolet (3), la capa D se produce como resultado de la reacción siguiente: $\text{NO} + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + e$ e donde la energía del fotón incidente es 9.25-12 eV. La radiación necesaria se atribuye principalmente a la línea α de Lyman.

De la figura 3.15 se observa que esta radiación (1215.7\AA) es capaz de penetrar a aproximadamente 70 km.

Existen 2 teorías que han sido propuestas sobre el origen de la capa E la cual se encuentra sobre la capa D y hasta una

altitud de 100 km. Una de ellas fue propuesta por Wulf y Deming (3) y desarrollada más tarde por Nicolet (3) quien sugirió que la fuerte banda de absorción de Hopfield en la región de 800 a 1 027Å debería ser preionizada y que la capa E podría ser producida por una reacción en dos partes:



donde el asterisco indica un estado excitado.

La otra teoría, propuesta originalmente por Hulbert y Vegard (3) y más tarde mejorada por Hoyle y Bates (3), dice que los rayos X de aproximadamente 40Å procedentes de la corona solar deberían producir una ionización máxima en la capa E. Una fuerte evidencia en favor de esta teoría ha sido obtenida en los experimentos espaciales.

El flujo solar en la región de los rayos X es $0.1 \text{ erg/cm}^2 \text{ s}^{-1}$, la cual es suficiente para la ionización observada en la capa E. No hay una diferencia esencial entre la formación de la capa de ozono y las capas ionizadas; ambas son debidas a reacciones fotoquímicas. La reacción involucrada en la formación de la capa de ozono es: $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{O}$

Los átomos de oxígeno producidos en la reacción anterior pueden ser removidos por cualquiera de las siguientes reacciones:

$O + O + M \rightarrow O_2 + M$, $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$. El símbolo M re-
 presenta un tercer átomo o molécula cuya presencia es neces-
 ario para la conservación de la energía y de la cantidad de mo-
 vimiento. El ozono producido por la última de las reacciones
 puede ser separado como resultado de la reacción siguiente
 $O_3 + O \rightarrow 2O_2$, o bien, $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$

Las variaciones de la cantidad total de ozono con respecto a la latitud y a los meses del año se muestran en la figura

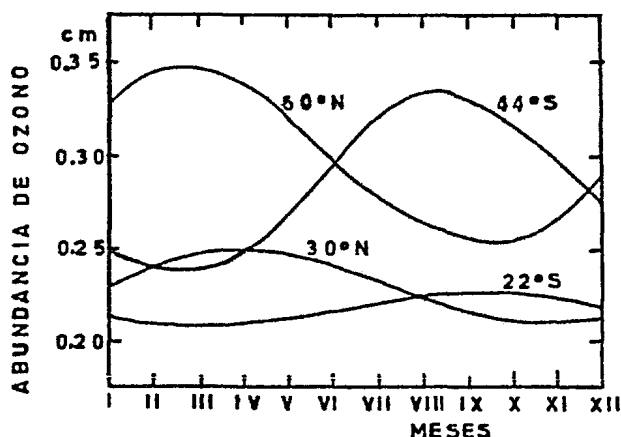


FIG. 3.16 Variación de la cantidad de ozono contenido en una columna de aire vertical con respecto a la latitud y a los meses del año. (Ref 3)

3.16 . Es interesante notar que la máxima cantidad de ozono ocurre en primavera y la mínima en otoño; estas variaciones son menores en bajas latitudes.

Wulf y Deming (3) han encontrado que arriba de los 35 km se tiene un estado de equilibrio para el ozono y que en alturas menores la circulación y

la mezcla son factores que afectan la distribución del ozono.

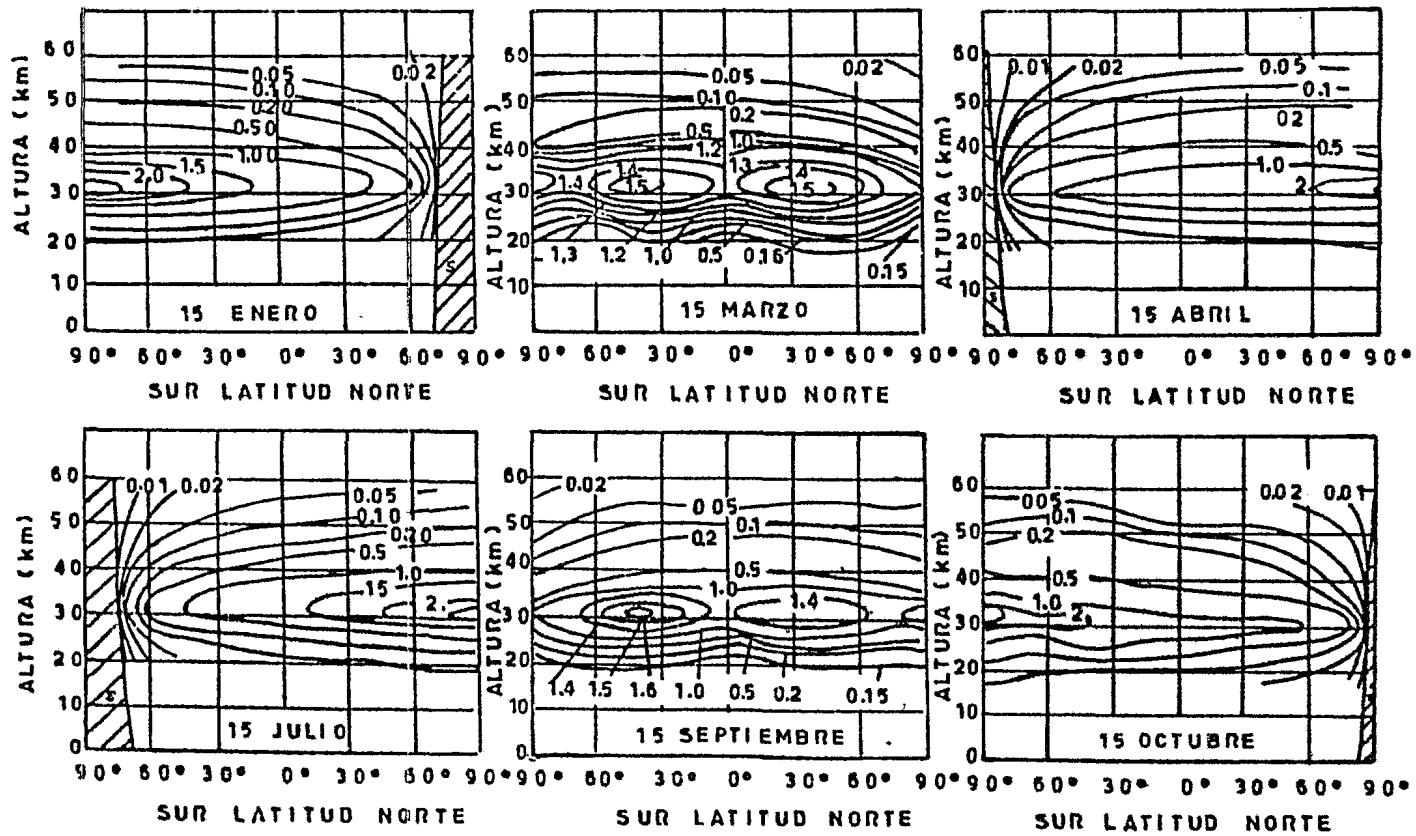


FIG. 3.17 Curvas de absorción de la radiación solar por el ozono para 6 distintas fechas. (Ref 3)

Se ha calculado la variación con la latitud y las estaciones del año de la distribución de la absorción de la radiación solar por el ozono. Esto se muestra en la figura 3.17.

En enero una absorción máxima de $2.7 \text{ cal}/(\text{km cm}^2 \text{ día})$ ocurre sobre el polo sur y gradualmente disminuye a cero en la zona de sombra (s) a los 67°N . Un modelo similar se presenta en febrero; en marzo se tienen 3 máximos de $1.5 \text{ cal}/(\text{km cm}^2 \text{ día})$ a 40°N y 40°S de latitud y en el polo sur.

En abril solamente un máximo aparece en el polo norte y un modelo similar continúa hasta septiembre, donde se asemeja a la gráfica para marzo excepto en el tercer máximo que ocurre sobre el polo norte. De octubre hasta diciembre un máximo aparece sobre el polo sur.

3.5 ABSORCION EN EL INFRARROJO

Las bandas de absorción en la región infrarroja del espectro son debidas principalmente a las transiciones rotacionales y vibratorias de las moléculas poliatómicas, excepto para las bandas de oxígeno observadas en el espectro solar.

El espectro solar obtenido con un espectrómetro de baja resolución es útil para obtener una vista de la absorción solar infrarroja, como se observa en la figura 3.18, en la cual el

área sombreada representa la absorción y la diferencia entre las curvas de la intensidad fuera de la atmósfera y al nivel del mar se debe a la dispersión.

La figura 3.19 muestra regiones de fuerte absorción por las moléculas de la atmósfera terrestre y también muestra el espectro solar en el cercano infrarrojo, el cual fue obtenido por la superposición de las contribuciones debidas a los 7 constituyentes. Estas gráficas demuestran claramente que las principales regiones que afectan a la energía recibida en la superficie son debidas al H_2O , CO_2 y O_3 .

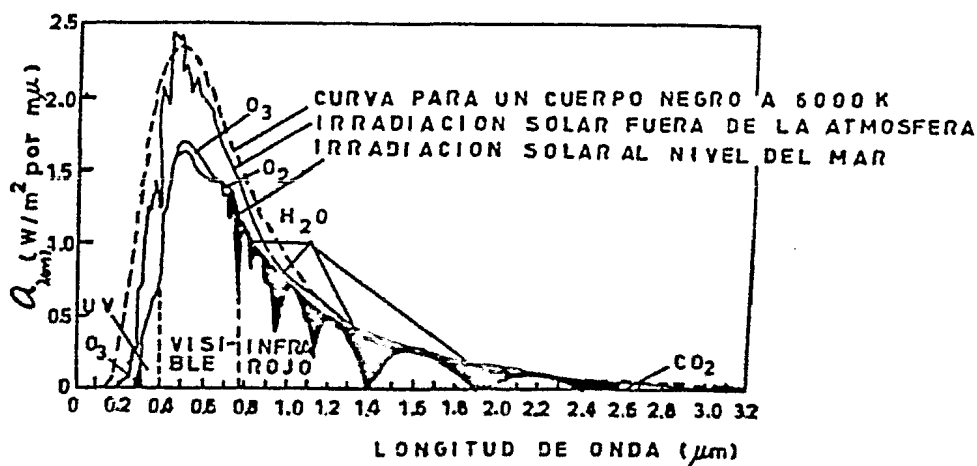


FIG. 3.18 Espectro solar fuera de la atmósfera ($m=0$) comparado con el de un cuerpo negro a 6000K al nivel del mar ($m = 1$). (Ref 3)

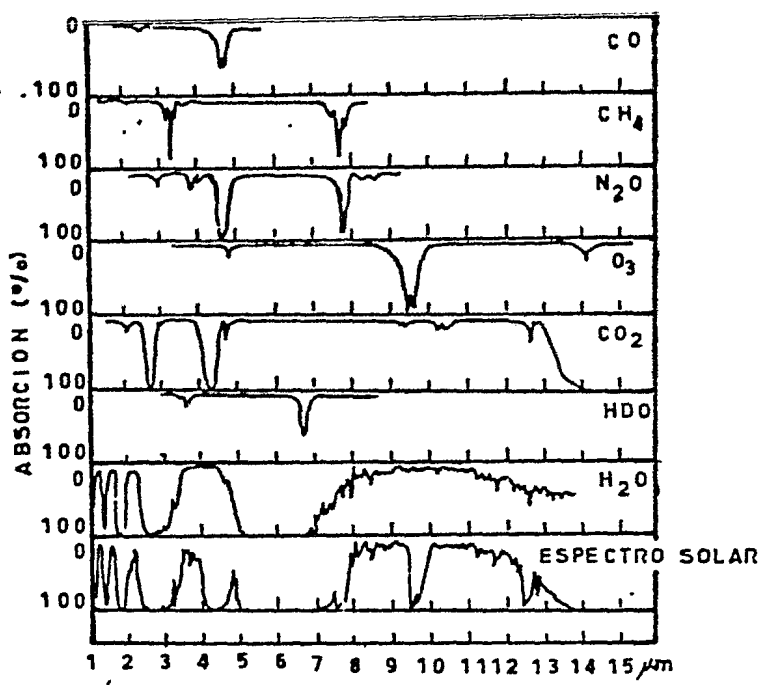


FIG. 3.19 Espectro solar (cercano infrarrojo) comparado con el espectro de absorción del CO , CH_4 , N_2O , O_3 , CO_2 , HDO y H_2O . (Ref 3)

Las figuras 3.20a - 3.20l muestran las curvas de absorción en el cercano infrarrojo correspondientes a las bandas de H_2O y CO_2 , las cuales son responsables de la absorción de la radiación solar infrarroja. Las líneas continuas representan los valores observados y las líneas punteadas corresponden a las extrapolaciones: p es la presión total y p_w es la presión parcial del H_2O .

La figura 3.21 muestra la absorción que se define como el cociente de la energía absorbida por la columna de aire a incidencia normal sobre la constante solar.

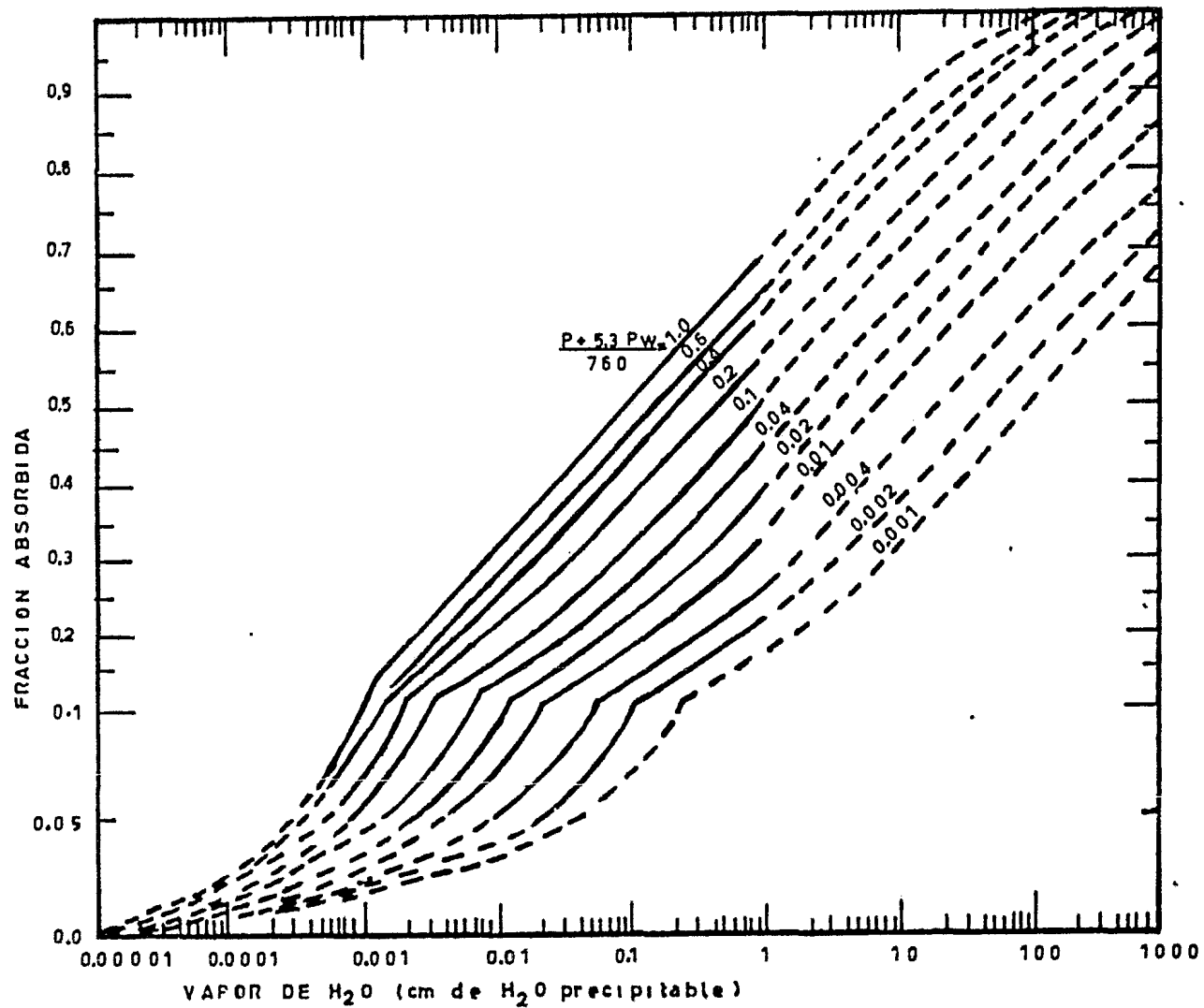


FIG. 3.20 a) CURVAS DE ABSORCION PARA 6.3 μm BANDA DE H₂O (1015-2160 cm^{-1}) (Ref 3)

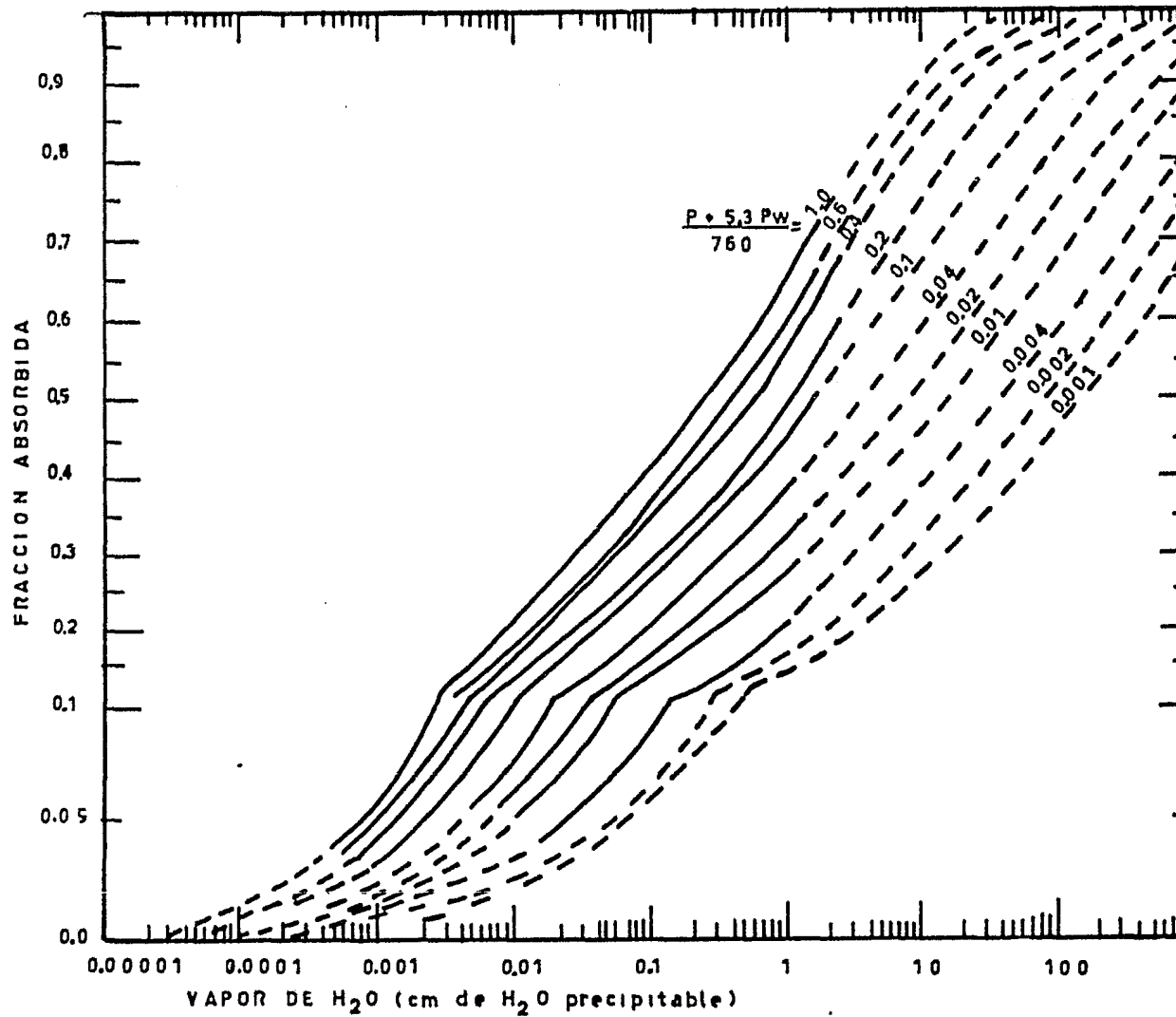


FIG. 3.20 b) CURVAS DE ABSORCION PARA 2.7 μm BANDA DE H₂O (2800-4400 cm^{-1}) (Ref 3)

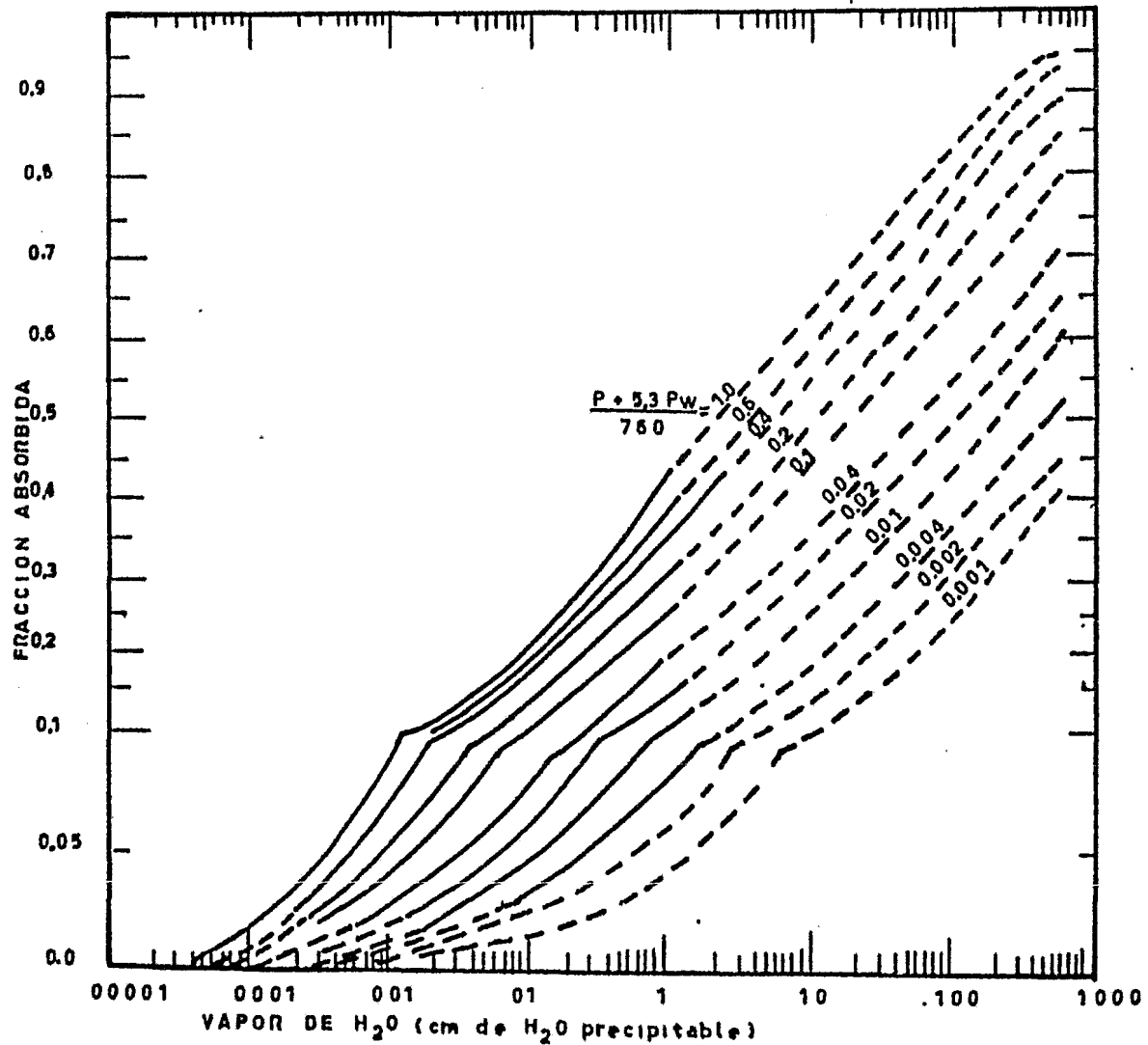


FIG. 3.20 c) CURVAS DE ABSORCION PARA 1.87 μm , BANDA DE H₂O (4800-6200 cm^{-1}) (Ref 3)

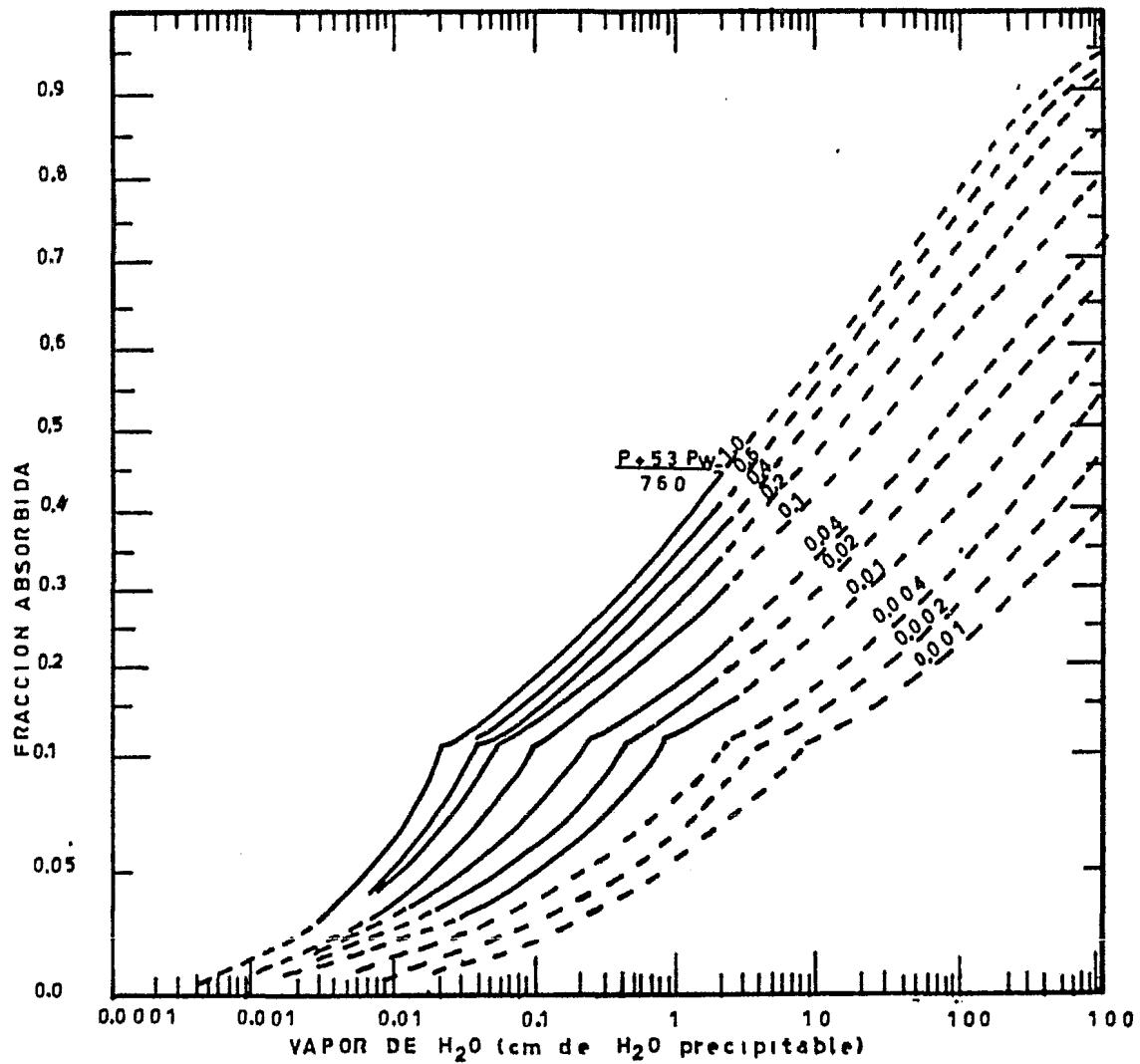


FIG. 3.20 d CURVAS DE ABSORCION PARA 1.33 μm , BANDA DE H₂O (6200-3200 cm^{-1})(Ref 3)

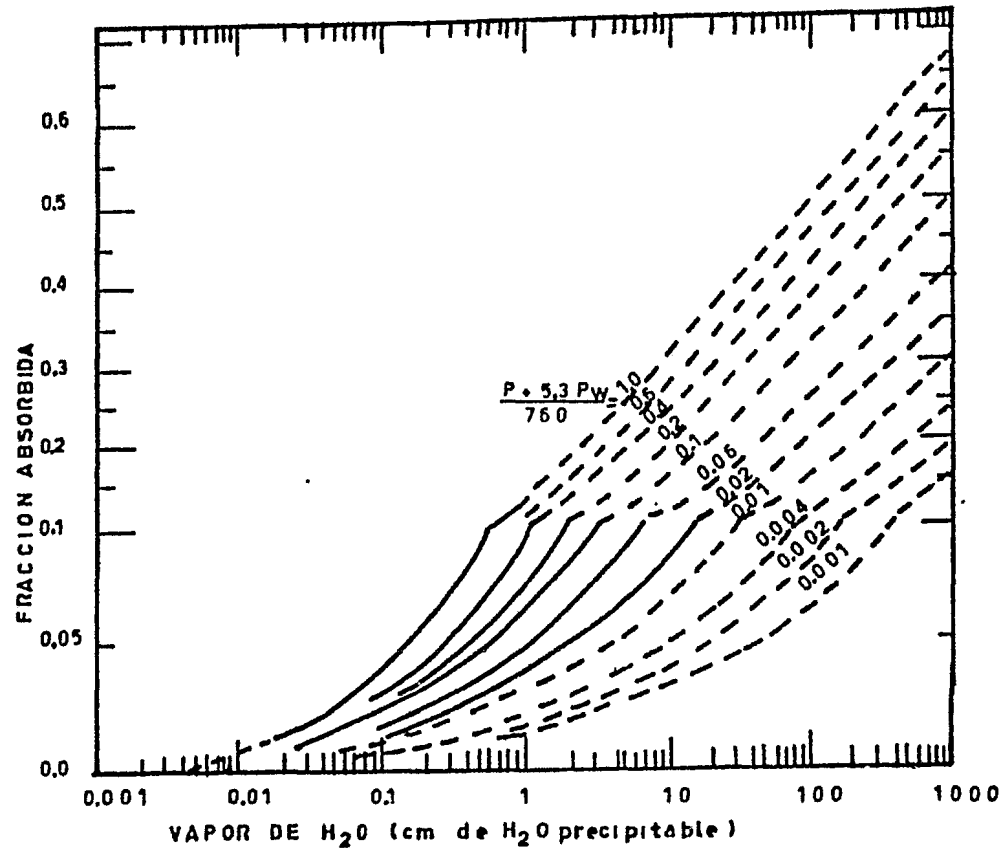


FIG. 3.20 e) CURVA DE ABSORCION PARA 1.1 μm BANDA DE H₂O (8200-9700 cm^{-1}) (Ref 3)

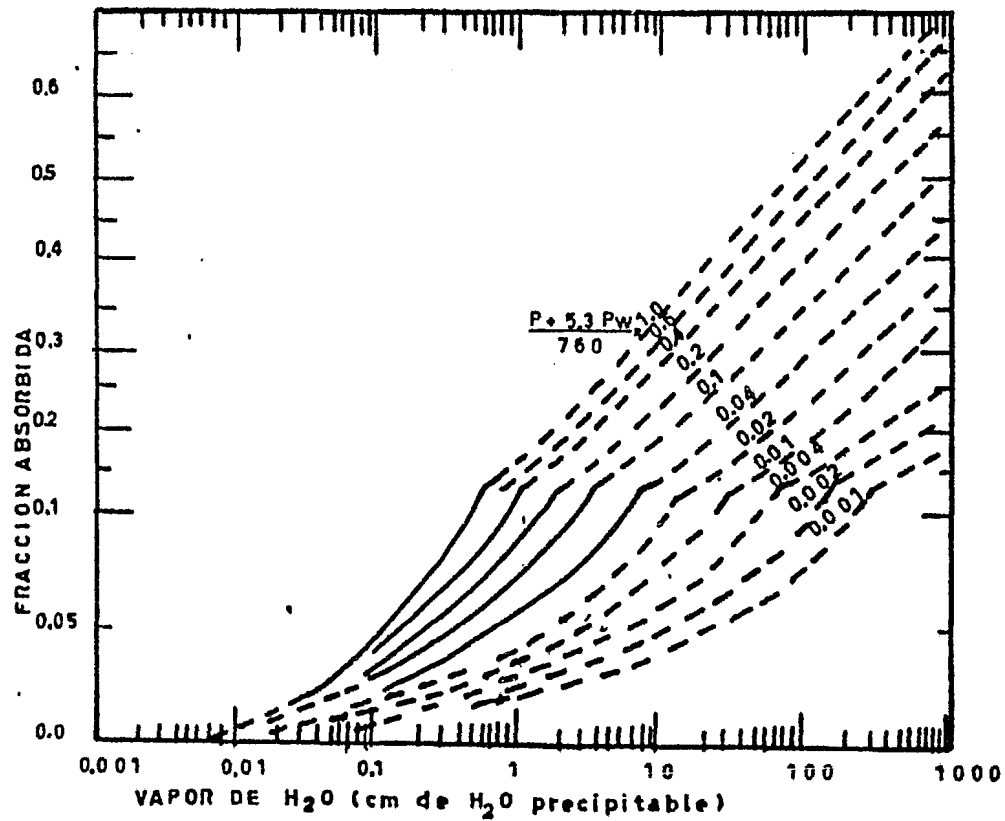


FIG 3.20 f) CURVAS DE ABSORCION PARA 0.94 μm BANDA DE H₂O (9700-11500 cm⁻¹) (Ref '3)

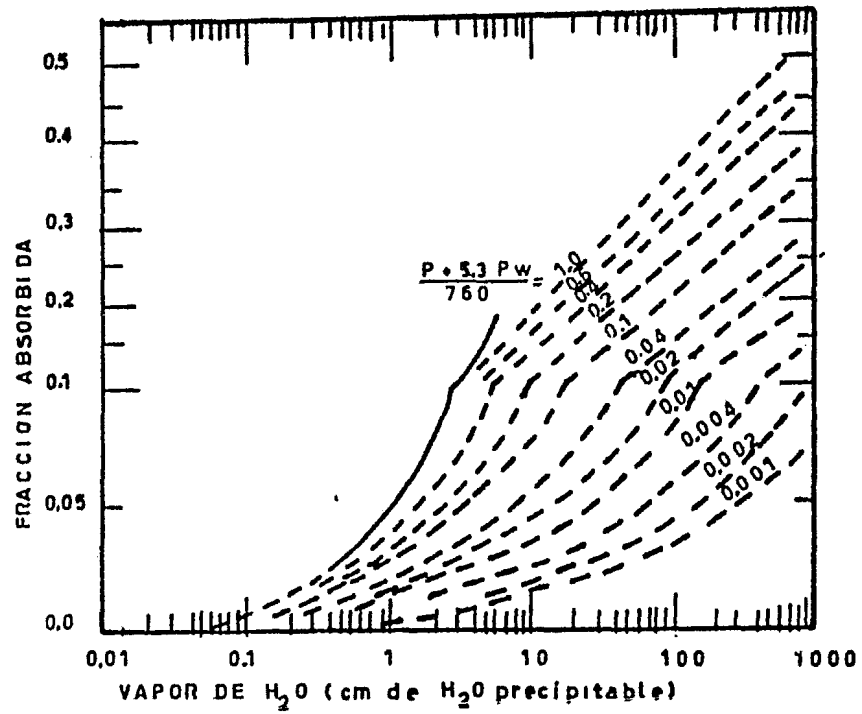


FIG. 3.20 g) CURVAS DE ABSORCION PARA 0.81 μm BANDA DE H₂O (11905-12658 cm⁻¹) (Ref 3)

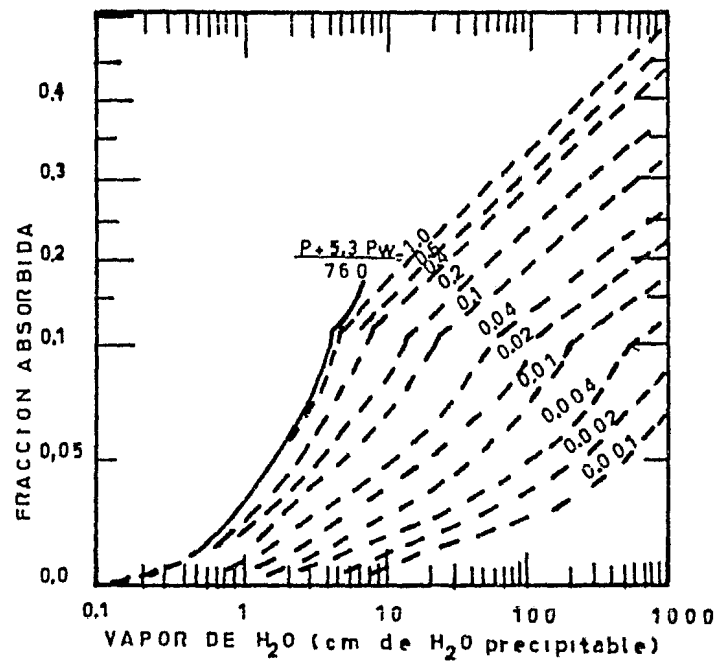


FIG. 3.20 h) CURVAS DE ABSORCION PARA 0.72 μm , BANDA DE H₂O (14266 - 13514 cm^{-1}) (Ref 3)

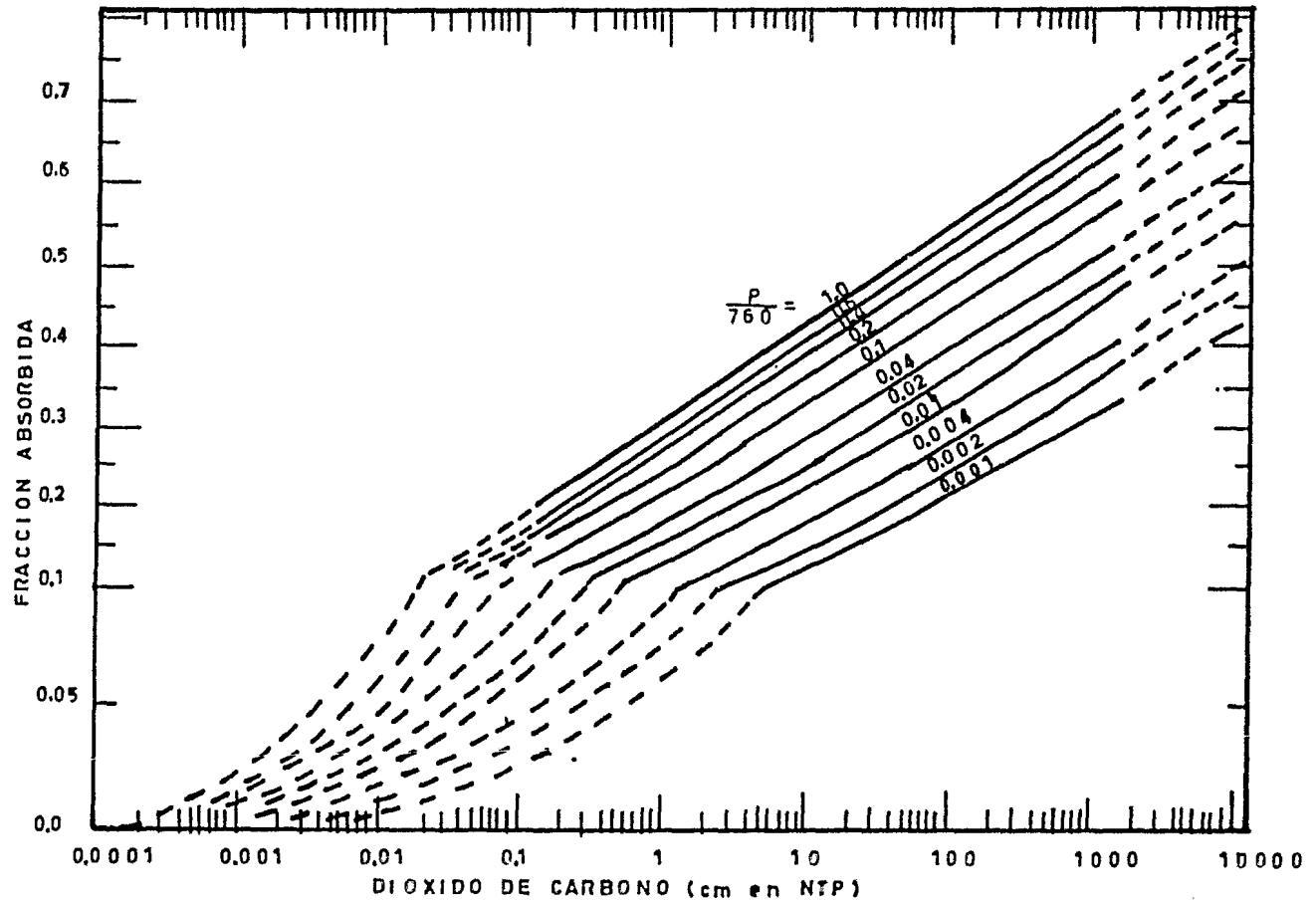


FIG. 3.20 i) CURVAS DE ABSORCION PARA 4.3 μm BANDA DE CO_2 (2160-2500 cm^{-1}) (Ref 3)

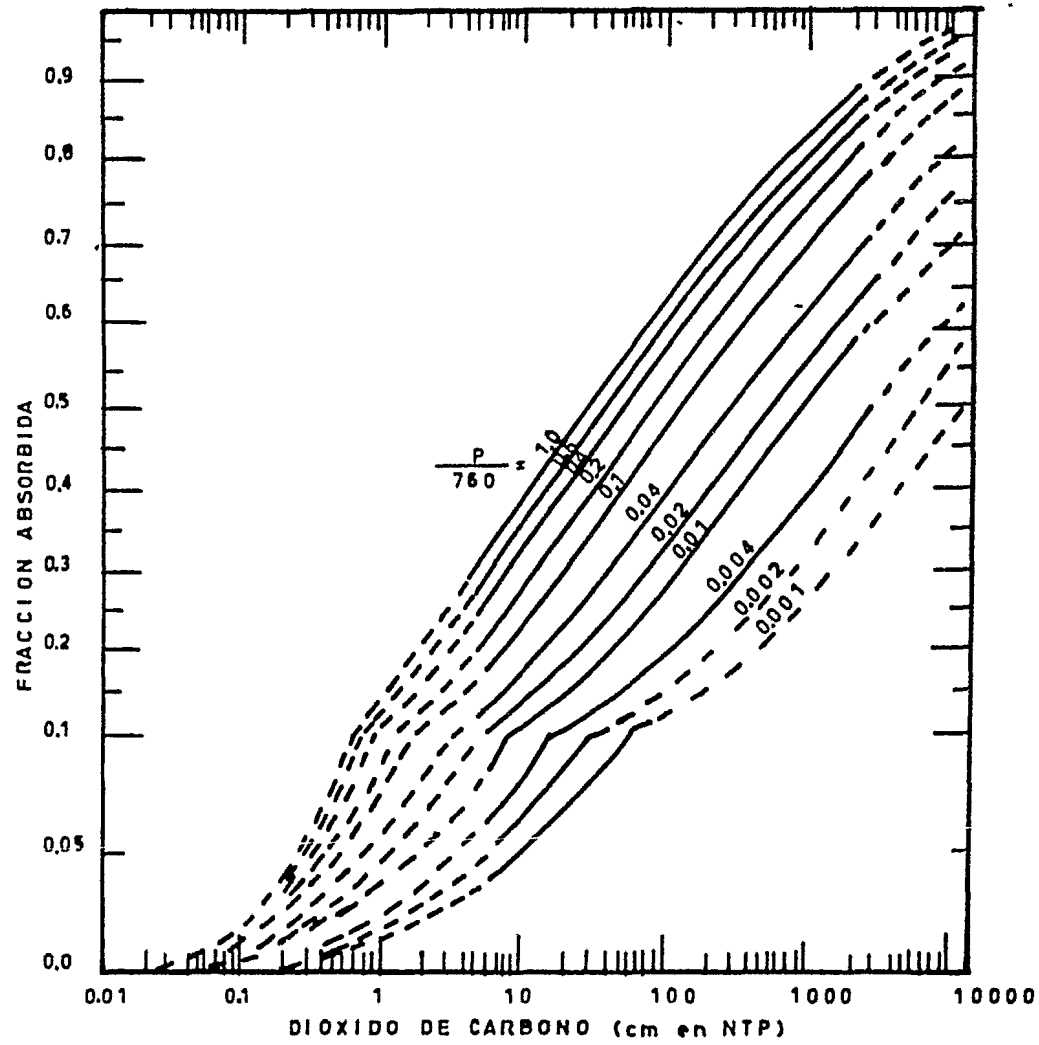


FIG. 3.20 j) CURVAS DE ABSORCION PARA 2.7 μm BANDA DE CO_2 ($3480\text{-}3800\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

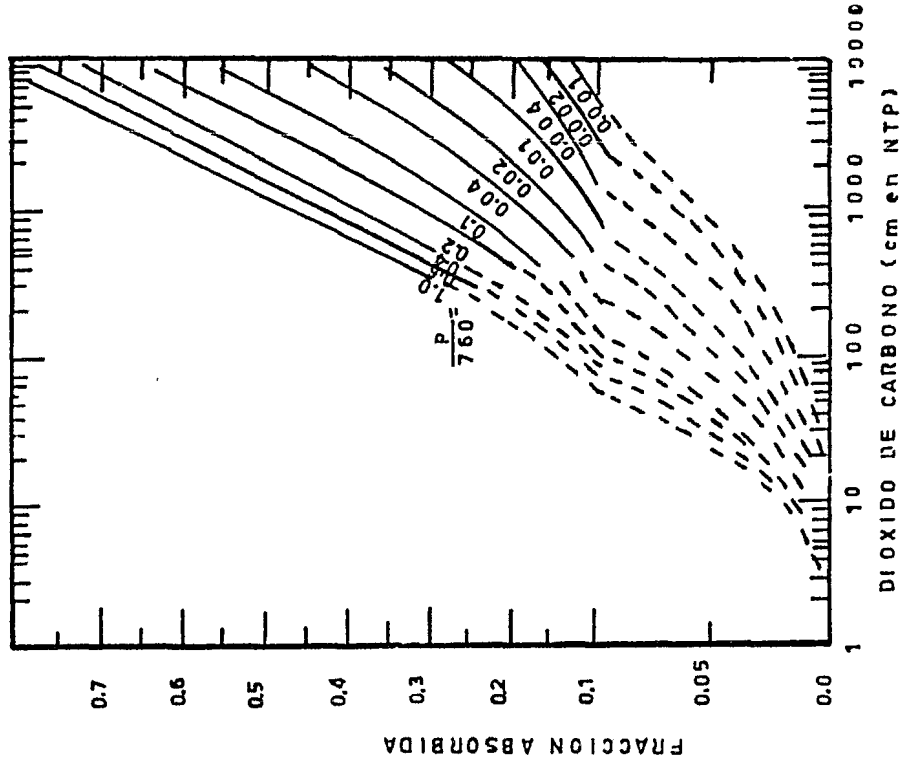


FIG. 3.20k) CURVAS DE ABSORCION PARA 2.0 μm BANDA DE CO_2 ($4750\text{-}5050\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

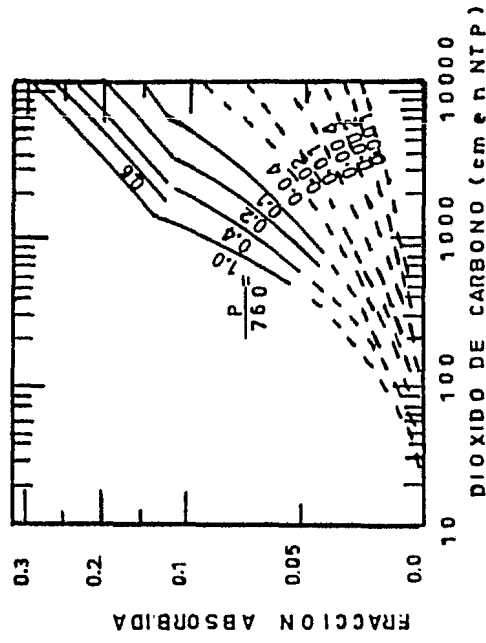


FIG. 3.20 l) CURVAS DE ABSORCION PARA 1.6 μm BANDA DE CO_2 ($6000\text{-}8550\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

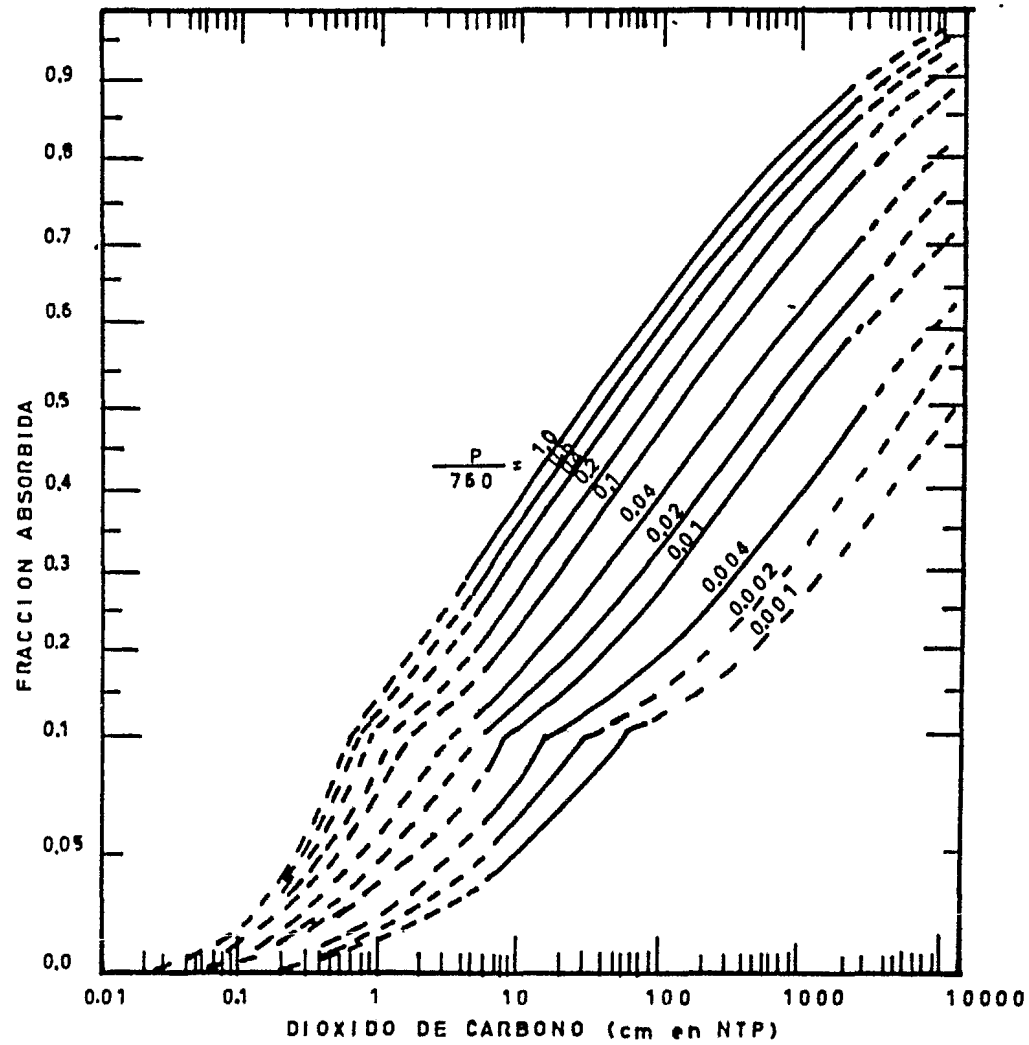


FIG. 3.20 j) CURVAS DE ABSORCION PARA 2.7 μm BANDA DE CO_2 ($3480\text{-}3800\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

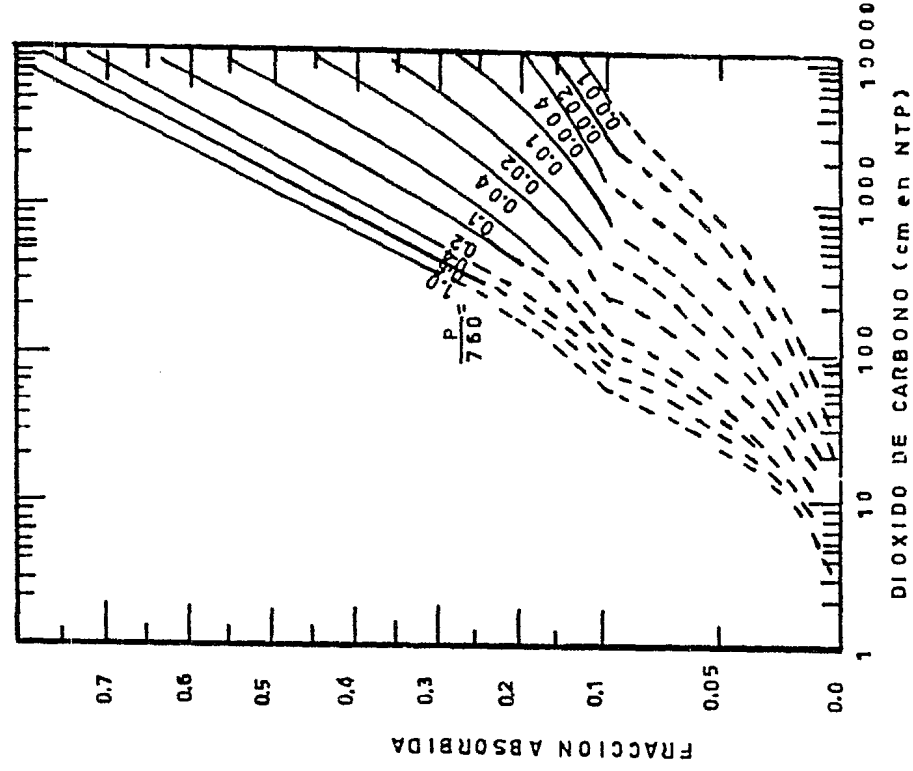


FIG. 3.20k) CURVAS DE ABSORCION PARA 2.0 μm BANDA DE CO_2 ($4750\text{-}5050\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

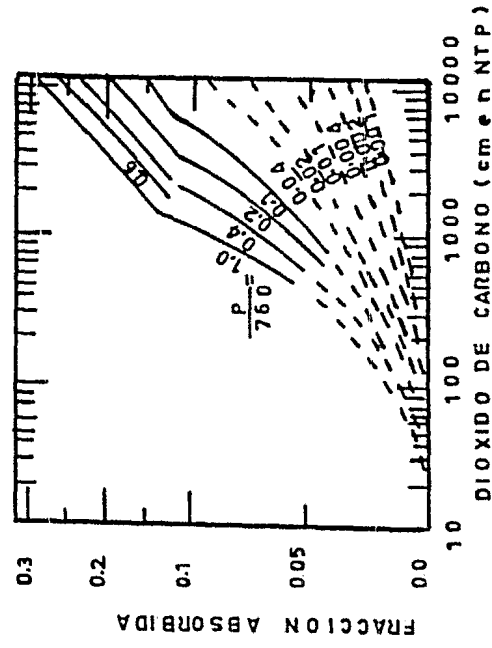


FIG. 3.20 l) CURVAS DE ABSORCION PARA 1.6 μm BANDA DE CO_2 ($6000\text{-}6550\text{ cm}^{-1}$) (Ref 3)

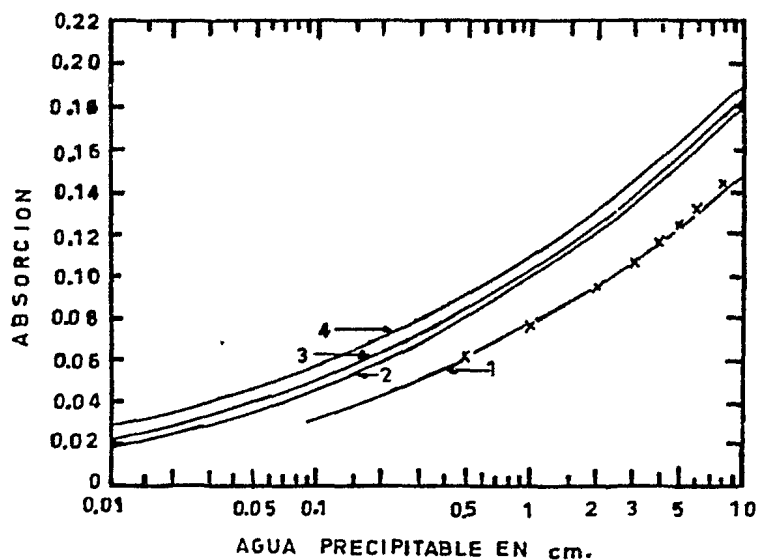


FIG. 3.21 Absorciones estimadas.

Curva 1: Absorciones supuestas sobre las bandas de H_2O a 0.72, 0.80, 0.94, 1.10, 1.38 y 1.87 μm

Curva 2: Absorciones sobre todas las bandas de H_2O consideradas.

Curva 3: Absorciones sobre las bandas de H_2O y CO_2 .

Curva 4: Absorción sobre las bandas de H_2O , CO_2 y O_2 (Ref 3)

La figura 3.22 representa la absorción por CO_2 , O_2 y H_2O con respecto a la presión.

Se observa que mientras la absorción por H_2O predomina en la tropósfera, la absorción por CO_2 es más importante en la estratósfera.

El grado de calentamiento para condiciones de cielo claro se debe a la absorción en el cercano infrarrojo como se muestra en la figura 3.23. El máximo calentamiento ocurre a la mitad de la tropósfera (4 - 6 km) en todas las latitudes y para todas las estaciones. El mínimo calentamiento ocurre en la parte más baja de la estratósfera.

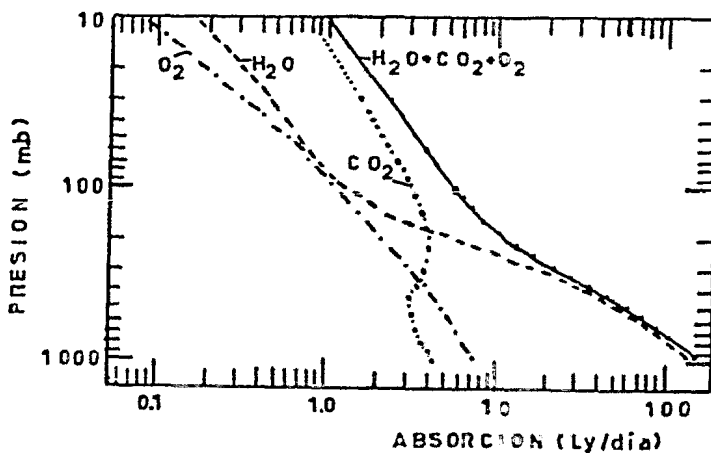


FIG. 3.22 Absorción de la radiación solar a diferentes altitudes. (Ref 3)

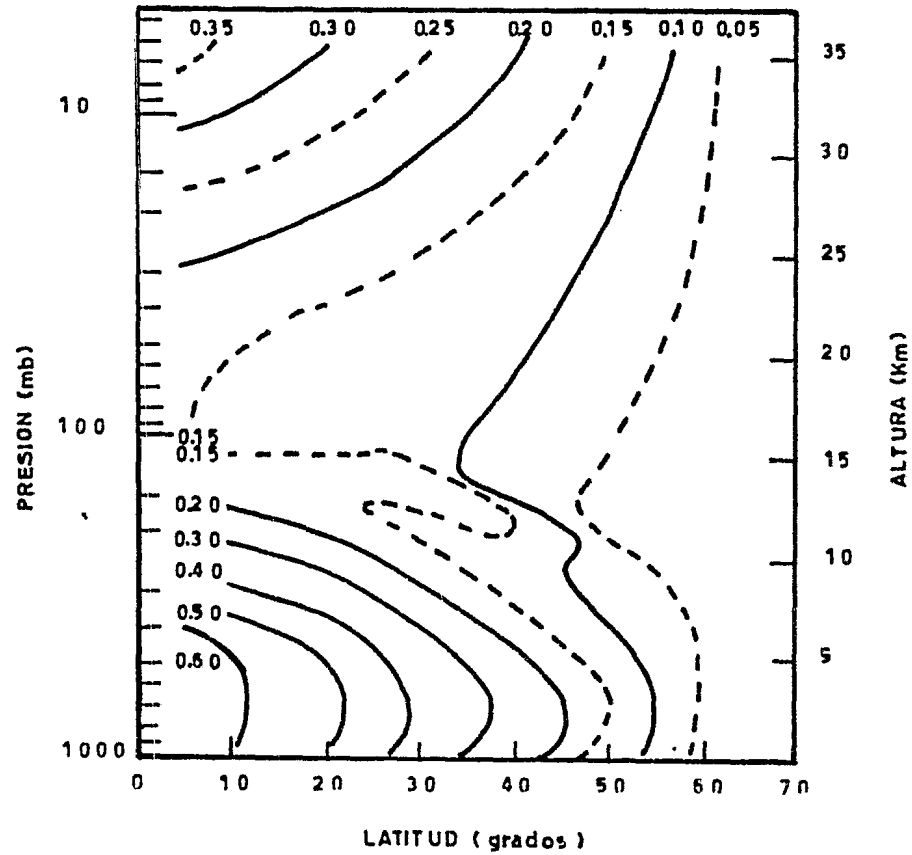


FIG. 3.23 a) Distribución del calentamiento ($^{\circ}\text{C}$ por día) debido a la absorción del cercano infrarrojo en enero (Ref 3)

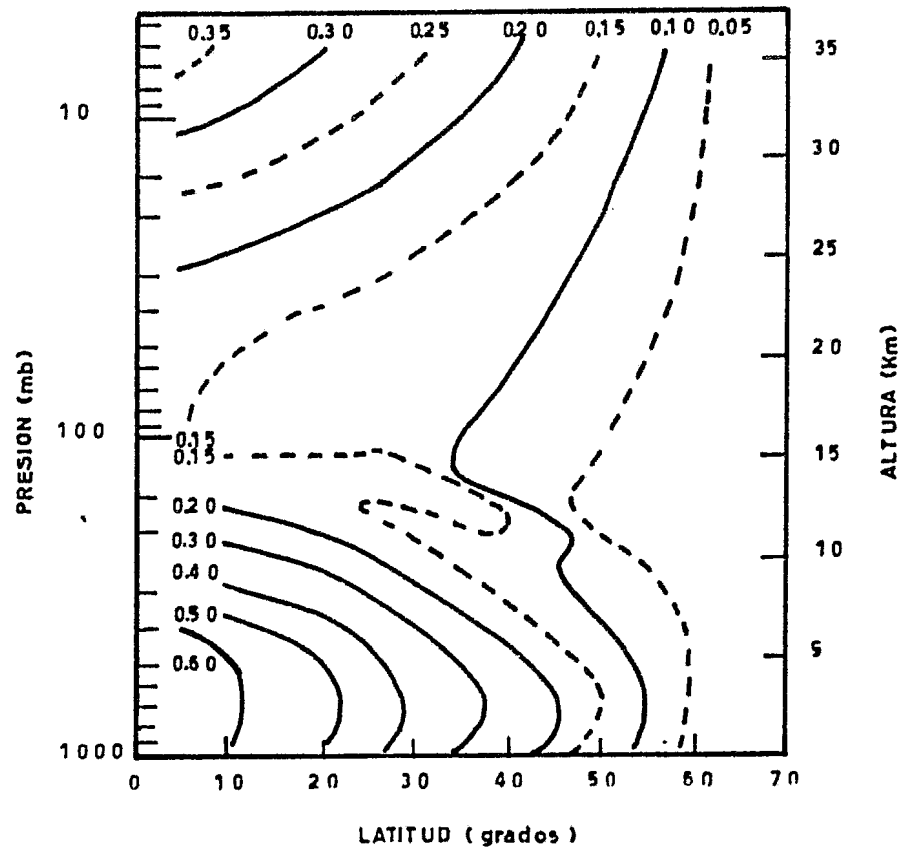


FIG. 3.23 a) Distribución del calentamiento ($^{\circ}\text{C}$ por día) debido a la absorción del cercano infrarrojo en enero (Ref 3)

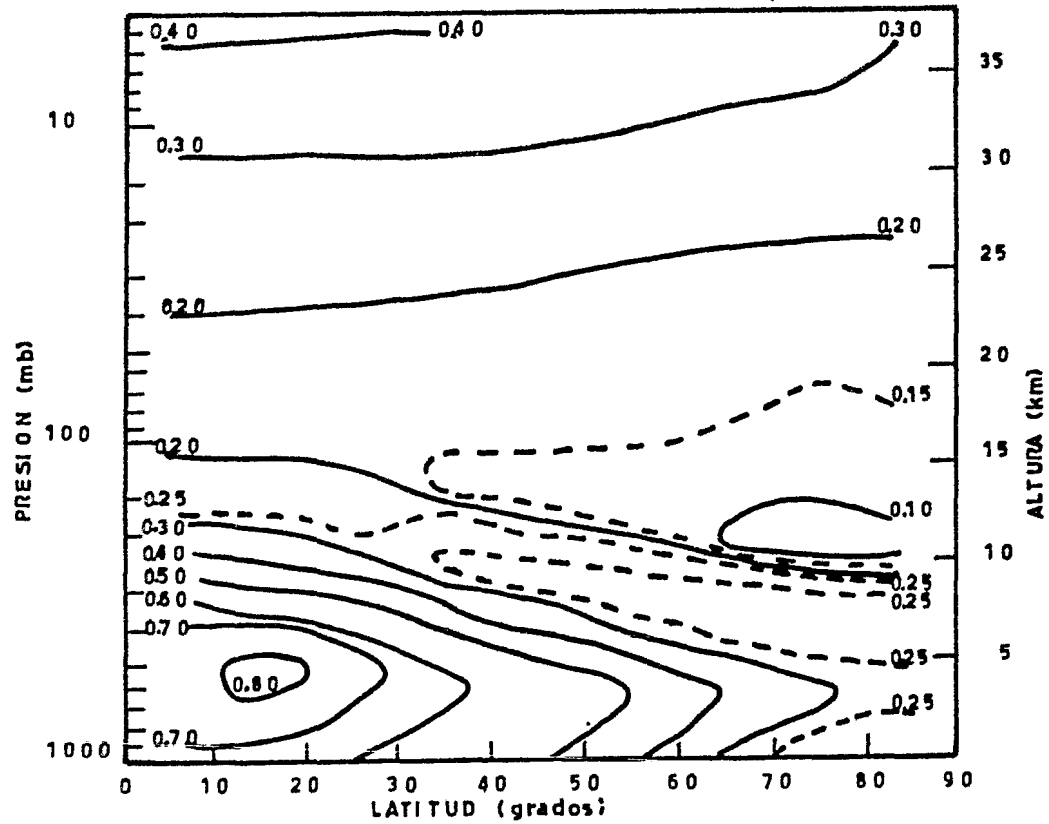


FIG. 3.23 b) Distribución del calentamiento ($^{\circ}\text{C}$ por día) debido a la absorción del cercano infrarrojo en abril (Ref 3)

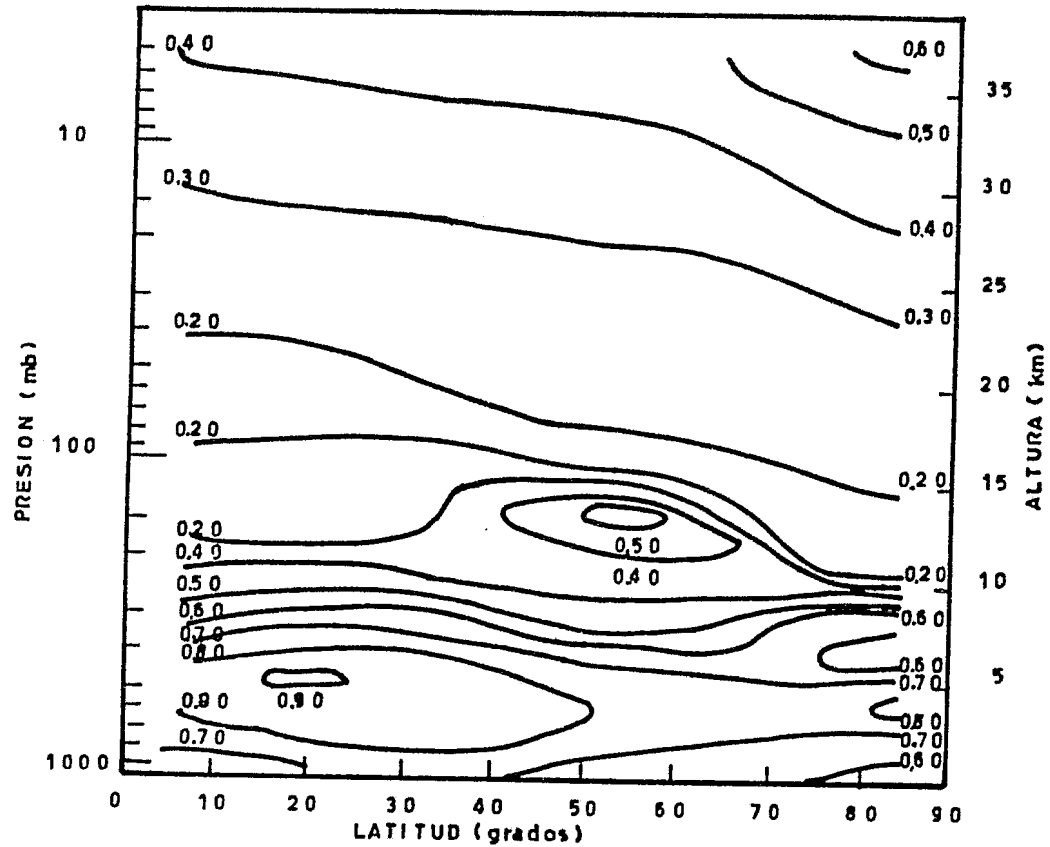


FIG. 3.23 c) Distribución del calentamiento (°C por día) debido a la absorción del cercano infrarrojo en julio (Ref 3)

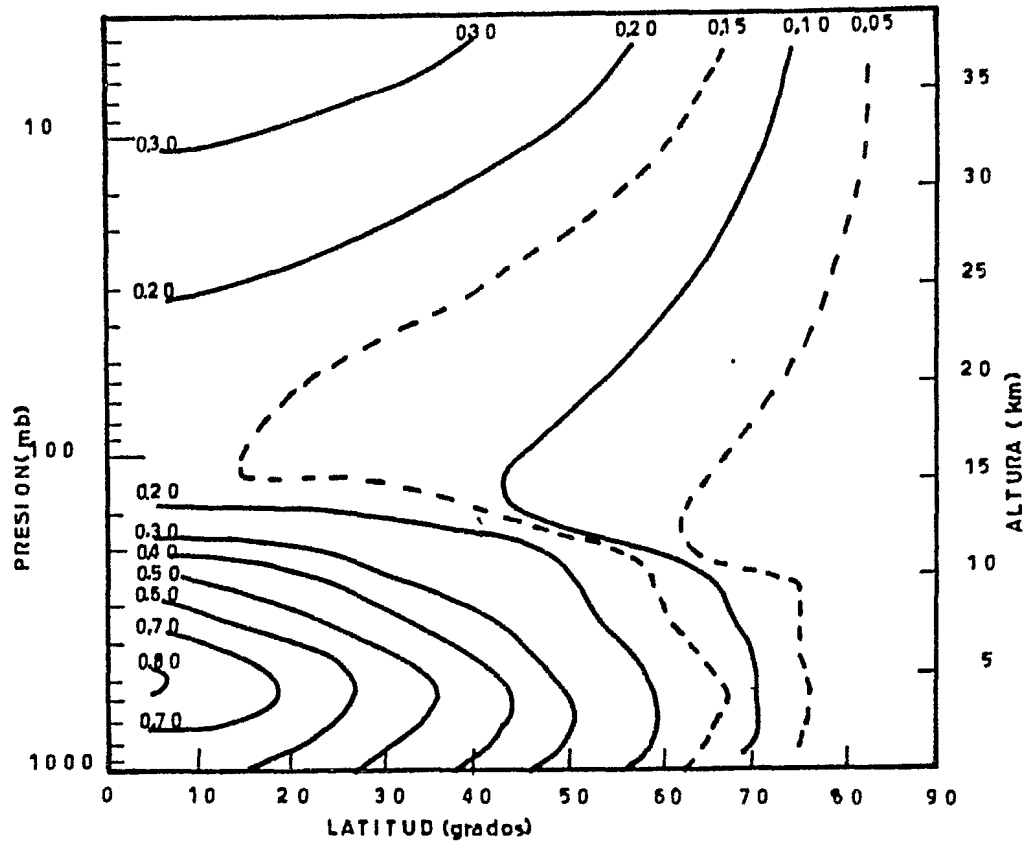


FIG 3.23 d) Distribución del calentamiento ($^{\circ}\text{C}$ por día) debido a la absorción del cercano infrarrojo en octubre (ref 3)

En la estratósfera el calentamiento aumenta con la altura, ya que su primera fuente de calentamiento es la energía solar ultravioleta absorbida por el ozono y la segunda fuente es la radiación del cercano infrarrojo absorbida por el vapor de agua y el dióxido de carbono.

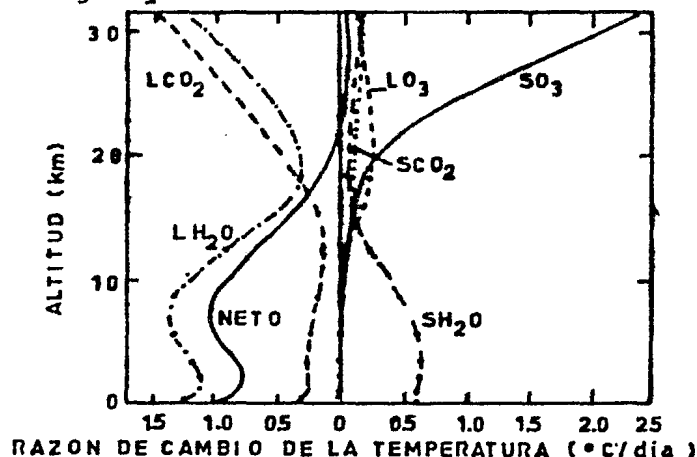


FIG. 3.24 Cambios de temperatura (en °C por día para diferentes altitudes) debida a la absorción por varios componentes.

S-O₃: debido a la absorción de de radiación solar por O₃.

S-H₂O: debido a la absorción de radiación solar por H₂O

S-CO₂: debido a la absorción de radiación solar por CO₂.

L-O₃: debido a la divergencia por el O₃ del flujo de radiación de longitud de onda grande.

L-H₂O: debido a la divergencia por el H₂O del flujo de radiación de longitud de onda grande.

L-CO₂: debido a la divergencia por el CO₂ del flujo de radiación de longitud de onda grande. (Ref 3)

Los efectos de calentamiento y enfriamiento radiativo en la tropósfera y en la parte baja de la estratósfera han sido calculados y se muestran en la figura 3.24. El calentamiento de la estratósfera es compensado por el dióxido de carbono y el vapor de agua. Como se puede ver en la misma figura el equilibrio radiativo no está establecido en la tropósfera. El efecto de la transferencia radiativa incluyendo la absorción de radiación solar es completamente enfriamiento en la tropósfera

Un calentamiento adicional es suministrado por la evaporación del agua de la superficie terrestre dentro de la atmósfera; es to compensa el enfriamiento debido a la radiación.

3.6 TURBIDEZ ATMOSFERICA

La intensidad de la radiación solar directa incidente sobre una superficie dada depende de la absorción que sufre a lo largo de su trayectoria a través de la atmósfera.

La disminución en la intensidad es pequeña en aire puro pero aumenta por la contaminación y la turbidez asociada con elementos tales como vapor de agua, polvos, bruma, etc. Las mediciones de la radiación solar directa pueden ser usadas para determinar la turbidez atmosférica.

La disminución en la intensidad de la radiación incidente se incrementa con el coeficiente de extinción y la masa de aire óptica. La radiación solar es por lo tanto variable con la hora del día, la estación, la latitud y la altitud del lugar.

El coeficiente de extinción se define como $a = m^{-1} \log (I_0/I)$ donde I_0 es la intensidad de la radiación incidente, I es la intensidad en el punto bajo investigación y "m" es la masa de aire óptica absoluta ($m = (p/1000) \sec z_0$, donde p es la presión del lugar). Además, este coeficiente no siempre perma-

nece constante para una turbidez constante cuando la masa de aire óptica cambia. La razón de esta variación es el hecho de que el coeficiente de extinción es función de la longitud de onda.

En una atmósfera que no contiene vapor de agua u otros absorbedores la disminución de la radiación solar directa se describe por el coeficiente de dispersión de Rayleigh

$$\sigma_{\lambda} = 0.00386 \lambda^{-4.05} \quad (3.27)$$

Esta es una fórmula simplificada para la extinción por las moléculas de aire.

La radiación solar directa está dada por:

$$I_a(m) = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} 10^{-\sigma_{\lambda} m} d\lambda \quad (3.28)$$

y por definición debe ser igual a :

$$I_a(m) = I_0 10^{-\sigma(m)m} \quad (3.29)$$

ecuación que define el coeficiente de extinción $\sigma(m)$ para aire puro, para la radiación total en todas las longitudes de onda.

La dispersión por aire puro es un efecto atmosférico básico. Si se refiere el coeficiente de extinción observado en una at-

mósfera turbia al de una atmósfera compuesta por aire puro, entonces se tiene:

$$I(m) = I_0 10^{-a(m)m} = I_0 10^{-\sigma(m)mT} \quad (3.30)$$

donde

$$T = (\sigma(m))^{-1} \log(I_0/I(m)) = P(m) \log(I_0/I(m)) \quad (3.31)$$

La cantidad T se define como el factor de turbidez de Linke, el cual indica cuantas atmósferas de aire puro producen el mismo efecto.

Suponiendo que la turbidez de la atmósfera es debida al vapor de agua y al polvo, definiendo w como la cantidad de vapor de agua en una columna vertical sobre una área horizontal unitaria y d la cantidad de polvo en una columna vertical se definen a_w y σ_d como los coeficientes de extinción correspondientes.

Se ha observado que el vapor de agua no tiene absorción en el rango visible y exhibe una ancha y fuerte banda de absorción en el rojo y en el infrarrojo.

La dispersión por partículas es proporcional a $\lambda^{-\alpha}$ donde α tiene un valor entre 1 y 2 y es por lo tanto grande en el violeta y pequeño en el infrarrojo. Este coeficiente puede ser usado para definir el factor de turbidez monocromático T_λ , el cual está dado por:

$$m a_{\lambda} T_{\lambda} = m \sigma_{\lambda} + m_r w a_{\lambda w} + m_r d \sigma_{\lambda d} \quad (3.32)$$

Sustituyendo $m = m_r (p/p_0)$ se obtiene la siguiente expresión para T_{λ}

$$T_{\lambda} = 1 + \frac{w a_{\lambda w} + d \sigma_{\lambda d}}{(p/p_0) \sigma_{\lambda}} \quad (3.33)$$

Separando la componente de la bruma del factor de turbidez se tiene:

$$T_{\lambda d} - 1 = \frac{d \sigma_{\lambda d}}{(p/p_0) \sigma_{\lambda}} = \text{const } \lambda^3 \quad (3.34)$$

Esta parte del factor de turbidez es pequeña en el ultravioleta pero grande en el infrarrojo.

La componente para el vapor de agua está dada por:

$$T_{\lambda w} - 1 = \frac{w a_{\lambda w}}{(p/p_0) \sigma_{\lambda}} \quad (3.35)$$

Esta última ecuación es muy pequeña en el visible y excepcionalmente grande en las bandas de vapor de agua donde $a_{\lambda w}$ es grande y σ_{λ} pequeña.

El factor de turbidez completo para el espectro total se define por la expresión

$$I_0 \lambda^{-\sigma(m)m\Gamma} = \int_0^{\infty} I_0 \lambda^{-\sigma_{\lambda d} m \left\{ \frac{w a_{\lambda w}}{(p/p_0) \sigma_{\lambda}} + \frac{d \sigma_{\lambda d}}{(p/p_0) \sigma_{\lambda}} + 1 \right\}} d\lambda \quad (3.36)$$

Se observa que el factor de turbidez es una función complica-

da de la longitud de onda.

De acuerdo con la definición del factor de turbidez, se observa que éste no puede ser menor que la unidad. Generalmente un valor de 1.5 representa una atmósfera limpia mientras un factor de 5 se tiene para una atmósfera muy turbia. Además se tiene que T no es estrictamente constante cuando la turbidez atmosférica permanece constante ya que éste varía con la masa de aire óptica y también con el coeficiente de extinción σ_{λ} .

El grado de extinción para la bruma y el vapor de agua difieren de la extinción debida a aire puro; esto provoca un aumento en la variación diurna del factor de turbidez cuando "w" y "d" permanecen constantes. A esto se le llama variación virtual del factor de turbidez.

3.7 TRANSMISION POR LA ATMOSFERA

La radiación solar es transmitida directamente por la atmósfera de acuerdo a la ley de Bouguer - Lambert, la cual para un plano paralelo y horizontal en la atmósfera puede expresarse como:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-\tau_{\lambda} \sec \theta) \quad (3.37)$$

donde $I_{0\lambda}$ e I_{λ} son las intensidades monocromaticas de las ra-

diaciones incidente y transmitida respectivamente, τ_λ es el espesor óptico de la atmósfera, θ es el ángulo de incidencia de la radiación solar. Por definición el espesor óptico de la atmósfera a una altura arbitraria z es:

$$\zeta(\lambda z) = \int_z^\infty \beta(\lambda z) dz \quad (3.38)$$

donde $\beta(\lambda z)$ es el coeficiente de atenuación y es función tanto de λ como de z . Por tanto, la atenuación es producida por la dispersión y la absorción

$$\beta = \beta_s + \beta_a \quad (3.39)$$

3.8 CASO DE UNA ATMOSFERA CLARA

Los efectos de la dispersión y la absorción gaseosa se deben estudiar en forma separada.

El modelo atmosférico más simple consiste en considerar que la atmósfera es un medio no absorbente en el cual las partículas que producen la dispersión son todas de tamaño más pequeño que la longitud de onda. A este modelo se le conoce como atmósfera de Rayleigh. El coeficiente de dispersión volumétrico en este caso está dado por: $\kappa^R(\lambda) = \frac{32 \pi^3 (n-1)^2}{3 \lambda^4 N}$ (3.40)

donde n es el índice relativo de refracción del medio y N es la densidad de partículas.

De esta ecuación se observa que la eficiencia de la disper--

sión en una atmósfera clara es función de la longitud de onda (λ^{-4}), o sea, las longitudes de onda cortas son dispersadas mucho más que las longitudes de onda larga. Este hecho, en combinación con la sensibilidad del ojo y la distribución espectral de la luz, hacen que el color del cielo sea azul.

3.9 CASO DE UNA ATMOSFERA TURBIA

Cuando se tiene un número suficiente de partículas de polvo, bruma y otros tipos que no pertenecen a las partículas de Rayleigh se tienen efectos radiativos importantes .

De las mediciones de los coeficientes de dispersión y absorción como funciones de la altitud se ha encontrado una gran variabilidad de los efectos del aerosol con respecto al tiempo; ésto se muestra en la figura 3.25. Las mediciones fueron en luz blanca y por lo tanto representan una integración sobre el espectro visible. La curva para aire puro corresponde a una atmósfera de Rayleigh a 0.54 micras. Como se observa se tiene una gran variabilidad para atmósfera limpia y una atmósfera turbia.

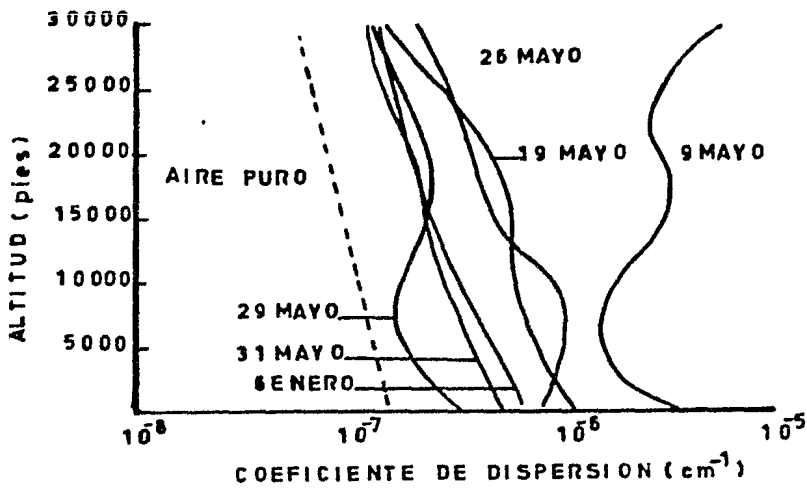


FIG. 3.25 Coeficiente de dispersión volumétrica en función de la altitud; observada en luz blanca. (Ref 3)

En la figura 3.26 se muestra el coeficiente de atenuación volumétrico como una función de la longitud de onda para una atmósfera de Rayleigh al nivel del mar.

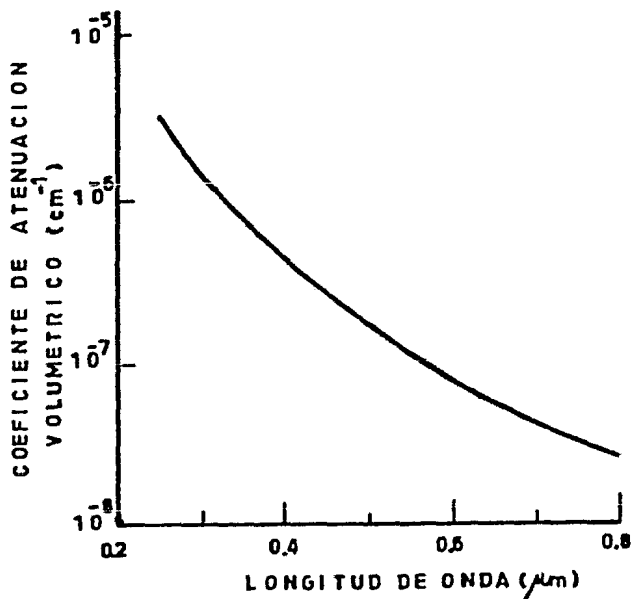


FIG. 3.26 Coeficiente de atenuación volumétrico como función de la longitud de onda para una atmósfera de Rayleigh (Ref 3)

3.10 CASO DE UNA ATMOSFERA NUBLADA

Las nubes son fuertes atenuadores de la radiación solar directa ya que la transmisión de la radiación solar a través de ellas se hace principalmente por dispersión múltiple debido a las gotas de agua que la componen.

Las gotas de agua que constituyen las nubes o a la neblina se pueden considerar como esferas transparentes en cuyo caso la radiación incidente reaparece como energía dispersada. Conociendo la frecuencia y la distribución del tamaño de las gotas, y el contenido de vapor de agua de la nube, el coeficiente de atenuación puede ser calculado por la teoría de Mie, como sigue:

Considerando el radio r de la gota y N , la concentración de gotas, el coeficiente de atenuación para la nube está dado por

$$\beta^c = Nr^2 f(\lambda/r) \quad (3.41)$$

donde $f(\lambda/r)$ tiene siempre un valor constante de aproximadamente 2 para la luz visible y para un radio típico de las gotas de la nube.

Sin embargo " r " no es constante en cuyo caso se requiere integrar la ecuación anterior sobre la frecuencia y la distribución de las gotas en la nube.

Aplicando la teoría de Mie en un modelo de la distribución de gotas para un cúmulo de nubes se obtienen los siguientes valores para el coeficiente de atenuación con la correspondiente longitud de onda

λ (μm)	β^C (cm^{-1})
0.45	1.633×10^{-4}
0.70	1.673×10^{-4}
1.19	1.729×10^{-4}
1.45	1.763×10^{-4}
1.61	1.758×10^{-4}
1.94	1.805×10^{-4}
2.25	1.836×10^{-4}
3.90	2.064×10^{-4}

El coeficiente de atenuación varía también con los diferentes tipos de nubes como se muestran en la siguiente tabla

Tipo de nube	β^C (cm^{-1})
Cúmulos (congestionados)	1.95×10^{-3}
Cúmulos (tiempo bueno)	9.77×10^{-4}
Estrato cúmulos	3.91×10^{-4}
Estratus	2.79×10^{-4}
Alto-estratus	2.67×10^{-4}

La fracción de la radiación solar en función del espesor de la nube para los diferentes tipos mencionados en la tabla an

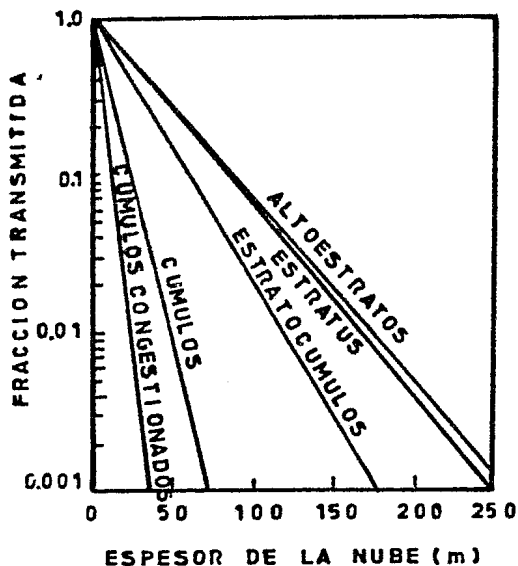


FIG.3.27 Fracción transmitida de la radiación solar directa como función del espesor de la nube para diversos tipos de nubes.

(Ref 3)

sa de las nubes. Durante días claros la atmósfera puede reducir significativamente la energía de los rayos del sol. Durante días fuertemente nublados prácticamente no llega energía solar directa a la superficie de la Tierra. Por otro lado, el vapor de agua atmosférico y las nubes forman también una barrera que disminuye casi completamente la radiación de longitud de onda larga proveniente de la superficie terrestre. Si se considera a la Tierra como un sistema termodinámico el medio externo es el espacio exterior. De este modo la radiación es la única forma de transferencia de calor que puede mantener

terior se muestran en la figura 3.27. En ella se muestra que el 99% de la atenuación de la radiación directa se produce en un espesor de nubes de 170 metros para un estratus y un alto - estratus.

3.11 BALANCE RADIATIVO ENTRE LA TIERRA Y LA ATMOSFERA

La disponibilidad de energía solar sobre la superficie de la Tierra es muy variable de día a día por causa

el balance térmico total. El intercambio de energía entre la Tierra y la atmósfera es complicado porque implica procesos tanto de convección como de radiación.

Si se consideran los efectos medios de la radiación solar para cualquier día, tomando la nubosidad media de la Tierra como el 52% aproximadamente, se ha estimado que del total de la energía solar incidente en el límite superior de la atmósfera el 33% es reflejada hacia el espacio exterior por las capas de nubes, el 9% se pierde hacia el espacio exterior por dispersión en la atmósfera, el 15% es absorbido por los constituyentes atmosféricos (principalmente vapor de agua), el 27% alcanza la superficie de la Tierra como radiación directa y el 16% alcanza la superficie de la Tierra como radiación difusa. O sea, de la energía incidente en el límite exterior de la atmósfera, el 43% alcanza la superficie de la Tierra.

La superficie de la Tierra emite continuamente radiación de longitud de onda larga. La intensidad máxima de emisión ocurre en una longitud de onda de alrededor de 10 micras. Parte de esta radiación se escapa directamente al espacio exterior pero la mayoría es absorbida por el vapor de agua atmosférico el cual es altamente transparente en la banda de longitudes de onda de 8.5 a 11 micras aproximadamente, pero en otras longitudes de onda es prácticamente opaco.

La figura 3.28 ilustra el balance térmico total para la Tierra y su atmósfera. El lado izquierdo ilustra la disponibilidad de 100 unidades de energía de radiación solar incidente. El lado derecho ilustra los intercambios de energía entre la Tierra y la atmósfera. La superficie de la Tierra emite 131 unidades de radiación de longitud de onda larga. De éstas, 120 unidades son absorbidas por el vapor de agua atmosférico y 11 unidades se escapan directamente al espacio exterior. La evaporación del agua sobre la superficie de la Tierra transmite 23 unidades a la atmósfera y esta energía se cede a las nubes por condensación del vapor.

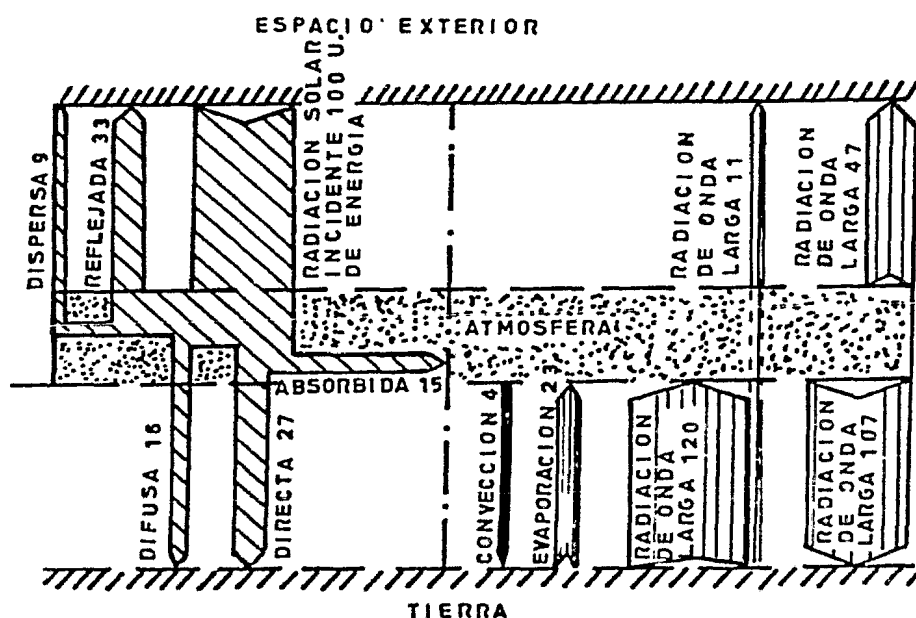


FIG. 3.28 Balance térmico de la Tierra y la Atmósfera (Ref 4)

La atmósfera recibe entonces un total de 158 unidades de energía, irradiando 47 unidades de esta energía al espacio exterior irradiando 107 unidades de regreso a la Tierra y transmitiendo 4 unidades a la Tierra por convección.

Se puede observar el papel que juega el vapor de agua en el balance térmico de la Tierra y su atmósfera. La figura 3.28 ilustra que solo el 15% de la radiación solar incidente es absorbida por la atmósfera, mientras que de la radiación de la Tierra se absorbe el 92%. De este modo la atmósfera, principalmente el vapor de agua, ejerce un efecto de invernadero sobre la Tierra permitiendo que su superficie se mantenga a una temperatura mucho más alta y más uniforme que la que sería posible de otra manera.

Los diversos lugares sobre la superficie de la Tierra difieren ampliamente en sus balances térmicos locales, principalmente a causa de la distribución no uniforme de la radiación solar. A latitudes altas, el ángulo de incidencia de la radiación solar con respecto a una superficie horizontal es mucho mayor que en lugares cercanos al ecuador.

Se ha observado que sobre la mitad de la superficie de la Tierra comprendida entre las latitudes 30°N y 30°S , la Tierra gana calor por radiación mientras que después de los 30 grados y hacia los polos hay una pérdida neta de calor por radiación

Esto es, sin circulación atmosférica los trópicos se tornarían progresivamente más calientes, mientras las áreas de latitudes altas se tornarían continuamente más frías.

La circulación atmosférica (vientos) hace posible el transporte de calor desde el ecuador hacia los polos y por lo tanto también influye en el balance radiativo entre la atmósfera y la tierra.

4. FUENTES ARTIFICIALES DE ENERGIA RADIANTE

La radiación visible es una porción sumamente pequeña del espectro electromagnético; gran cantidad de energía radiante se desplaza a través del espacio en forma de ondas electromagnéticas. Todas estas radiaciones son parecidas en naturaleza y en la velocidad a la que se transmiten (300 000 km/s) diferenciándose tan solo en su frecuencia y longitud de onda.

La longitud de onda multiplicada por la frecuencia es igual a la velocidad, que es constante, por lo cual la frecuencia es inversamente proporcional a la longitud de onda.

4.1 CARACTERISTICAS DE LA LUZ

La luz se desplaza en línea recta, a menos que su trayectoria sea modificada o redirigida por un medio reflejante, refractante o difusor.

La luz es invisible a su paso por el espacio, a menos que algún medio tal como el polvo la disperse en la dirección del ojo.

Las ondas luminosas pasan unas a través de otras sin sufrir alteración. Por ejemplo, un rayo de luz roja pasa directamente a través de otro de luz azul sin cambiar de dirección ni de color.

4.2 FUENTES ARTIFICIALES DE LUZ

La primera finalidad de una fuente de luz artificial consiste en producirla y la eficiencia con que una lámpara realiza este cometido se expresa en lúmenes emitidos por watts consumidos. Si pudiera convertirse toda la energía recibida en forma de luz monocromática amarilla verdosa en la región de sensibilidad máxima del ojo, a $5\ 550\ \overset{\circ}{\text{Å}}$, produciría aproximadamente 680 lúmenes por cada watt de potencia consumida.

Puesto que en la práctica todas las fuentes de luz producen considerables cantidades de infrarrojo y que inevitablemente se pierde algo de energía por conducción y convección, ninguna lámpara conocida se aproxima a la eficiencia máxima teórica, como se ilustra en seguida:

Fuente Luminosa	lumen/watt
Bujía (eficiencia luminosa equivalente)	0.1
Lámpara de aceite (eficiencia luminosa equivalente)	0.3
Lámpara incandescente original (1879)	1.4
Lámpara de filamento de carbono de 60 watts (1905)	4.0
Lámpara de filamento de tungsteno, doble espiral, de 60 watts (1968)	14.7
Lámpara de servicio general de 1000 watts (1961)	23.7
Lámpara fotográfica de haz ancho núm. 1 (1961)	34.6
Lámpara fluorescente de vapor mercurio, de alta emisión, blanca, de 400 watts (1968)	60.0+
Lámpara fluorescente de 40 watts, blanca, fría (1968)	80.0+
Lámpara fluorescente, blanca, de alta emisión, 244 mm.	82.0+
+ Solo la lámpara	

La lámpara de filamento incandescente tiene ciertas características inherentes que limitan su eficiencia como fuente de luz; por medio de mejoras introducidas en su fabricación, los máximos valores posibles han sido ya casi alcanzados. La lámpara de descarga eléctrica produce luz por un proceso

enteramente diferente y es capaz de lograr una eficiencia mucho mayor. Las lámparas claras de mercurio tienen una eficiencia de hasta 57 lúmenes por watt, y las de mercurio fluorescente hasta 62. Algunos tipos de lámpara fluorescentes - sobrepasan los 70 lúmenes por watt.

Otro método para producir luz es la electroluminiscencia, -- por el cual la luz se genera en un material sólido por aplicación directa de un campo eléctrico alterno. No se usa filamento, vapor o bombilla alguna; la luz se produce en una película de un espesor de unas milésimas de pulgada. Una fuente electroluminiscente típica consiste en una fina capa de fósforo situada entre dos placas conductoras, una de las cuales es transparente. La luminiscencia depende de la tensión y la frecuencia de servicio, así como también de la composición química del fósforo.

4.3 LAMPARAS DE FILAMENTO

Las lámparas de filamento producen la luz en virtud de un hilo o filamento calentado hasta la incandescencia por el paso de una corriente eléctrica a través de él.

4.4 PARTES PRINCIPALES DE UNA LÁMPARA

Las partes principales de una lámpara de filamento son: el bulbo, la base y el filamento. Fig. 4.1

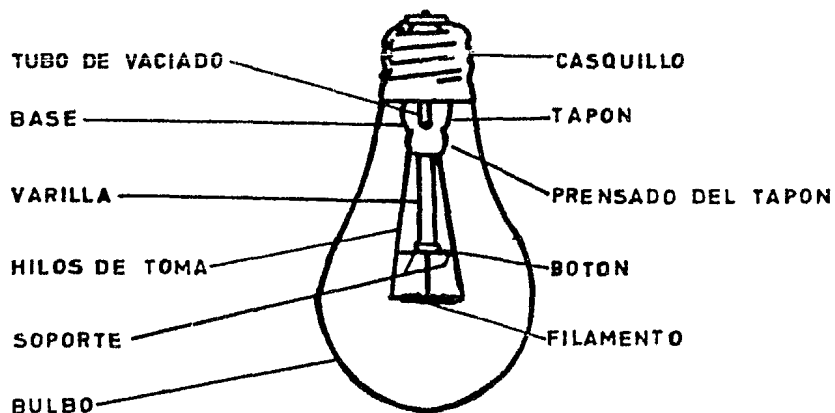


FIG. 4.1 Lámpara de filamento incandescente

a) Bulbo o ampolla

Puesto que un filamento incandescente debe operar en el vacío o en una atmósfera inerte para evitar la rápida desintegración debida a la oxidación, se le encierra en una envoltura precintada de cristal llamada ampolla o bulbo

Se utilizan varias clases de cristal para fabricar las ampollas, dependiendo del tipo de lámpara y de sus aplicaciones. La mayor parte de las ampollas de las lámparas de alumbrado están hechas de cristal blando. Se utilizan lámparas para servicios especiales con ampollas de cristal duro o resistente al calor, en lugares donde la lluvia puede entrar en contacto con la ampolla caliente y provocar su fractura si fuese de cristal blando. El cristal duro es necesario también para proyectores, focos, etc; los cuales tienen de ordinario temperaturas de trabajo más altas. Algunas lámparas para --

aplicaciones especiales se construyen con bulbo de cuarzo.

b) Tamaño y forma del bulbo

El tamaño y la forma del bulbo de las lámparas se designan - por una o varias letras seguidas de un número, las letras in dican la forma del bulbo: S lado recto, F llama, G redondo o globular, T tubular, R reflector, PS cuello recto, PAR parabólico, A designación arbitraria aplicada a los bulbos comúnmente usados para lámparas de servicio general. Fig. 4.2

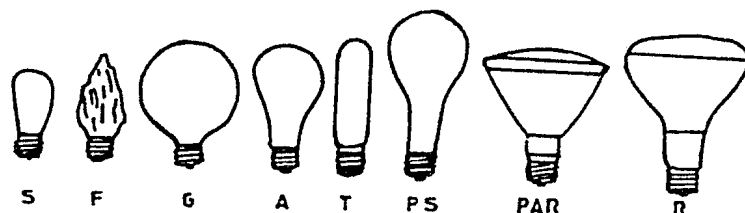


FIG. 4.2 Clasificación de los bulbos

El número de designación del bulbo indica el diámetro del bulo en octavos de pulgada.

El tamaño y la forma del bulbo vienen determinados por la - aplicación que va a darse a la lámpara. Evidentemente, cuanto más grande es la ampolla, mayor es la zona sobre la que - se deposita el tungsteno vaporizado del filamento a medida

que la lámpara va envejeciendo y ennegreciéndose. Cuanto más fino es este depósito menos luz se absorbe y mejor es la emisión de luz de la lámpara durante su vida.

c) Acabado y color del bulbo

Para difundir la luz del filamento muchas lámparas tienen bulbos de interior esmerilado, que se obtiene aplicando un ácido a la superficie interior del bulbo. Existen algunos tipos de lámparas con una capa interior de sílice blanca que les -- proporciona una capacidad de difusión aún mayor.

El bulbo interiormente esmerilado no absorbe una cantidad apreciable de luz mientras que la capa de sílice absorbe alrededor del 2%. Con cualquiera de los dos tratamientos la superficie exterior del bulbo queda lisa.

Otros tipos de acabado que se dan en algunas lámparas son los de globo blanco o globo plateado. Una lámpara de globo blanco tiene una capa blanca traslúcida en la superficie interior del globo del bulbo, que sirve para reducir el deslumbramiento directo y el reflejado. Una lámpara de globo plateado tiene una capa de plata aplicada al globo; la superficie interior de esta capa es un reflector altamente especular.

La luz coloreada en las lámparas de filamento se produce por sustracción, mediante un bulbo que absorbe luz de todos los

colores menos el previsto. La mayoría de los bulbos coloreados se obtienen aplicando una capa pigmentada a la superficie interior o exterior de un bulbo transparente o fundiendo un esmalte en la superficie exterior formando un revestimiento cerámico.

d) Base o casquillo

El casquillo tiene por función conectar la ampolla con el portalámparas. La mayoría de las lámparas de 300 watts o menos llevan casquillos de rosca media, los de más alta potencia -- tienen casquillos de rosca mogul y algunas de las lámparas -- de menos potencia están provistas de casquillos de rosca intermedia. Fig 4.3

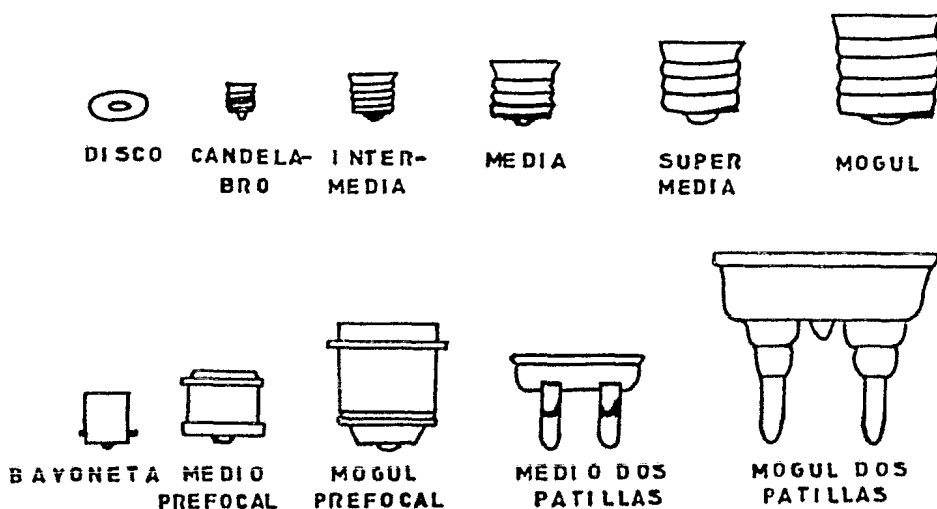


FIG. 4.3 Diversos tipos de casquillos

Una fuente de luz (como el filamento de una lámpara) no puede alinearse con precisión con respecto a un sistema óptico - debido a la rosca. La orientación del filamento se consigue mediante otros tipos de casquillo. Los más usuales son el pre focal, el biclavillo, la bayoneta y unos especiales de tipo clavillo para proyectores. Un casquillo biclavillo usado normalmente en las lámparas de gran potencia consiste en dos clavijas o espigas empotradas en una taza de vidrio que constituye la - extremidad del bulbo.

La mayoría de los casquillos de rosca y prefocales están sujetos a la ampolla por medio de un cemento especial.

e) Filamento.

En una lámpara, el filamento es el elemento productor de luz. Fig. 4.4 La potencia de una lámpara de filamento es igual -- a la tensión de alimentación multiplicada por la corriente -- que viene determinada por la relación entre la tensión y la resistencia, la cual a su vez depende de la longitud, del diámetro del filamento y del material que se fabrica. Debido a ésto la mayoría de las lámparas de filamento irradian en forma de luz aproximadamente solo el 10% o 12% de la energía absorbida.



FILAMENTO PARA
LAMPARA DE 32
VOLTS 1000 WATTS



FILAMENTO PARA
LAMPARA DE 120
VOLTS 1000 WATTS

FIG. 4.4 DOS TIPOS DE FILAMENTOS

PUNTOS DE FUSION

Tungsteno	3410°C	6170°F
Carbono	3700°C	6692°F

TEMPERATURAS APROXIMADAS
DE FILAMENTO

WATTS	°C
40	2475
60	2500
100	2575
200	2620
300	2665
500	2670
1000	2720
1500	2765

Lámparas normales de ser-
vicio general a 120 volts

La forma del filamento se designa por una o más letras que - indican si el hilo es recto o arrollado, seguidas de un número que especifica la forma general del filamento, y algunas veces de otra letra que indica la posición de los soportes. Fig. 4.5 La "S" como primera letra de la designación de un filamento indica que se trata de uno de hilo recto (no arrollado), la "C" un hilo arrollado en espiral, "CC" doblemente arrollado en espiral Fig. 4.6 y la "R" un hilo plano o en forma de cinta. Los números y eventualmente otras letras asignadas a las diversas formas de filamentos son arbitrarias.

Las primeras lámparas se construyeron con filamentos rectos - que operaban en el vacío. Cuando se introdujeron gases iner-

tes se observó que arrollando el hilo disminuía la superficie efectiva expuesta a la circulación del gas y por ello se reducía el calor perdido por conducción y convección..

Las espiras tienden también a calentarse unas a otras, y el filamento enrollado resulta mecánicamente más fuerte.

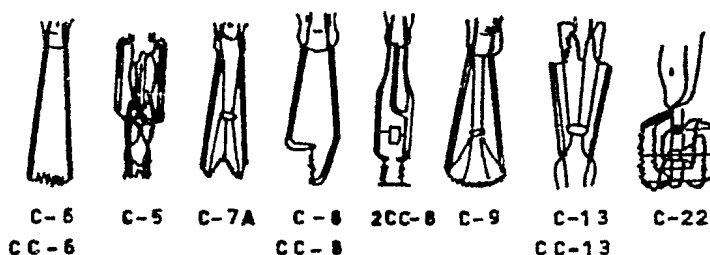


FIG. 4.5 Clasificación de los filamentos

f) Gas de relleno

Las lámparas incandescentes se fabricaban en un principio con bulbos en los que se había hecho el vacío, con objeto de eliminar el oxígeno, para evitar que se quemase el filamento. Más tarde se descubrió que la presión ejercida sobre el filamento

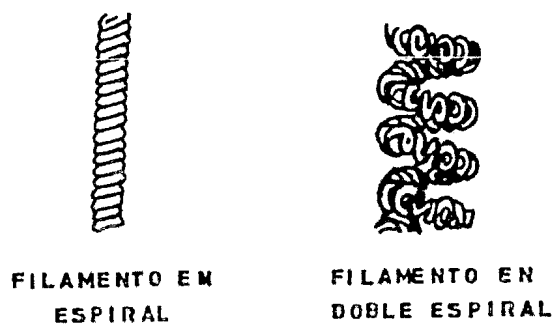


FIG. 4.6 Tipos de Arrollamientos

por un gas inerte introducido en la bombilla retardaba la evaporación del tungsteno, haciendo así posible el diseño de lámparas para mayores temperaturas de filamento. Las lámparas de vacío se designan actualmente como tipo "B" y las lámparas rellenas de gas como tipo "C".

El gas extrae algo de calor del filamento, como resultado de una pérdida por conducción y convección que no se presenta en las lámparas de vacío. Cuanto más grande es la superficie del hilo respecto a su volumen o su masa, mayor es este efecto refrigerante, hasta llegar eventualmente a anular la ganancia obtenida por el empleo de gas de relleno. Los filamentos con una corriente nominal menor de un tercio de amperio tienen un diámetro del hilo tan pequeño, que la introducción del gas en el bulbo es un inconveniente en lugar de una ventaja.

Los gases más empleados en la fabricación de lámparas son el nitrógeno y el argón. Las lámparas de proyección emplean una atmósfera del 100% de nitrógeno.

Las lámparas para tensiones altas están llenas aproximadamente de un 50% de argón y un 50% de nitrógeno; las de gran potencia y tensión nominal tienen alrededor de un 90% de argón y un 10% de nitrógeno, y las de baja potencia y tensión normal tienen cerca del 98% de argón y el 2% de nitrógeno. Siempre es preciso introducir una pequeña cantidad de nitrógeno para evitar que salte un arco a través de los hilos de conducción.

4.5 FLUJO LUMINOSO Y VIDA DE UNA LÁMPARA DE FILAMENTO

La vida de una lámpara y el flujo de luz emitida están determinadas por la temperatura del filamento. Cuanto más elevada es la temperatura para una lámpara dada, mayor es la eficiencia y más corta su vida.

4.6 FUNCIONAMIENTO A TENSION SUPERIOR O INFERIOR A LA NOMINAL

Como regla general, las lámparas deben alimentarse a su tensión nominal. El funcionamiento a una tensión más alta da como resultado un consumo mayor de potencia, una eficiencia más elevada y una mayor emisión de luz, pero acorta la vida de la lámpara. Por el contrario, el funcionamiento por debajo de la tensión nominal incrementa la vida, pero causa una reducción en el consumo de potencia, en la eficiencia y en la cantidad de luz emitida. Una tensión inferior tan sólo en un 5% por debajo de la nominal supone una pérdida de luz de más del 16%

Fig 4.7. Puesto que el costo de una lámpara es casi siempre pequeño comparado con el de la energía necesaria para su funcionamiento, el aumento de la vida de la lámpara que acompaña a la reducción de la tensión no compensa económicamente la pérdida de la luz emitida.

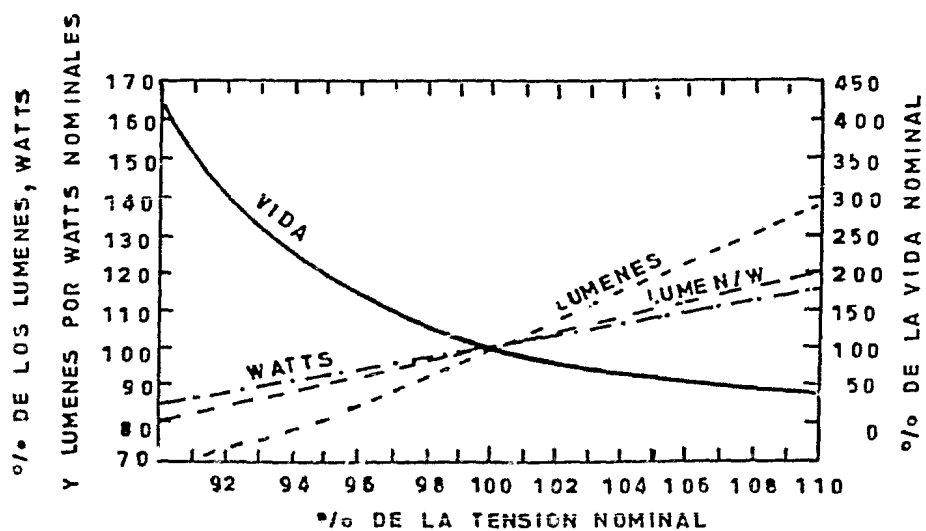
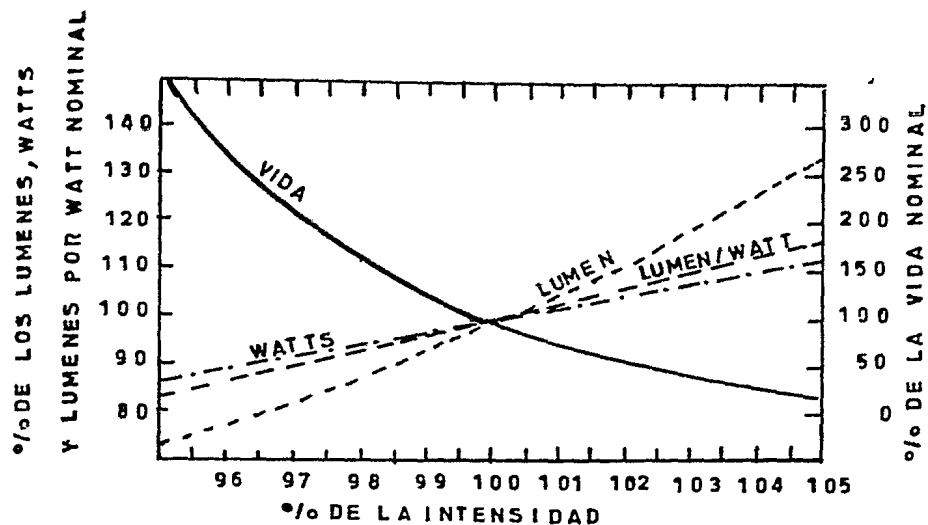


FIG. 4.7 Curvas características de las lámparas de filamento (Ref 5)

4.7 CONSERVACION DEL FLUJO LUMINOSO

A lo largo de la vida útil de una lámpara incandescente, el filamento se evapora o se sublima, lo que da lugar a una lenta pero continua reducción de su potencia y de su emisión de luz. (fig 4.8) Una ulterior reducción de la emisión de luz tiene lugar debido a la absorción de luz por parte del tungsteno evaporado, el cual se recoge formando un depósito negro en la superficie interior del bulbo. Algunas lámparas proyectoras y de alumbrado de casquillo biclavillo están provistas de una pantalla o rejilla situada encima del filamento, que recoge el polvillo negro a medida que es llevado hacia arriba por las corrientes del gas introducido en el bulbo y evita que se deposite sobre las paredes del mismo.

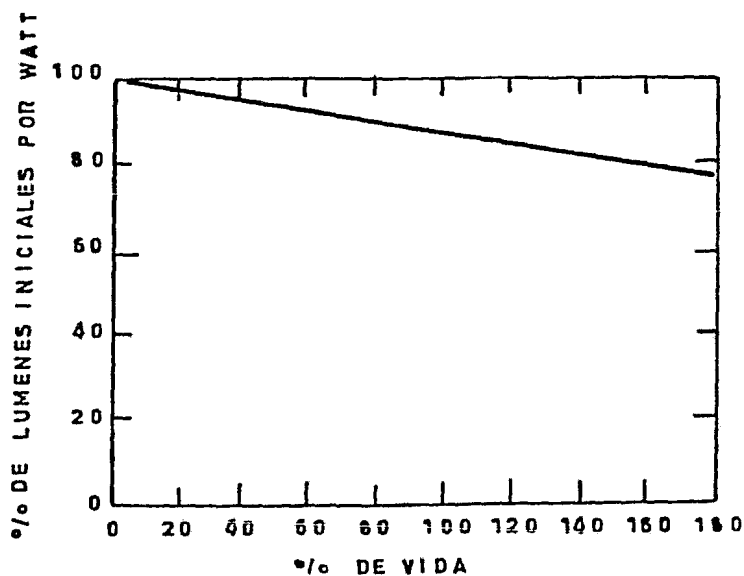


FIG. 4.6 Curva típica de degradación luminosa
(Ref 5)

4.8 TEMPERATURAS DEL BULBO Y DEL CASQUILLO

Cuando las lámparas funcionan en condiciones que dan lugar a excesivas temperaturas en el casquillo y el bulbo, puede suceder que el bulbo se funda, el cemento del casquillo se -- ablande y se desprenda de este. Las temperaturas máximas para un funcionamiento seguro con un óptimo rendimiento de la lámpara se muestra en la siguiente tabla.

Temperaturas máximas de seguridad en el funcionamiento
(valores aproximados)

Bulbo de vidrio blando	300°C
Bulbo de vidrio duro	435°C-475°C
Casquillo cementado:	
Normal	175°C
Especial alta temperatura (Hi-Temp)	230°C
Casquillo mecánico	225°C
Casquillo con dos patillas	285°C

Las lámparas llenas de gas, a causa de las corrientes de convección que se originan dentro del bulbo, tienen unas temperaturas más altas en el bulbo que las lámparas de vacío.

4.9 TIPOS DE LAMPARAS

a) Lámparas de servicio de alumbrado general

Las lámparas usuales de servicio de alumbrado general, desde las de 15 watts tipo A-15 a las de 1500 watts tipo PS - 52 son lámparas con filamento. Todas ellas tienen casquillos - de rosca. Las de mayor potencia se fabrican con bulbos transparentes o esmerilados por dentro. Por debajo de 150 watts son normales las lámparas de interior esmerilado o revestido con un sílice blanco.

b) Lámparas proyectoras y reflectoras

Las lámparas de bulbo PAR (Proyectoras) y las de bulbo R -- (Reflectoras) combina en una unidad una fuente de luz y un reflector hermético de alta eficiencia, consistente en aluminio o plata que se vaporiza y se aplica a la parte interior del bulbo.

Los bulbos PAR son de cristal duro. Las lámparas PAR de 150 watts, así como algunas lámparas R de servicio especial con bulbo de cristal resistente al calor, se pueden usar al aire libre.

Las lámparas reflectoras de mayor potencia R-52 y R-57 (Fig. 4.9) están hechas para distribuciones de luz ancha o estrecha.



PAR-38



PAR-56



R-57

FIG. 4.9 Lámparas reflectoras

LAMPARAS DE FILAMENTO
 LAMPARAS DE TIPO DE FILAMENTO PARA TENSION NORMAL
 SERVICIO GENERAL DE ALUMBRADO

Watts	Tipo	Color	Forma	Longitud total máxima (mm)	Filamento	Vida normal media (horas)	Flujo luminoso inicial aprox. (lumenes)	Flujo luminoso medio (lumenes)
25	R-19	Blanco	Medio	100	C-9	1600	240
40	R-19	Blanco	Medio	113	C-9	1750	325
60	R-19	Blanco	Medio	113	CC-2	1350	340
75	R-19	Blanco	Medio	113	CC-2	1150	1110
100	R-19	Blanco	Medio	113	CC-2	1000	1000
150	R-19	Blanco	Medio, 1/2	135	2CC-6	1000	610
150	R-19	Blanco	Medio, 1/2	135	2CC-6	1000	1460
150	R-19	Blanco	Medio, 1/2	135	2CC-6	1000	1070
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	1500
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	3400
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	4000
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	2550
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	3500	3600
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	750	5000	5800
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	750	6500	10000
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	10700	19000
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	10700	19000
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	13000	19000
200	R-19	Blanco	Medio, 1/2	175	2CC-6	1000	13000	17000

LAMPARAS PROYECTORAS Y REFLECTORAS

(Lámparas de 2 000 horas de vida)

Watts	Bulbo	C. Equival.	Luminosidad total (lm)	Abertura del haz (grados)	+ Flujo luminoso inicial (lm)	Flujo luminoso inicial total (lm-horas)	Intensidad luminosa (candelas)	Distribución
Proyectoras								
75	PAR-38	Med. ensdo.	125	30	400	750	4800	Intensiva
75	PAR-39	Med. cn. sc.	125	50	600	750	7500	Extensiva
150	PAR-38	Med. ensdo.	125	30	1200	1730	16500	Intensiva
150	PAR-39	Med. ensdo.	125	50	1500	1730	3400	Extensiva
150	PAR-38	Med. ensdo.	125	150	1730	1400	Ancha ext.
200	PAR-40	Med. contacto.	190	17 x 30	1200	2300	20000	Estrecha
200	PAR-40	laterales	190	20 x 40	1300	2350	12000	Medio
300	PAR-50	Mogul	177	15 x 20	1800	2700	7000	Estrecha
300	PAR-50	cont. etc.	177	20 x 35	2000	3720	22000	Medio
300	PAR-50	fibra	177	20 x 40	2100	3700	10000	Medio
500	PAR-64		140	12 x 20	3050	5800	12000	Estrecha
500	PAR-64		140	20 x 35	3700	6500	35000	Medio
500	PAR-64		140	20 x 40	3800	6500	10000	Medio
Reflectoras								
30	R-20	Medio	100	30	100	410	445	Extensiva
50	R-20	Medio	100	50	345	470	430	Extensiva
75	R-30	Medio	120	50	410	620	1840	Extensiva
75	R-30	Medio	120	130	700	820	450	Extensiva
150	R-40	Medio	145	40	600	1800	7000	Intensiva
150	+++R-40	Medio	145	110	1000	1900	10000	Extensiva
300	+++R-40	Medio	165	25	1100	3700	12000	Intensiva
300	+++R-40	Medio	165	115	2500	3700	7000	Extensiva
500	+++R-40	Mogul	184	35	3100	6500	22000	Intensiva
500	+++R-40	Mogul	184	100	5400	6500	2800	Intensiva
500	R-57	Mogul	205	70	7850	Estrecha
500	R-57	Mogul	205	130	7850	Medio
750	R-57	Mogul	205	70	12700	Medio
750	R-57	Mogul	205	130	12700	Medio
1000	R-57	Mogul	205	70	17500	Estrecha
750	R-80	Mogul	264	40	11900	Extensiva
1000	R-80	Mogul	264	60	16800	Extensiva

+ Hasta un 10% de la intensidad luminosa máxima

++ Valor medido en el cono central de 10° de abertura total, para todas las lámparas excepto las PAR intensivas y las de haz estrecho, para las que el cono central es de 5°

+++ bulbo de vidrio resistente al calor

++++ También se fabrica con bulbo de vidrio resistente al calor

c) Lámparas de luz concentrada, luz difusa y de proyección

Los rasgos característicos de todos estos tipos de lámparas son: filamentos compactos exactamente situados respecto al casquillo para controlar la luz; vida media relativamente corta correspondiente a una mayor eficiencia y brillo; bulbos comparativamente pequeños y limitaciones en la posición de trabajo.

Como los proyectores deben producir haces de luz más intensos y estrechos que los focos, normalmente tienen los filamentos más pequeños y su vida media es más corta. En las lámparas de proyección, la fuente de luz es aún más concentrada y la vida media más reducida. En el diseño de las lámparas de -- proyección se trata de llenar la abertura del sistema proyec-- tor con una fuente de luz de elevado brillo y máxima uniformidad, lo que se consigue colocando las espirales del fila-- mento en un plano vertical sencillo o doble y usando un cas-- quillo que sitúe el filamento con exactitud respecto al sis-- tema óptico. El filamento biplano (C-13D), con sus espira-- les arrolladas en dos filas paralelas dispuestas de tal mane-- ra que las espirales de una de ellas llenan los espacios va-- cíos de la otra, tiene una uniformidad mucho mayor y un bri-- llo medio superior al del filamento monoplano (C-13) de una sola fila.

Muchas lámparas de proyección tienen unos bulbos tan pequeños y trabajan a unas temperaturas tan altas que no pueden funcionar sin una continua y fuerte ventilación.

d) Lámparas de halógeno

Las lámparas de halógeno tienen una envoltura de cuarzo que es la base de sus muchas ventajas, entre las cuales están: construcción compacta, resistencia a los choques térmicos y alta eficiencia. En estas lámparas se emplea yodo a fin de producir un ciclo químico con el tungsteno sublimado, para mantener el bulbo limpio.

e) Lámparas infrarrojas

Las lámparas infrarrojas se diseñan para operar a temperaturas muy bajas, lo cual da como resultado una pequeña cantidad de luz emitida (de 7 a 8 lúmenes por watt) y una reducción consiguiente en el brillo. Otra ventaja de la baja temperatura del filamento es su larga vida. En teoría, basándose en la evaporación del filamento, la vida de la lámpara infrarroja es de miles de horas, pero a causa de las posibles fallas producidas por choques, vibraciones y otras causas, la vida media se estipula simplemente como superior a las 5000 horas.

f) Lámparas de mercurio

Las lámparas de mercurio (Fig 4.10) pertenecen a las lámparas de descarga eléctrica, en las cuales la luz se produce por el paso de una corriente eléctrica a través de un vapor o gas en vez de un hilo de tungsteno.

La aplicación de un potencial eléctrico ioniza el gas y permite que la corriente pase entre dos electrodos colocados en los extremos opuestos de la lámpara. Los electrones que forman el chorro de corriente o "arco de descarga" se aceleran a enormes velocidades; al entrar en colisión con los átomos del gas o vapor, alteran momentáneamente la estructura atómica de estos produciéndose la luz por la energía desprendida cuando los átomos alterados vuelven a su estado normal.

En las lámparas de mercurio el gas es mercurio vaporizado que a la temperatura ambiente es líquido y puede verse formando pequeñas gotitas en la superficie interior de la pared de una lámpara apagada. Para facilitar el encendido se introduce una pequeña cantidad de gas argón, que se ioniza más rápidamente. El arco inicial salta a través del argón ionizado; una vez que salta, su calor comienza a vaporizar el mercurio que se convierte gradualmente en el conductor.

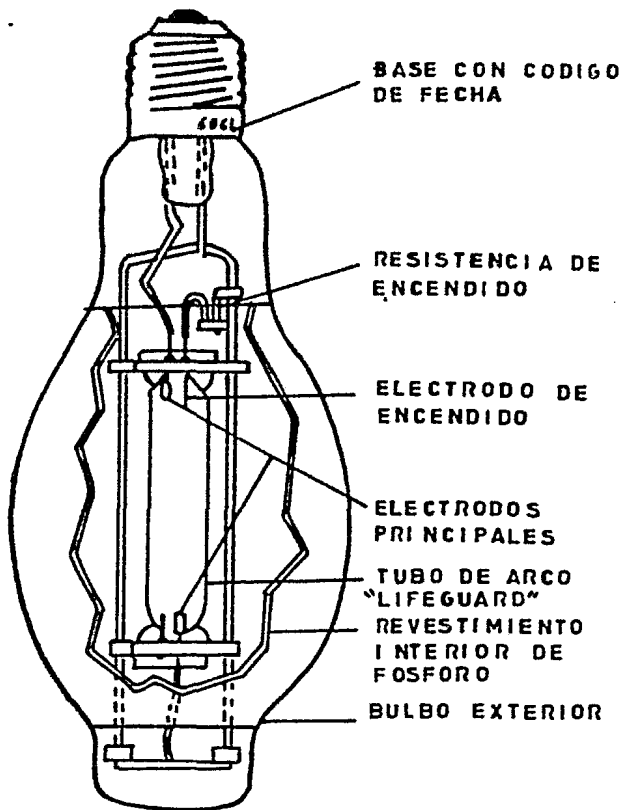


FIG. 4.10 Lámpara fluorescente de Mercurio

Los electrodos de las lámparas de mercurio son espirales de tungsteno impregnadas de material emisor. En la mayoría de las lámparas este material es una mezcla de óxidos tri-metálicos embebida en las vueltas de la espiral de tungsteno. El material emisor suministra electrones para iniciar y ayudar a mantener el arco. Los electrodos también actúan como

terminales del arco.

Casi todas las lámparas de mercurio se construyen con dos bulbos, uno interior de cuarzo en el que se produce el arco y otro exterior de cristal que protege el tubo del arco de los

cambios de temperatura y actúa como filtro para eliminar algunas longitudes de onda de la radiación del arco. El espacio situado entre los dos bulbos normalmente se rellena con un gas inerte. En las lámparas reflectoras de mercurio, el bulbo exterior, por medio de un revestimiento reflector metálico aplicado a la superficie interior, sirve también para dirigir la luz en forma de haz.

Encendido y reencendido de las lámparas de mercurio

Además de los dos electrodos principales, casi todas las lámparas de mercurio tienen un electrodo de encendido. Se establece primero un campo eléctrico entre el electrodo de encendido y el principal adyacente, provocando una emisión de electrones que produce una descarga local y la ionización del gas de encendido. A continuación salta al arco entre los electrodos principales y el mercurio se vaporiza gradualmente a la vez que conduce una corriente cada vez mayor. Durante este proceso el arco pasa del resplandor azulado difuso característico del arco de argón, al azul verdoso del mercurio, aumentando considerablemente en brillo y concentrándose en el centro del tubo. En el instante en que salte el arco la corriente de la lámpara es alta y la tensión baja. Los valores normales de funcionamiento se alcanzan después de un cierto período de calentamiento de tres o cuatro minutos dependiendo del tipo de lámpara.

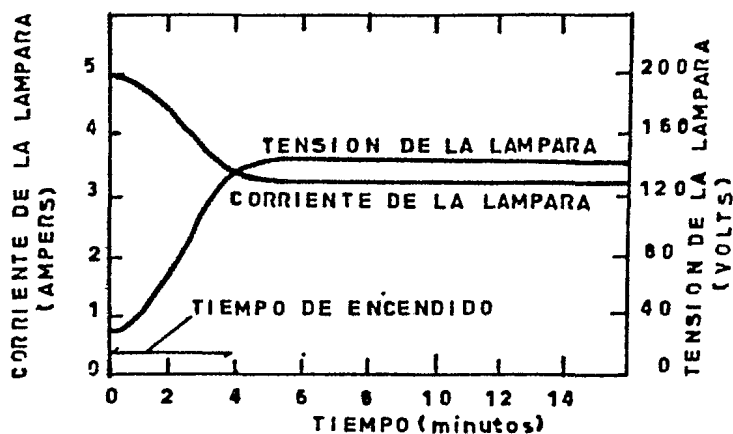


FIG. 4.11 Curvas características de encendido (Ref 5)

Durante la fase de calentamiento, la corriente y la tensión varían (fig 4.11) hasta que el arco alcanza un punto de estabilización en relación con la presión del vapor.

Una interrupción en el suministro de energía o un descenso brusco de tensión puede extinguir el arco. Antes de que la lámpara pueda volver a encenderse, es preciso que se enfríe suficientemente para reducir la presión del vapor hasta un valor en el que el arco pueda volver a saltar a la tensión adecuada. Para la mayoría de los tipos de lámparas el tiempo de reencendido es aproximadamente el mismo que el de calentamiento.

Características de la radiación de las lámparas de mercurio

El arco de mercurio produce un espectro lineal que tiene líneas intensas en la zona ultravioleta y visible, y algunas en la infrarroja. La distribución espectral exacta varía mucho con la presión del vapor a la que opera el arco. Las lámpa-

ras bactericidas tienen arcos de mercurio que trabajan a unas presiones muy bajas por lo cual la mayor parte de la energía radiada está en la línea de los 2537 \AA , en la región ultravioleta. También se proyectan lámparas para producir ozono, para las que la línea de 1849 \AA es la más importante. Sus bulbos deben fabricarse de un tipo de cristal de cuarzo, que tiene una buena transmisión para estas longitudes de onda corta. Las lámparas de mercurio para alumbrado funcionan a presiones de vapor más altas, del orden de 1 a 10 atmósferas. A estas presiones, un gran porcentaje de la energía radiada se encuentra en las cuatro líneas importantes del espectro visible $4\ 047$, $4\ 338$, $5\ 461$ y $5\ 779 \text{ \AA}$ y en la zona próxima a la ultravioleta, principalmente a $3\ 342$ y $3\ 650 \text{ \AA}$. La mayor parte de las lámparas de mercurio poseen tubos de cuarzo que tienen una alta transmisión para todas las longitudes de onda, pero los bulbos exteriores de vidrio solo dejan pasar los rayos visibles y los ultravioletas cercanos a ellos, interceptando virtualmente toda la energía de longitud de onda inferior a los $3\ 000 \text{ \AA}$.

g) Lámparas fluorescentes

La lámpara fluorescente (Fig. 4.12) es otro tipo de fuente de luz de descarga eléctrica en la cual la luz se produce predominantemente por la fluorescencia del fósforo activado por la energía ultravioleta de un arco de mercurio. Consiste en un bulbo tubular que lleva sellado en cada extremo un electrodo, y

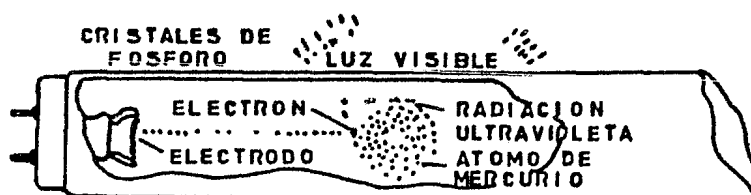


FIG. 4.12 Lámpara fluorescente

en el interior vapor de mercurio a baja presión con una pequeña cantidad de gas inerte, argón o una mezcla de gases para el encendido. Las paredes interiores del bulbo están revestidas de polvo fluorescente; cuando se aplica la tensión apropiada, un flujo de electrones desplazándose a gran velocidad es impulsado desde uno de los electrodos y atraído por el otro. Las colisiones entre estos electrones y los átomos de mercurio que se encuentran en su camino producen un estado de excitación cuyo resultado es la emisión de radiaciones, principalmente en la región ultravioleta a 2530 \AA . El polvo fluorescente transforma esta energía ultravioleta en luz visible. En una lámpara fluorescente más del 90% de la luz se produce por fluorescencia.

Construcción de la lámpara fluorescente

Electrodos

El tipo de electrodo utilizado en la mayor parte de las lámparas fluorescentes es el de hilo de tungsteno bañado y doblemente arrollado en espiral ("Cátodo caliente"). (Fig. 4.13)

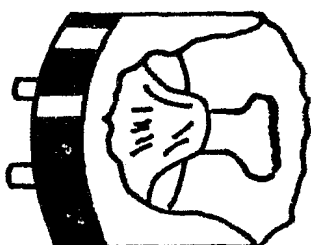


FIG. 4.13 Cátodo caliente

El hilo en espiral de tungsteno se recubre con un material emisor (bario, estroncio u óxido de calcio) que cuando se calienta desprende electrones. El proceso se denomina emisión termoiónica, -- pues los electrones son emitidos más como resultado del calor -- desarrollado que de la tensión aplicada. Se forma en el cátodo

un punto caliente en el que salta el arco de mercurio y se produce un flujo continuo de electrones.

Las lámparas fluorescentes, debido fundamentalmente a su más alta eficiencia, producen una luz con un acompañamiento de calor mucho menor que el de las lámparas de filamento. (Fig. 4.14) Esto se debe a que el calor total desarrollado por cualquier fuente de luz es directamente proporcional a su consumo de energía y al hecho de que la lámpara fluorescente emite de dos a tres veces la luz producida por una lámpara de filamento de la misma potencia y genera el mismo calor.

La lámpara fluorescente no sólo produce menos calor total -- para una cantidad dada de luz, sino que menos de la mitad del producido lo es en forma de energía radiante (calor radiado -- más luz) mientras que en las lámparas de filamento alrededor

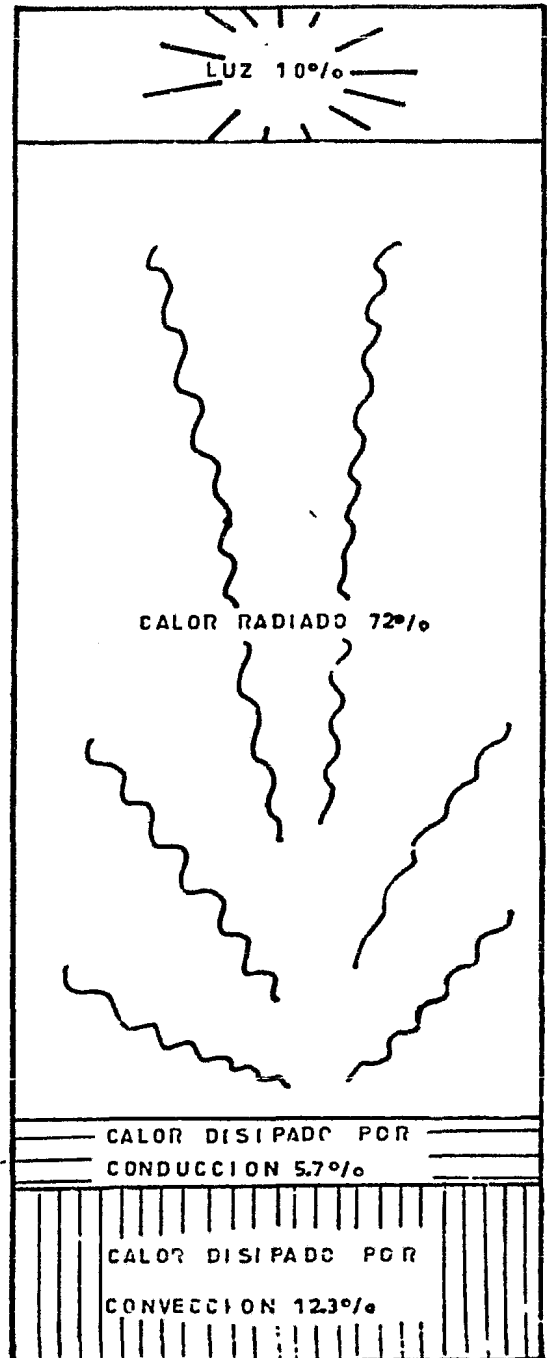
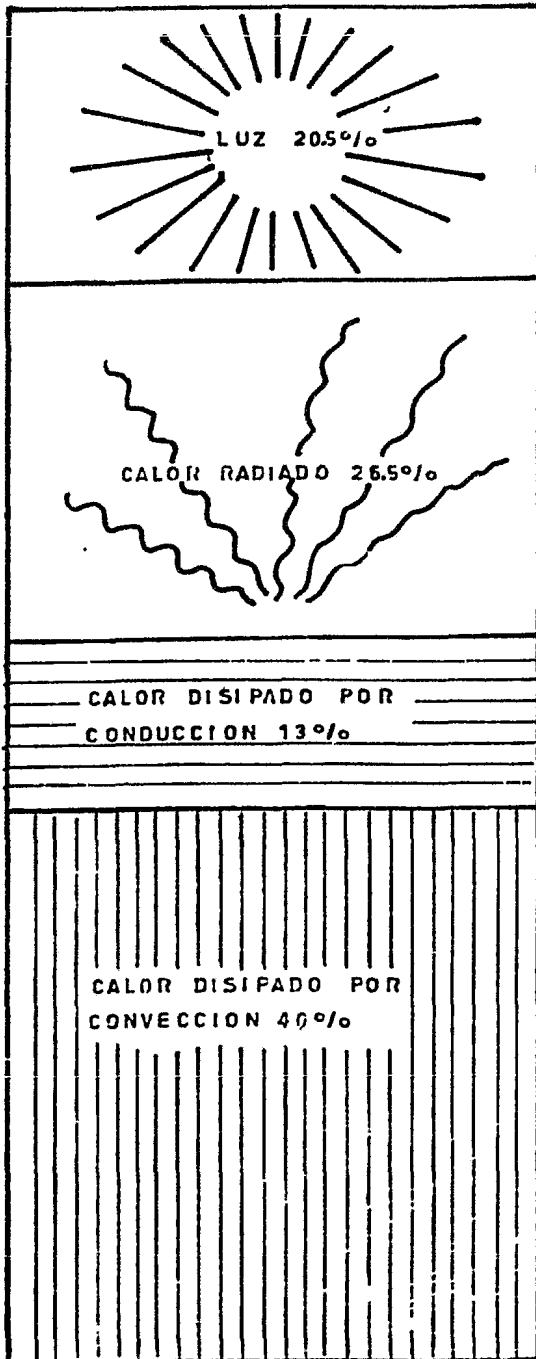
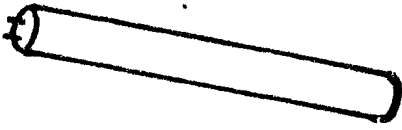


FIG. 4.14 Distribución de Energía

de 3/4 partes son energía radiante. Así, a emisiones iguales de luz, el calor radiante generado por las lámparas fluorescentes es aproximadamente una quinta parte del producido por el filamento. El calor que fluye por conducción y convección, -- que completa la energía total absorbida por una lámpara, se disipa principalmente hacia arriba.

h) Lámparas solares

Puesto que la luz natural del sol suministra la energía ultravioleta eritemática (esto es, la que "quema" la piel), las lámparas proyectadas para producir radiaciones en esta región -- del espectro (alrededor de 2 800 a 3 200 Å) se conocen comúnmente por lámparas solares. (Fig. 4.15)

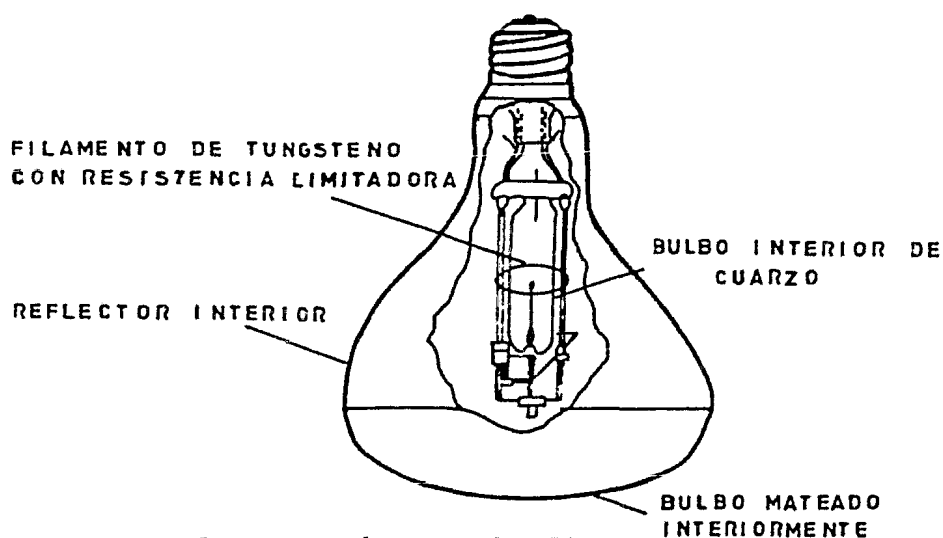


FIG. 4.15 Lámpara solar RS

La exposición de la piel a las radiaciones de las lámparas - solares se traduce en ciertas reacciones fisiológicas, de las cuales la más visible es el eritema o enrojecimiento de la -- piel (quemadura de sol) que se produce tras unas pocas horas de exposición y puede durar varios días. Si la cantidad de - energía es suficiente, va normalmente seguida de una pigmenta ción o bronceado que comienza antes de que el eritema desaparezca y puede persistir durante meses. El grado del eritema y del bronceado es función de la cantidad de energía absorbida por la piel que a su vez depende directamente de la sensibilidad -- individual de la misma.

El arco de vapor de mercurio es la base de dos tipos de lámpa paras solares, la RS y la lámpara solar fluorescente.

La RS es una unidad compacta contenida en un bulbo R-40 igual al de las lámparas reflectoras normales. Contiene un tubo - de arco de vapor de mercurio, constituido por un bulbo inte-- rior de cristal Vycor, con un interruptor automático de encendi do y un filamento de tungsteno que actúa como limitador de corriente (elemento de choque) para el arco. El arco y el filamen to juntos consumen 275 watts. La resistencia de choque interior elimina la necesidad de un equipo auxiliar y la lámpara puede trabajar a cualquier tensión normal (110 - 125 volts, 50 - 60 ciclos) de corriente alterna.

Esta lámpara requiere un período de calentamiento de aproximada

damente dos minutos para alcanzar la emisión ultravioleta - total y si el arco se extingue, aún momentaneamente, la lámpara debe enfriarse durante unos tres minutos antes del reencendido. El cristal exterior de la lámpara RS es de cristal Pyrex No. 7 760. Este vidrio absorbe radiaciones de longitudes de onda inferiores a $2\ 800\text{Å}$, pero transmite las de mayor longitud de onda, tanto ultravioletas como visibles del arco de vapor de mercurio, así como una cantidad considerable de energía infrarroja emitida por el arco y el filamento limitador de corriente. El reflector interno de aluminio vaporizado, aplicado a la superficie interior del bulbo, produce un haz concentrado de energía, que es difundido por el esmerilado del bulbo lo suficiente para producir una irradiación uniforme sobre una zona razonablemente ancha.

i) Lámparas solares fluorescentes

Las lámparas solares fluorescentes producen energía ultravioleta eritemática de la misma manera que las lámparas fluorescentes producen luz: un arco de vapor de mercurio a baja presión genera una radiación de $2\ 537\text{Å}$ y absorbe las inferiores a dicho valor. Como en el caso de la luz solar natural, la radiación espectral de la lámpara es continua a lo largo de la región eritemática, la curva tiene un pico en los $3\ 125\text{Å}$ y se extiende lo suficientemente lejos en la región visible

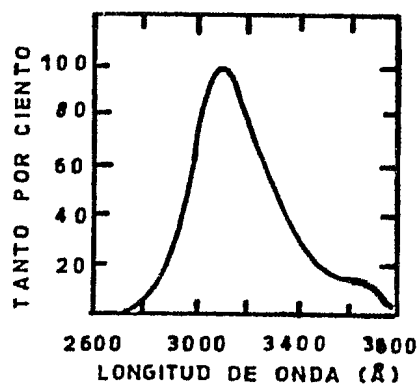


FIG. 4.16 Energía relativa de las lámparas fluorescentes.

para producir una cantidad muy pequeña de luz azulada. (Fig 4.16)

Las lámparas solares fluorescentes son de cá todo caliente del tipo de precalentamiento y se fabrican en potencias de 20 a 40 watts.

4.10 ESPECTRO RADIANTE DE UNA FUENTE DE LUZ

El espectro de una fuente de luz puede ser continuo, incluyendo todas las longitudes de onda visibles, o un espectro lineal o de banda conteniendo solamente uno o varios grupos separados de longitudes de onda. Por ejemplo, un filamento de tungsteno tiene un espectro continuo mientras que el de un arco de mercurio es lineal. Un espectro de energía uniforme, esto es, con todas las longitudes de onda visibles en igual cantidad, produce la sensación de luz blanca. La luz del sol de medio día se aproxima a un espectro de esta clase.

5. SIMULADOR DE EFECTOS SOLARES PARA CAPTADORES PLANOS

5.1 INTRODUCCION

La mayor parte de la información que describe un dispositivo de aprovechamiento de la energía solar, tal como un captador plano, se refiere a su comportamiento en estado permanente. Interesa asimismo evaluar experimentalmente el comportamiento en transitorios, lo que suele hacerse sometiendo al dispositivo a cambios bruscos de las condiciones de operación; típicamente, se determina una constante de tiempo experimental pasando de un nivel (constante) de radiación a otro, distinto y constante. Se pueden hacer estos experimentos, con confiabilidad relativa, en condiciones de cielo limpio alrededor del mediodía solar, cuando la radiación es aproximadamente cons-

tante en períodos cortos. Es deseable que otras condiciones ambientales, como la velocidad del viento y la temperatura ambiente, sean constantes.

En la ciudad de México el tiempo soleado se presenta durante los meses de abril a agosto (fig 5.1) pero en forma tan variable que no permite la realización de trabajos experimentales de la mejor manera; en los últimos años se ha visto que cada vez es mayor la influencia de la contaminación atmosférica sobre la radiación solar que llega al suelo y es común que en días sin nubes se presente una reducción de hasta el 35% de la intensidad de la radiación; esto sucede cuando no hay vientos que desplacen la capa de aire contaminada.

La dependencia de la radiación solar para poder realizar trabajos experimentales presenta el inconveniente de su limitada duración, a la vez que deben hacerse ante las inclemencias del tiempo. Una alternativa viable es usar un aparato que reúna ciertas características que hagan posible reproducir los resultados que se obtienen con la radiación solar. En este caso se desea elevar la temperatura de la placa absorbidora de un captador plano.

5.2 TEORIA

La mayoría de los captadores planos tienen una o dos cubier-

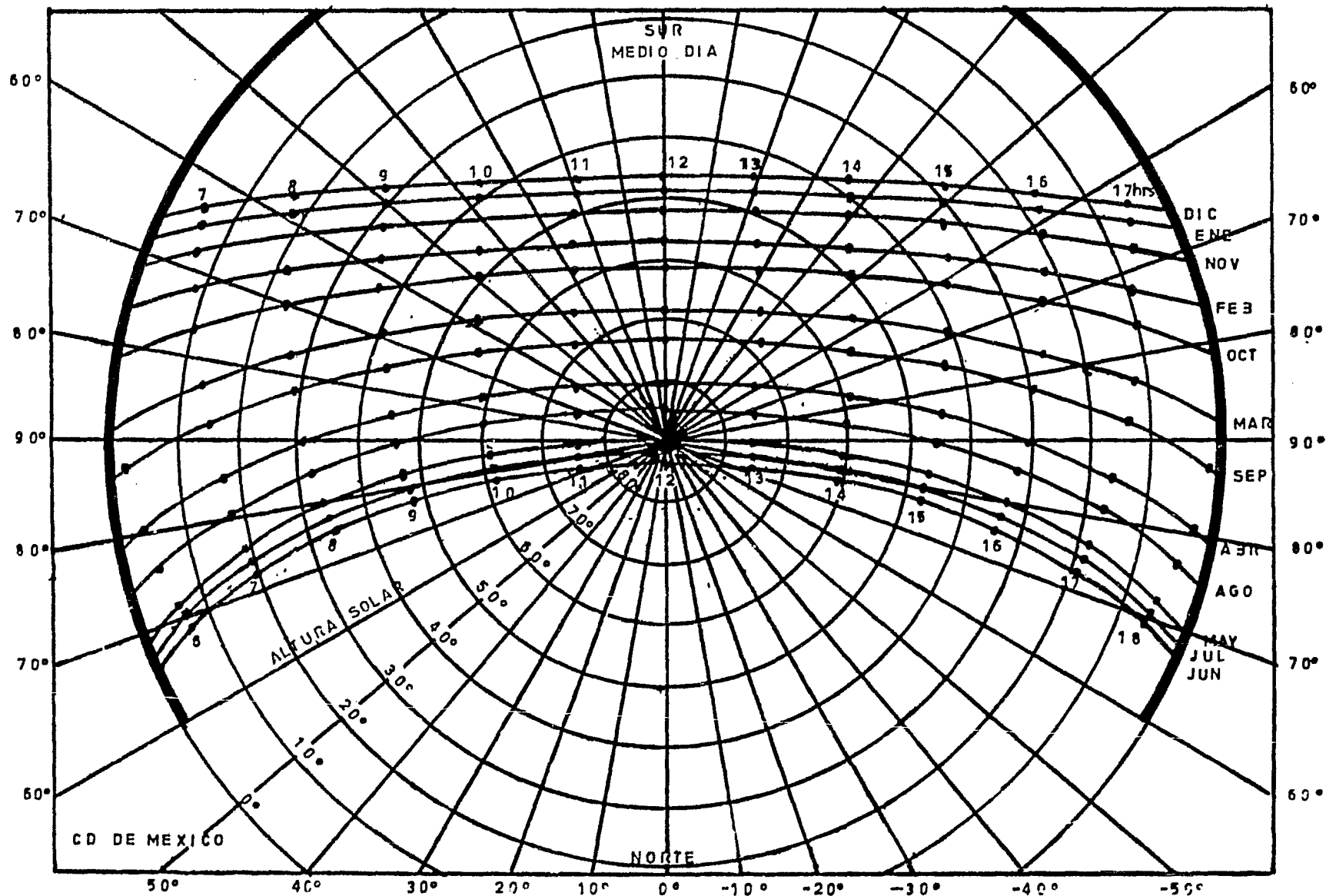


FIG. 5.1 Proyección sobre el plano del horizonte de las trayectorias del sol

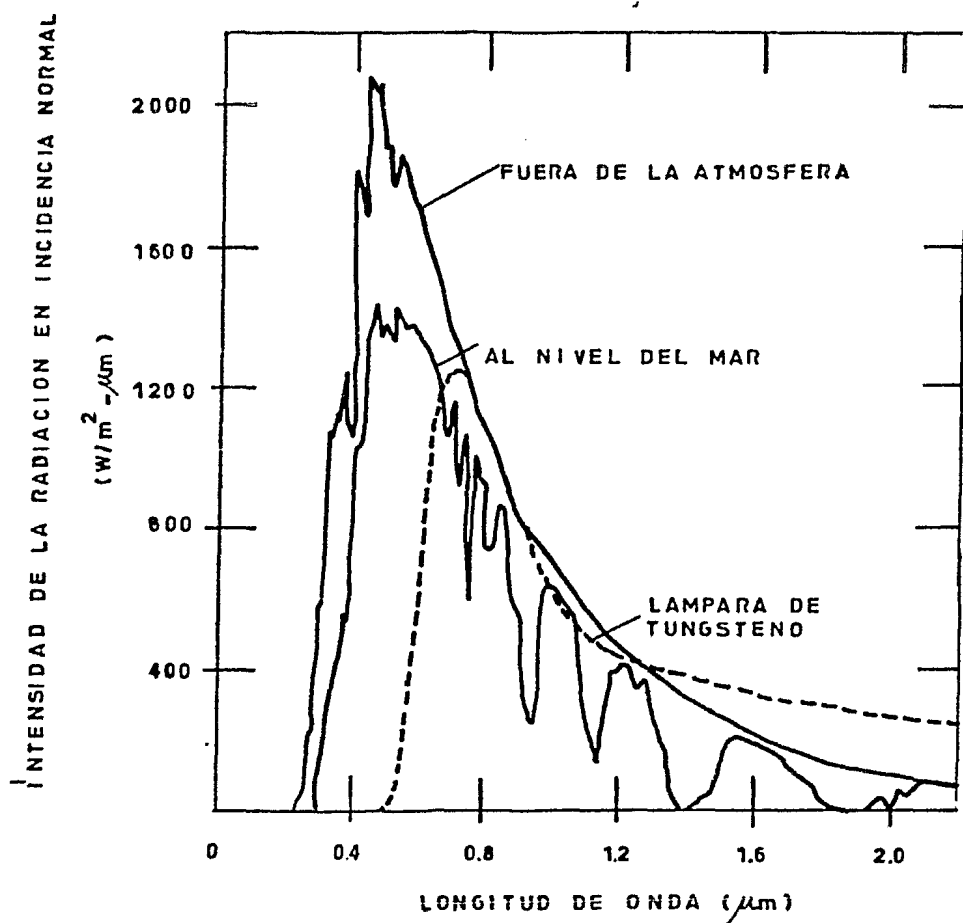


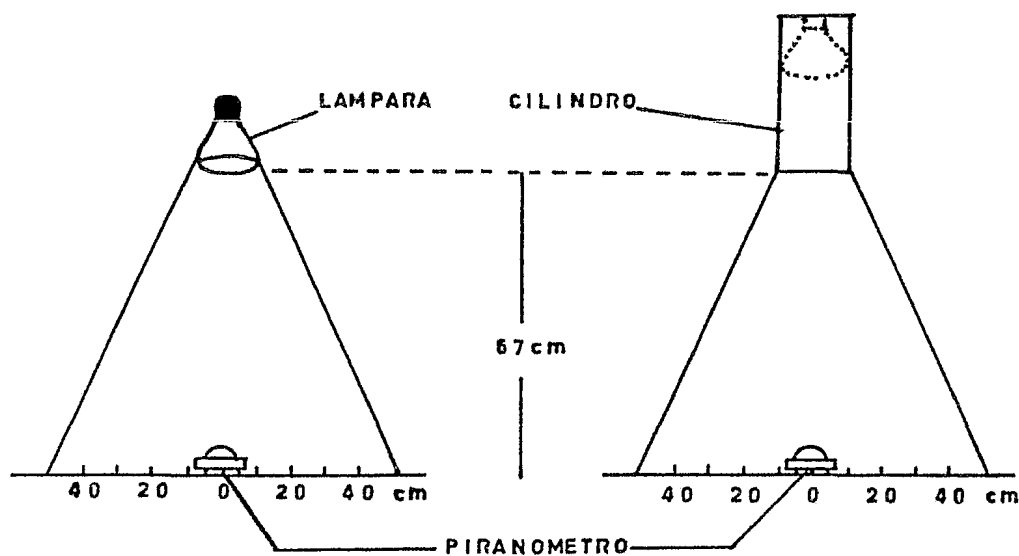
FIG. 5.2 Espectros de irradiación en incidencia normal de la luz solar fuera de la atmósfera y al nivel del mar, comparados con la distribución espectral de una lámpara de filamento incandescente ($T= 2800K$). (Ref 4)

tas transparentes, por lo general de vidrio, a través del cual puede pasar la radiación solar comprendida entre las longitudes de onda de 0.3 micras a 2.7 micras. La fracción de radiación que emite un filamento incandescente de tungsteno a una temperatura de 2800 K que está comprendida en ese rango es de 84% según la ley de Planck, que determina la distribución espectral de la radiación térmica emitida por un cuerpo negro.

El hecho de que el espectro de irradiación de una lámpara de filamento de tungsteno sea distinto del solar (fig 5.2) no constituye una limitante de importancia para su utilización como fuente de radiación sobre un captador plano ya que tanto la radiación solar como la térmica se convierten en calor al incidir sobre una placa absorbadora.

5.3 DISEÑO

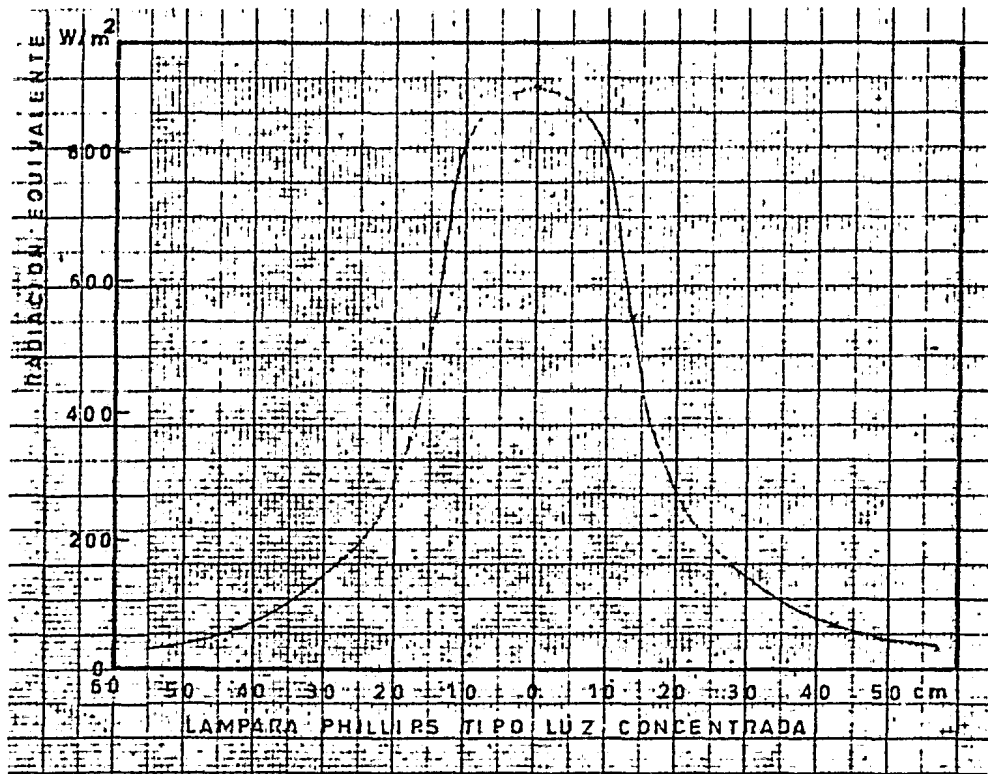
No se pretenden reproducir fielmente las características de la radiación solar en cuanto a su espectro electromagnético, sino reproducir el calentamiento que se produce sobre un captador plano por medio de un número suficiente de lámparas del tipo comercial; se hicieron así pruebas con distintos tipos de lámparas comerciales para conocer la distribución de la radiación que cada una emitía. Esto se muestra en las figuras 5.3 a-g que fueron obtenidas con el siguiente arreglo.



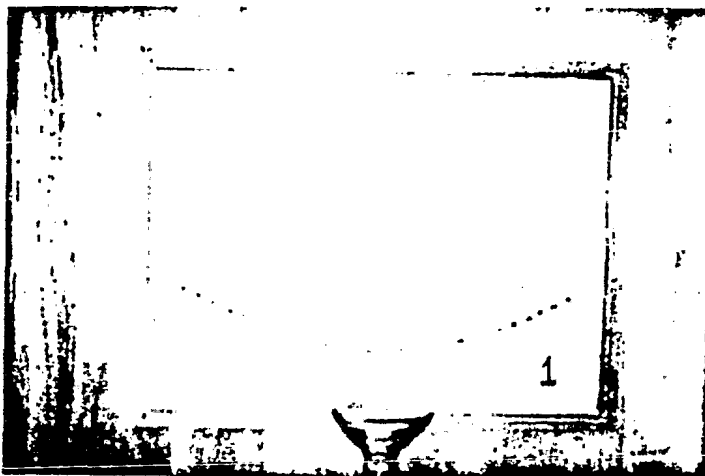
Los tipos de lámparas comerciales estudiados fueron:

No	Lámpara	Tipo
1	Phillips	Luz concentrada
2	General Electric	Luz concentrada
3	General Electric	Luz difusa
4	Osram	Luz difusa
5	General Electric	Luz difusa, fondo esmerilado
6	Reylamp	Luz concentrada, fondo esmerilado
7	Phillips	Luz concentrada, fondo esmerilado

Dos de los factores importantes en la elección del tipo de lámpara fueron la distribución de la radiación y el aspecto económico, por lo cual, después de analizar cada uno de los distintos tipos de lámparas, se escogió a la lámpara General Electric tipo luz difusa.

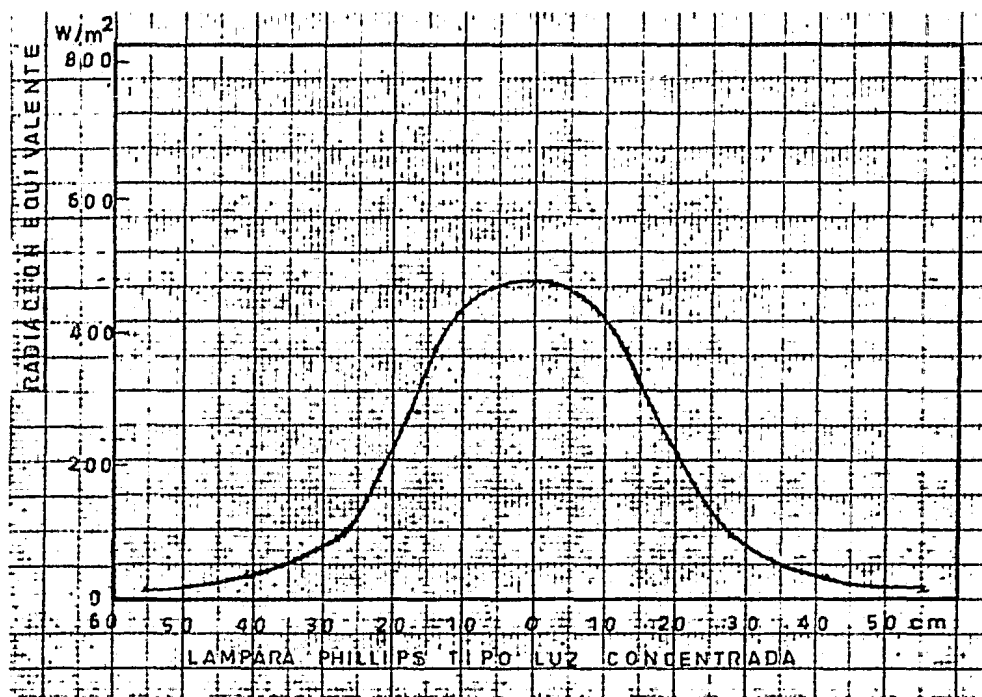


Distribución de la intensidad de radiación

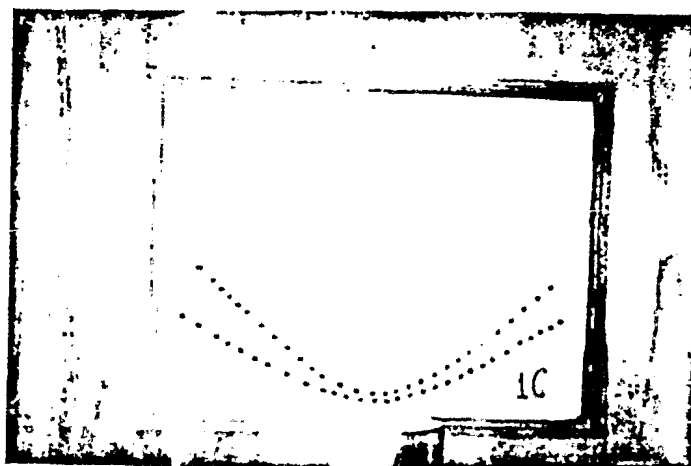


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3a Lámpara Phillips Tipo luz concentrada.
Pruebas sin cilindro.

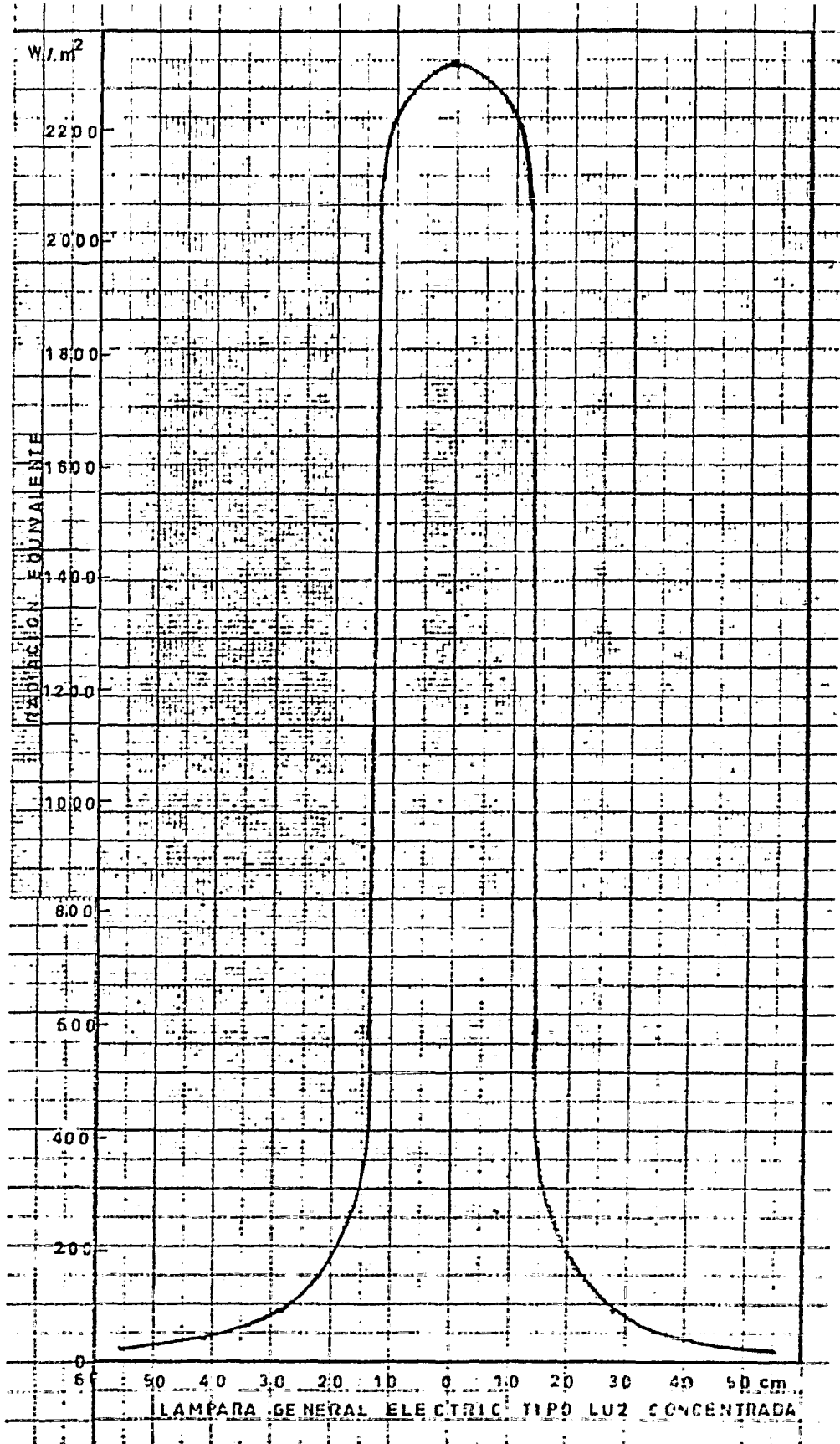


Distribución de la intensidad de radiación

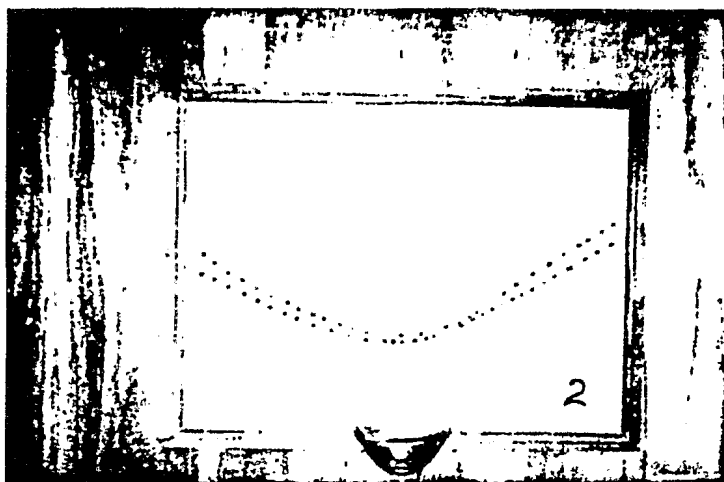


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3a' Lámpara Phillips Tipo luz concentrada.
Pruebas con cilindro.

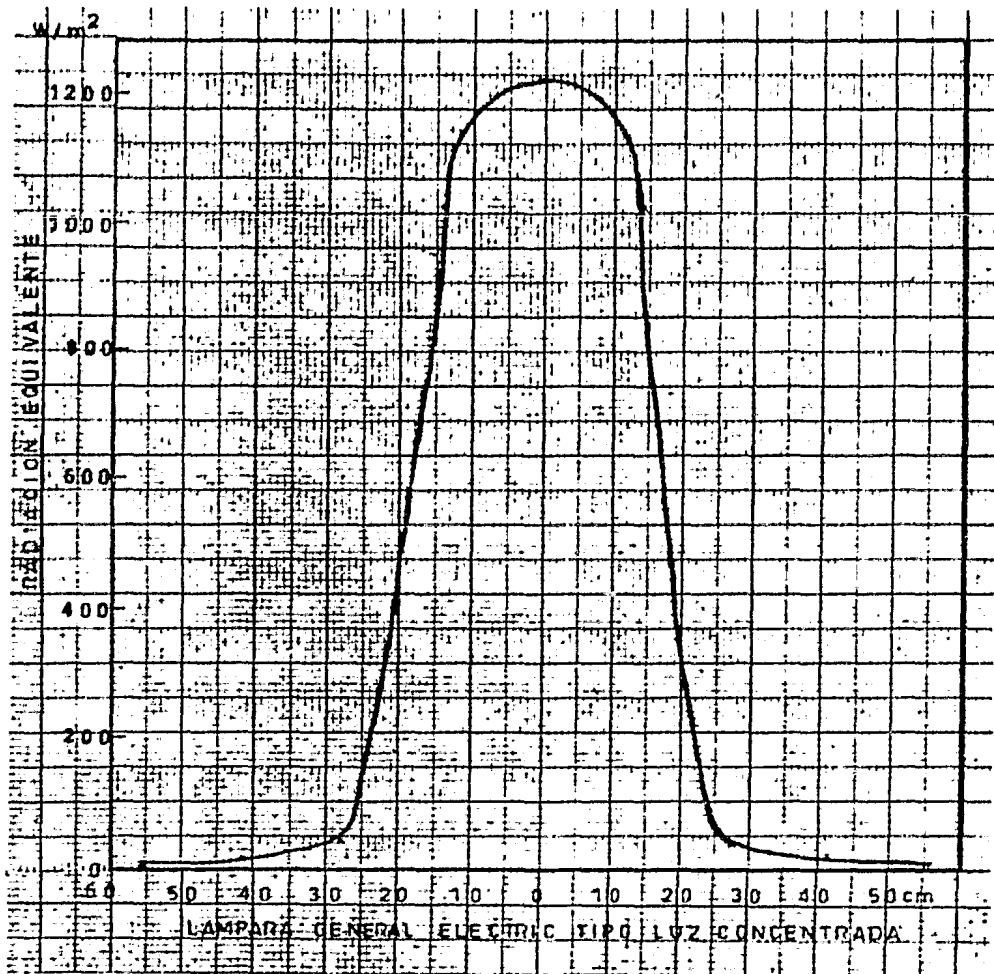


Distribución de la intensidad de radiación

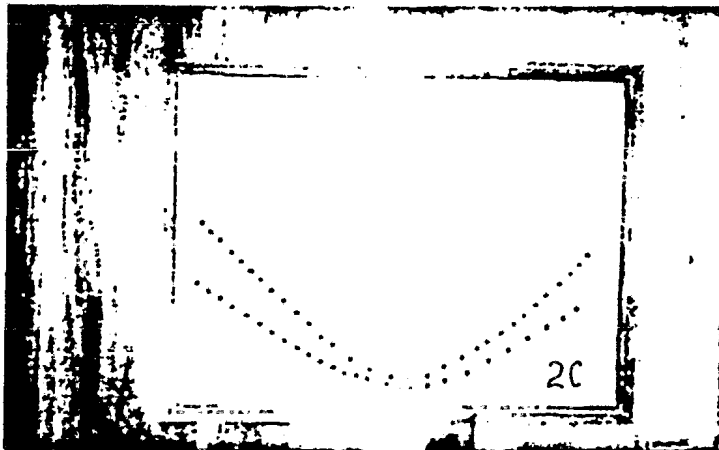


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3b Lámpara General Electric Tipo luz concentrada.
Pruebas sin cilindro

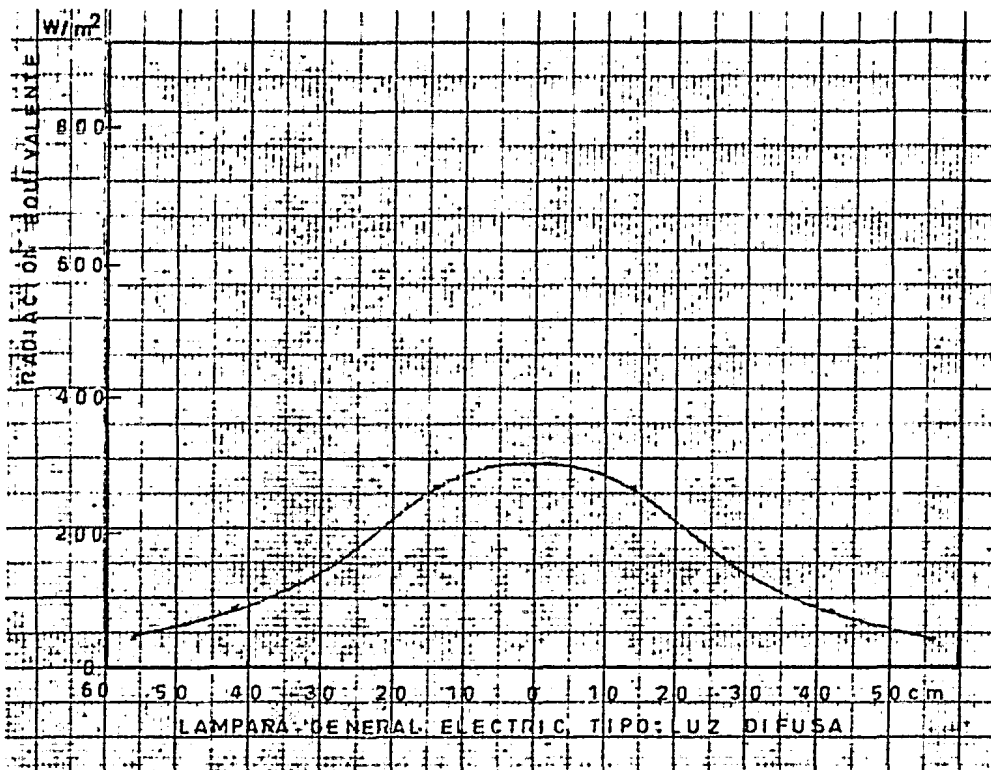


Distribución de la intensidad de radiación

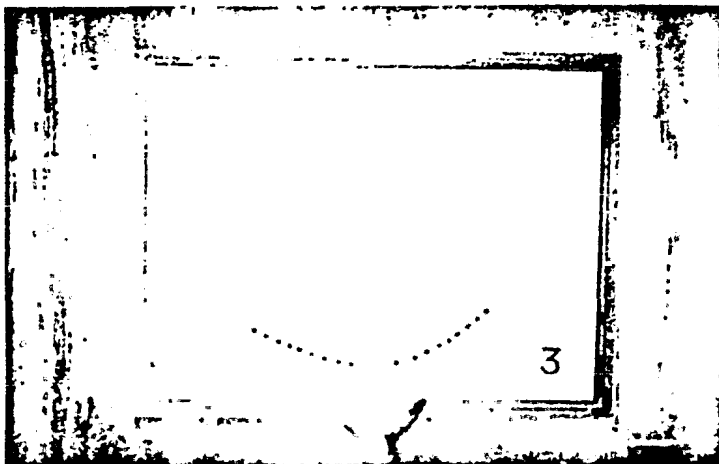


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3b' Lámpara General Electric Tipo luz concentrada.
Pruebas con cilindro.

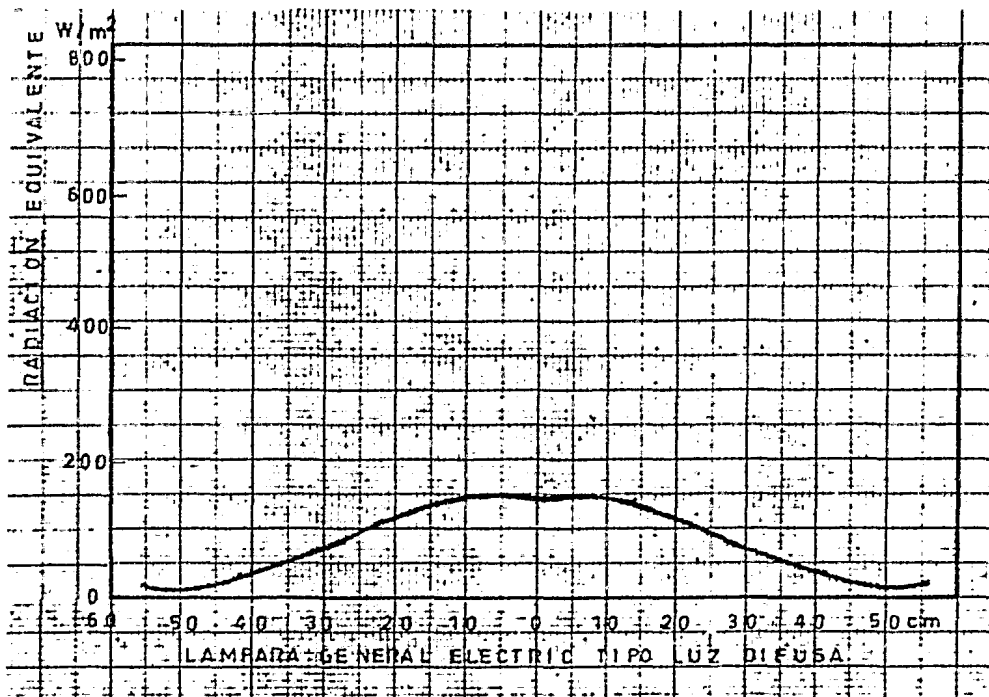


Distribución de la intensidad de radiación

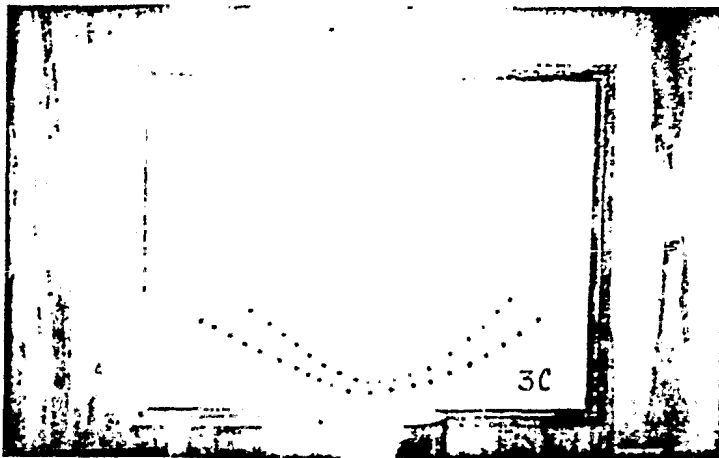


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3c Lámpara General Electric Tipo luz difusa
Pruebas sin cilindro

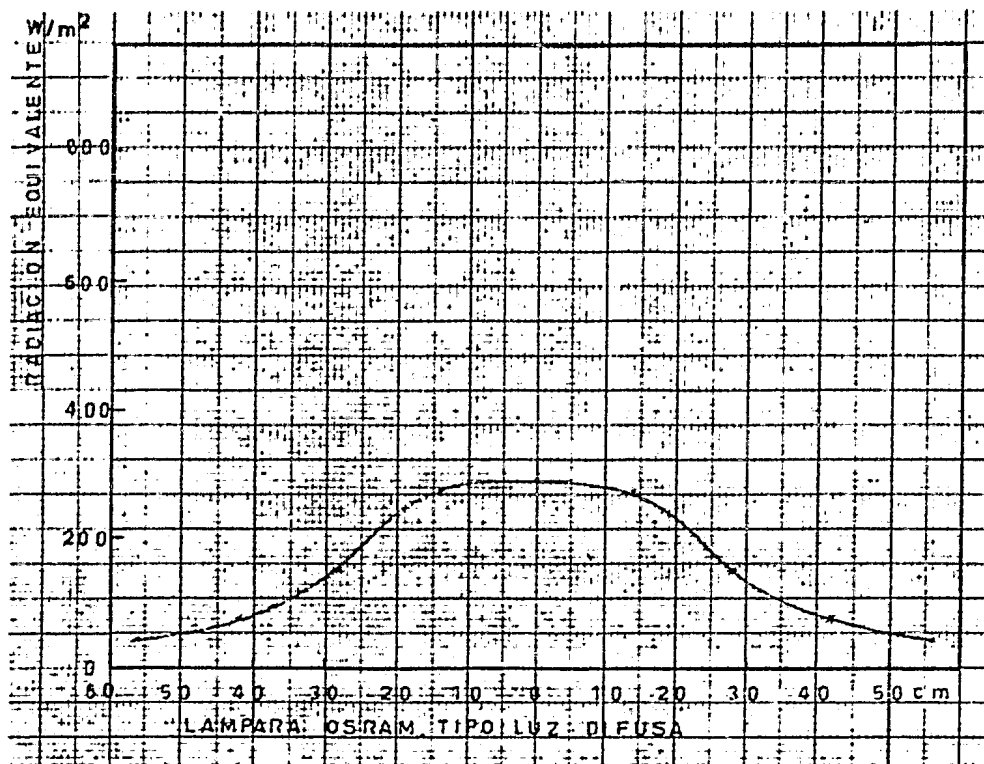


Distribución de la intensidad de radiación

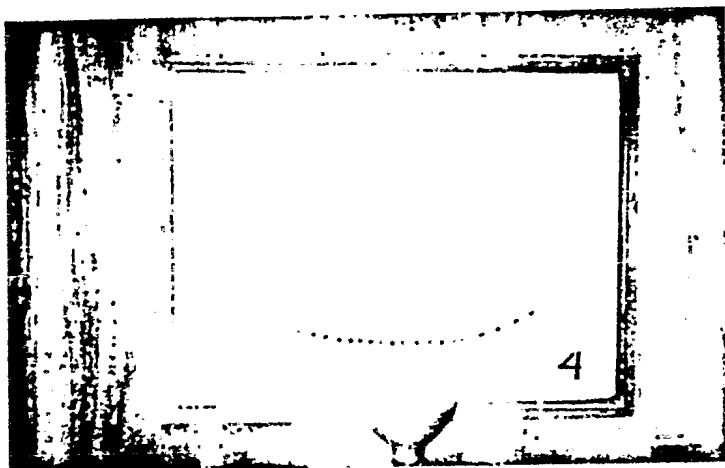


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3c' Lámpara General Electric tipo luz difusa.
Pruebas con cilindro



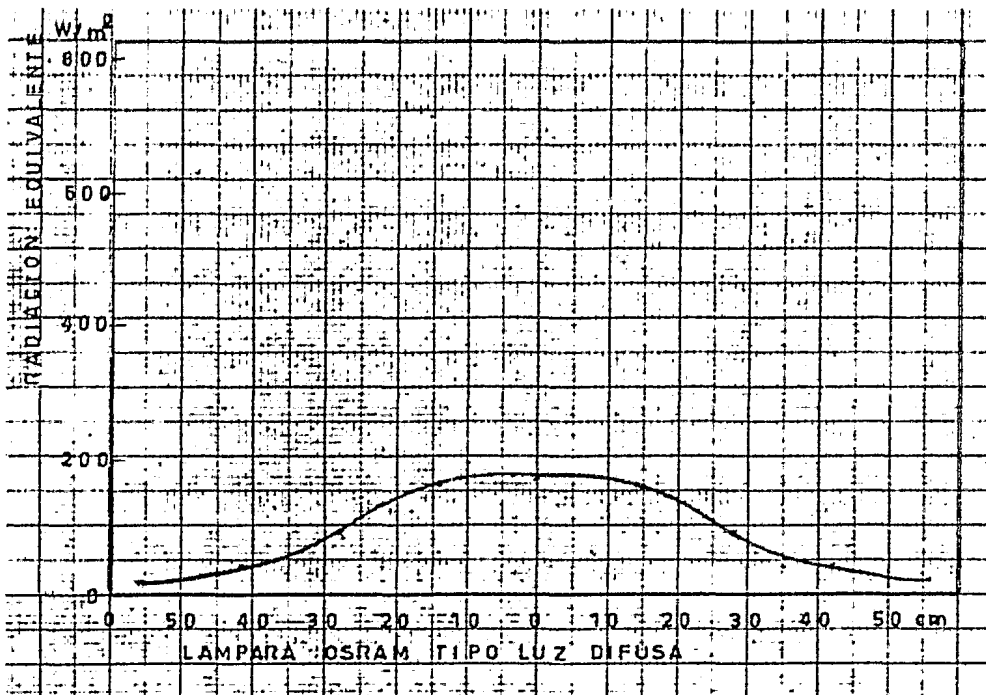
Distribución de la intensidad de radiación



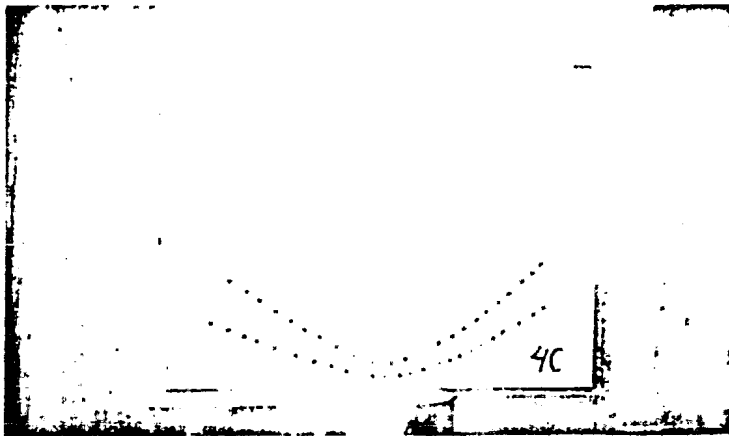
Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3d Lámpara Osram tipo luz difusa.

Pruebas sin cilindro

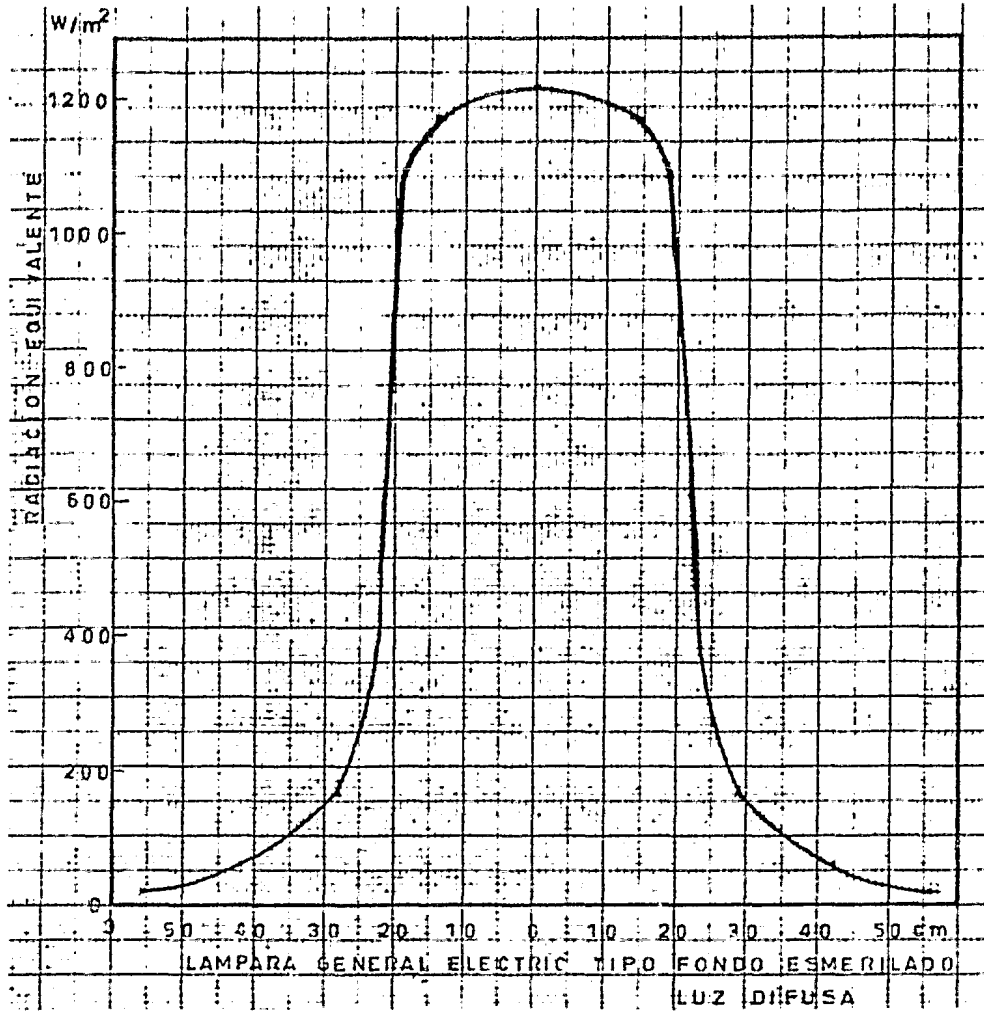


Distribución de la intensidad de radiación

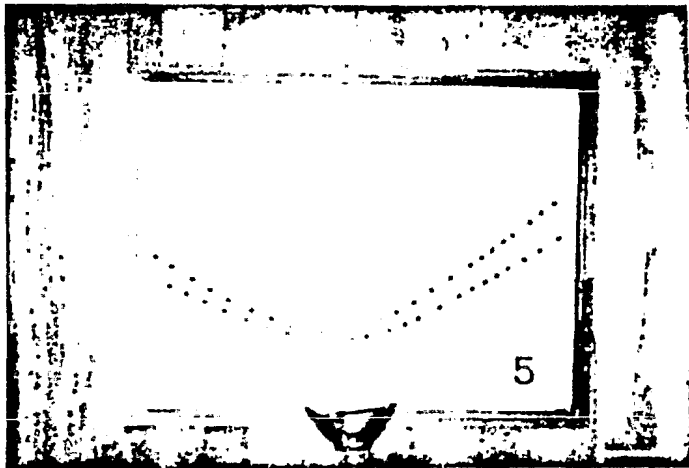


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3d' Lámpara Osram tipo luz difusa.
Pruebas con cilindro

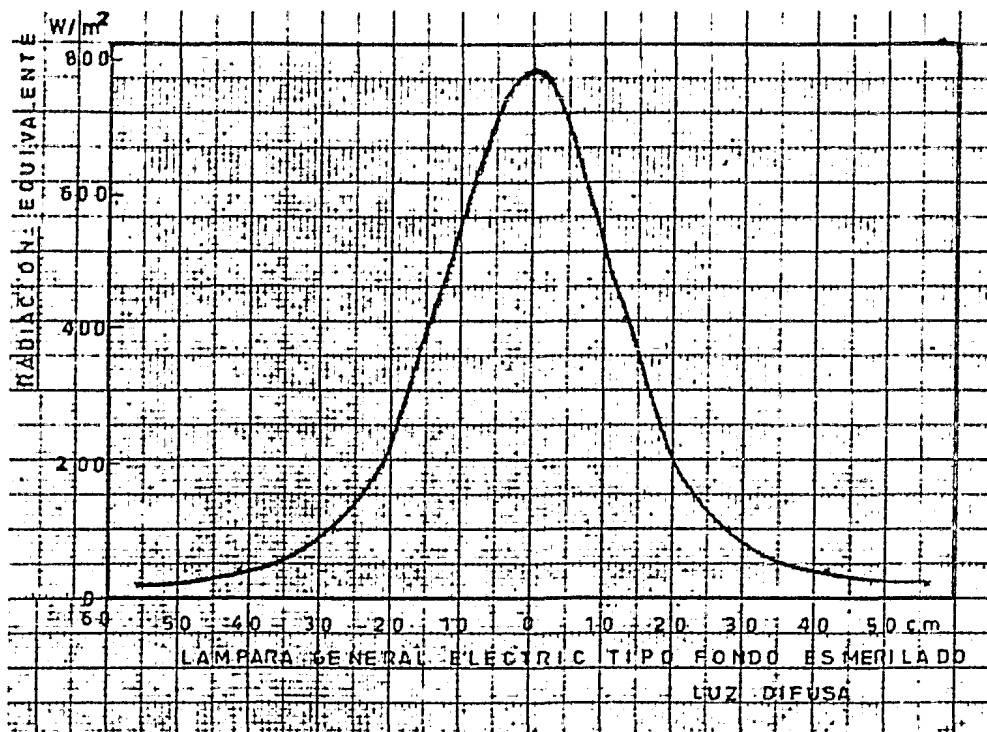


Distribución de la intensidad de radiación

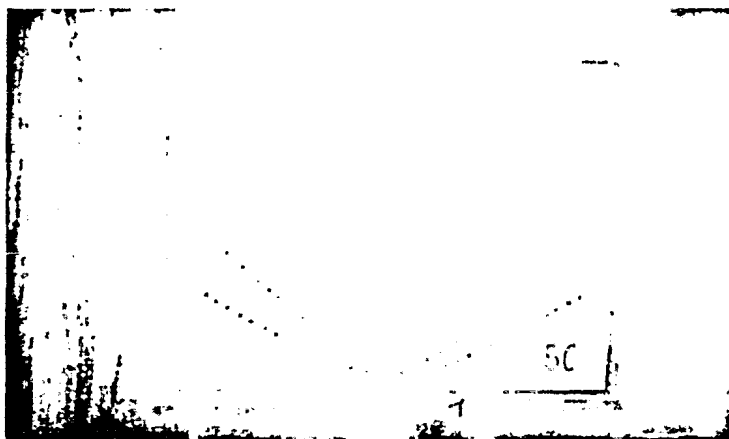


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3e Lámpara General Electric tipo luz difusa
de fondo esmerilado, pruebas sin cilindro

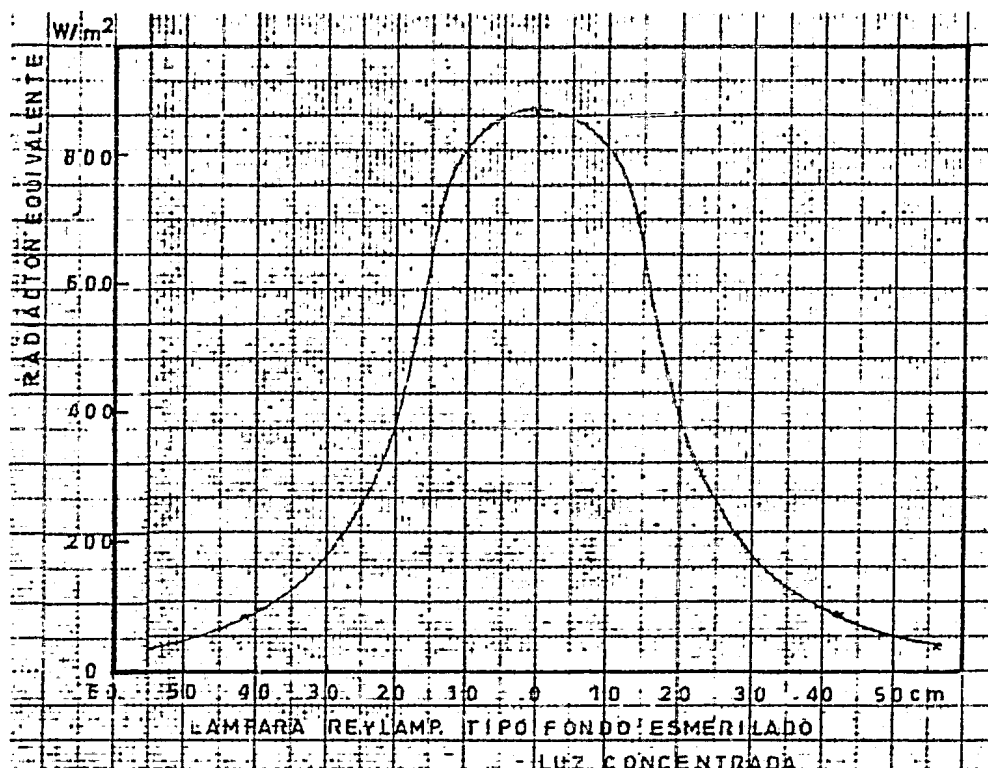


Distribución de la intensidad de radiación

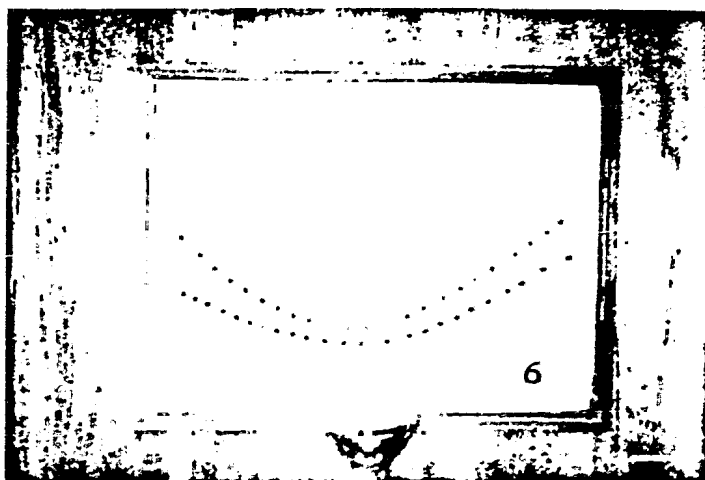


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3e' Lámpara General Electric tipo luz difusa de fondo esmerilado, pruebas con cilindro.

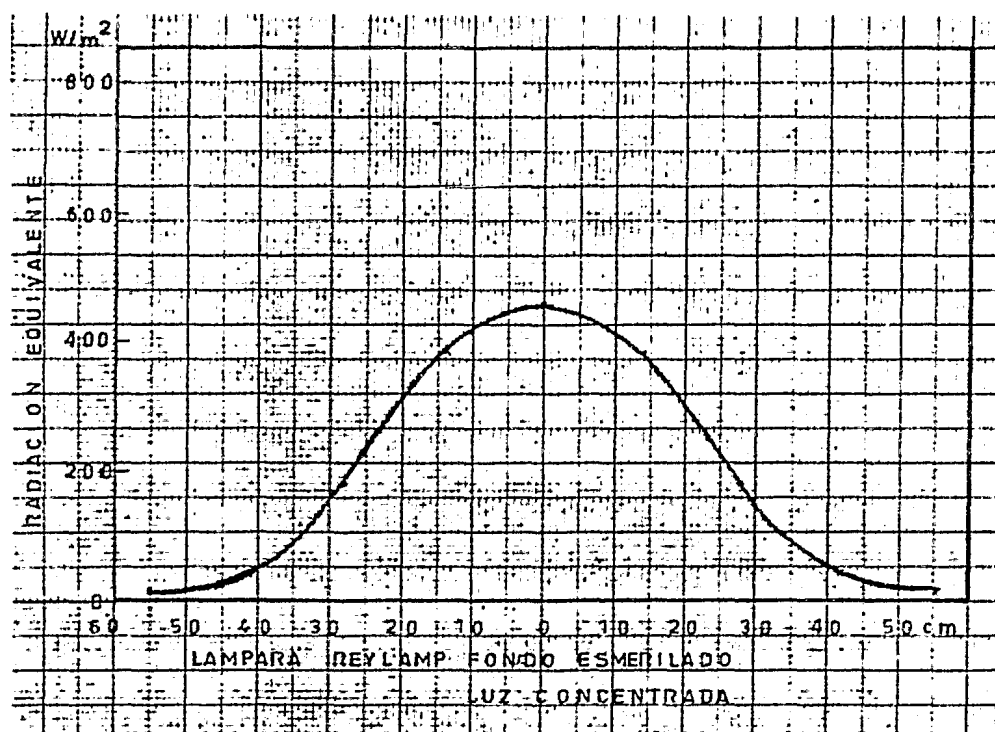


Distribución de la intensidad de radiación



Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3f Lámpara Reylamp tipo luz concentrada de fondo esmerilado, pruebas sin cilindro

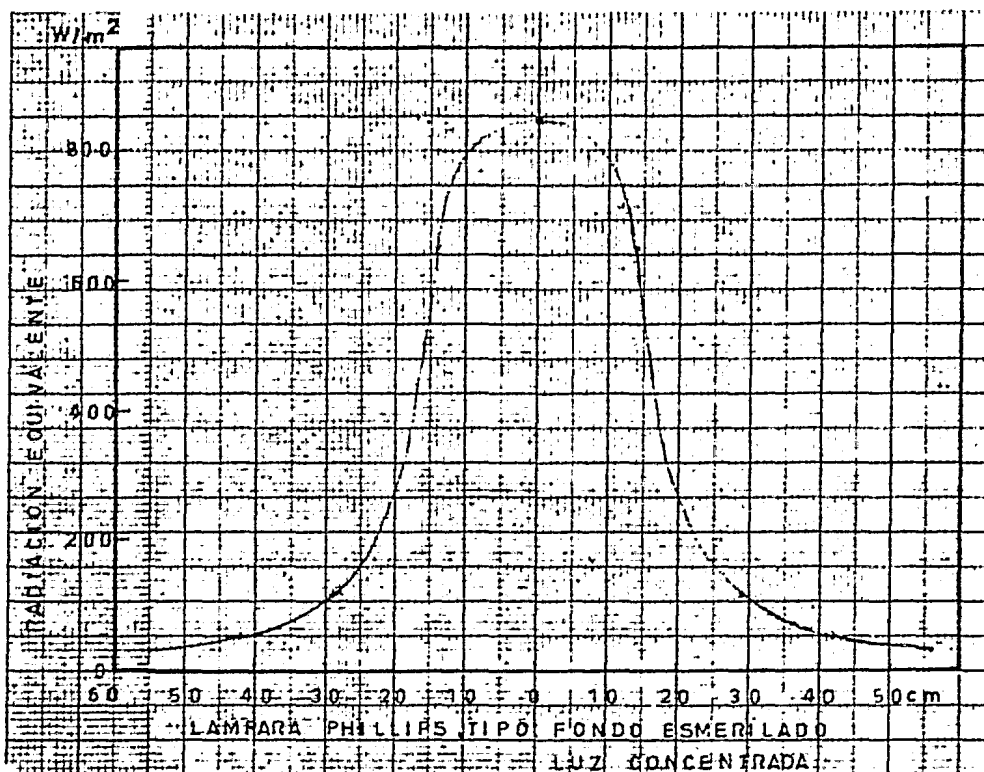


Distribución de la intensidad de radiación

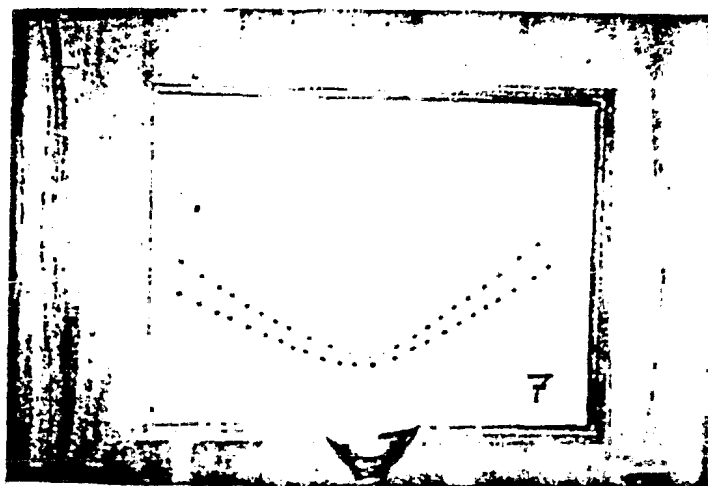


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3f' Lámpara Reylamp tipo luz concentrada de fondo esmerilado, pruebas con cilindro

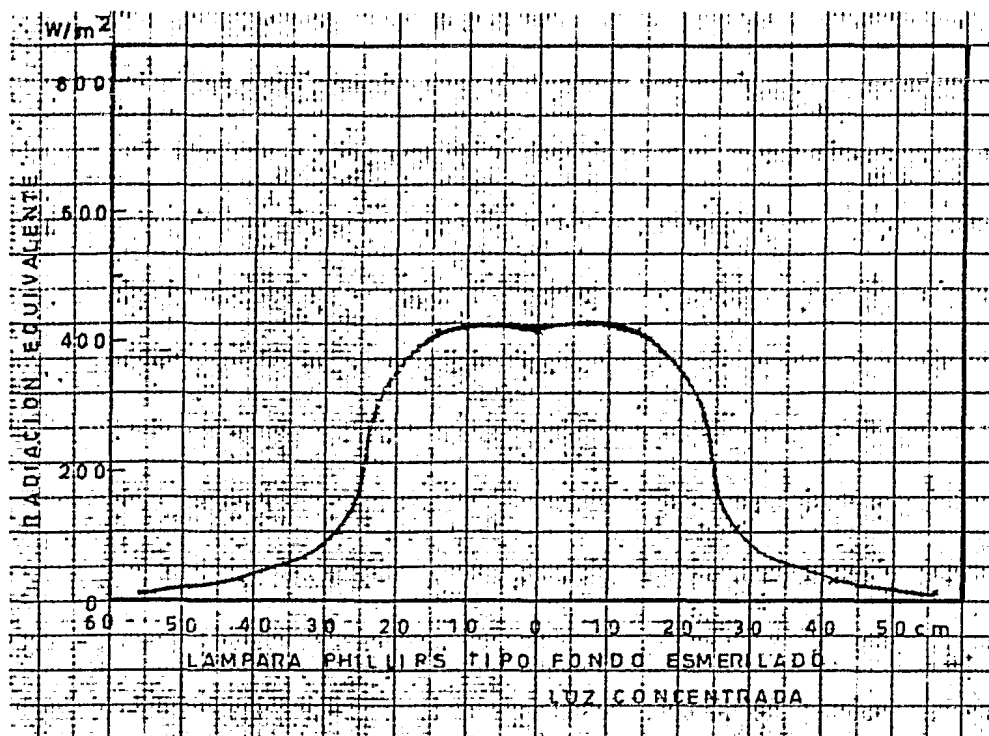


Distribución de la intensidad de radiación

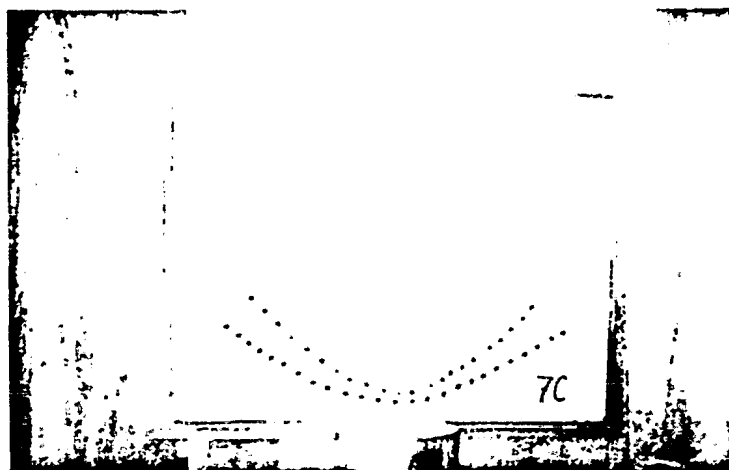


Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3g Lámpara Phillips tipo luz concentrada de fondo esmerilado, pruebas sin cilindro.



Distribución de la intensidad de radiación



Distribución del haz luminoso

FIG. 5.3g' Lámpara Phillips tipo luz concentrada de fondo esmerilado, pruebas con cilindro

De acuerdo con las limitaciones que imponen la magnitud del área de prueba y con la uniformidad de la radiación se seleccionaron 28 lámparas de filamento incandescente del tipo reflector, de luz difusa, cuya potencia es de 150 watts a 120 volts c/u, distribuidas en dos círculos concéntricos.

Para obtener un ángulo de inclinación de todo el conjunto, el soporte se equipó con un eje de giro soportado en dos apoyos verticales de altura variable; asimismo, cada portalámparas posee doble articulación, lo que le permite tener dos movimientos perpendiculares entre sí; también se les puede acoplar unos cilindros que permiten estrechar el haz luminoso reduciendo la dispersión, fig 5.4 Estos son los cilindros a los que se hace referencia en las figs 5.3.

5.4 PRUEBAS

Para conocer el comportamiento de la superficie absorbidora del captador bajo el simulador, se construyó una caja en la cual se colocaron dos placas horizontales, aisladas entre sí, una al lado de la otra, cuya superficie selectiva era de cromo negro. Se orientaron todas las lámparas hacia esta caja (fig 5.5) y se registraron (en un graficador, por intervalo de 12 horas) la temperatura de ambas placas, la temperatura ambiental, la radiación incidente y el voltaje de línea; esto se hizo variando el número de lámparas encendidas (fig 5.6)

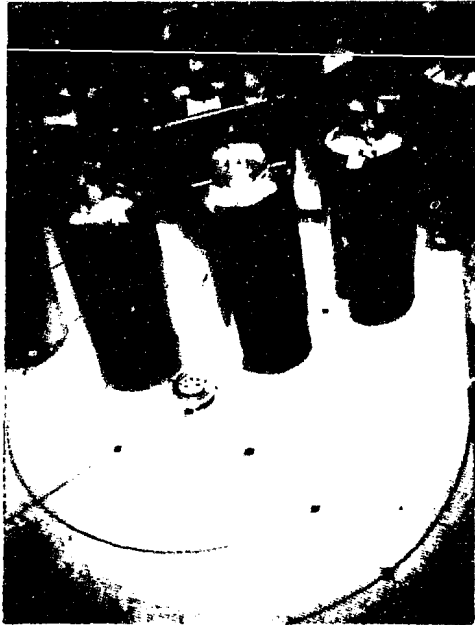


FIG. 5.4 Simulador Solar y Piranómetro



FIG. 5.5 Superficies selectivas dentro de la caja aislada termicamente

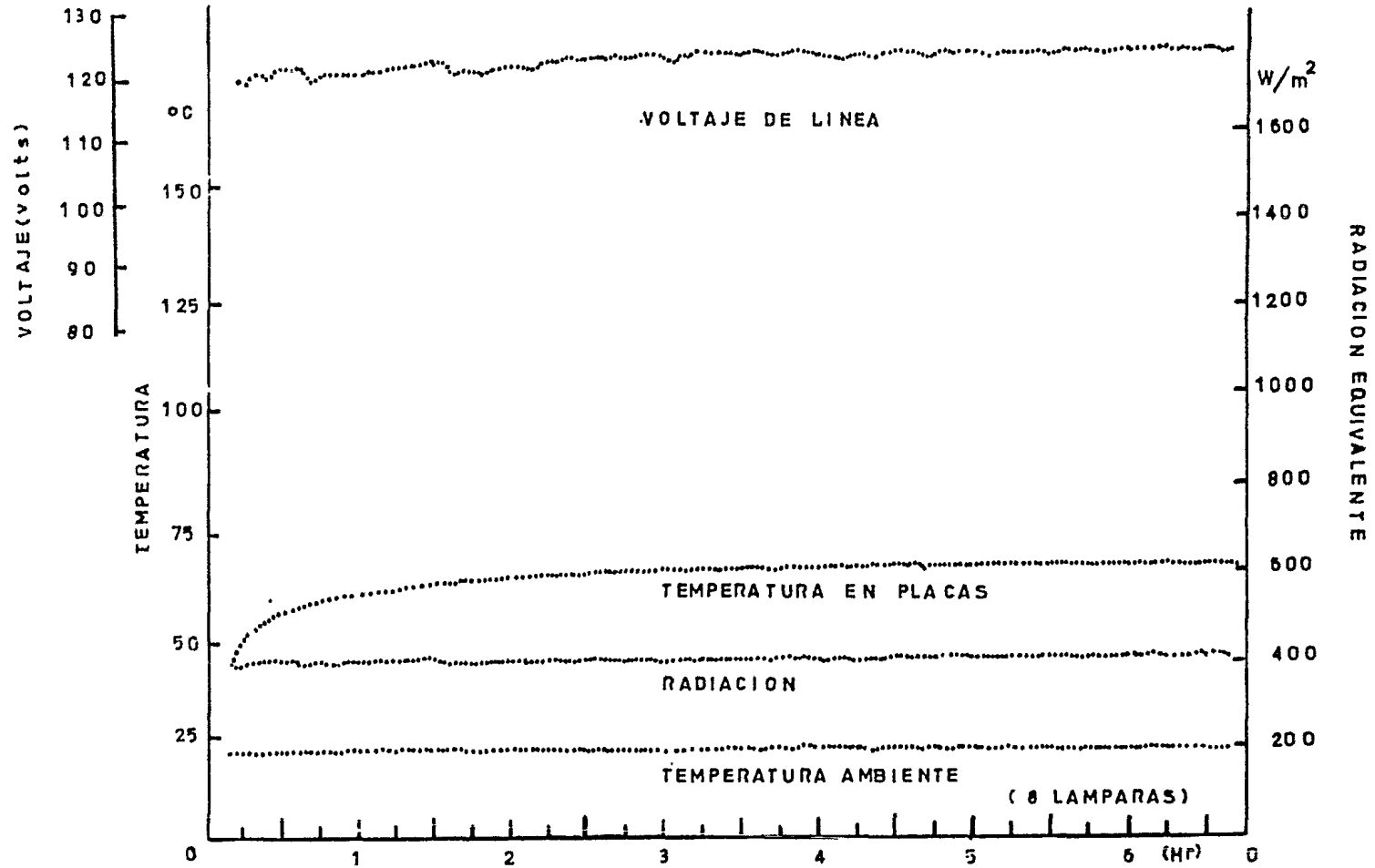


FIG. 5.6a Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas, la temperatura ambiente y el voltaje de línea con 8 lámparas - encendidas.

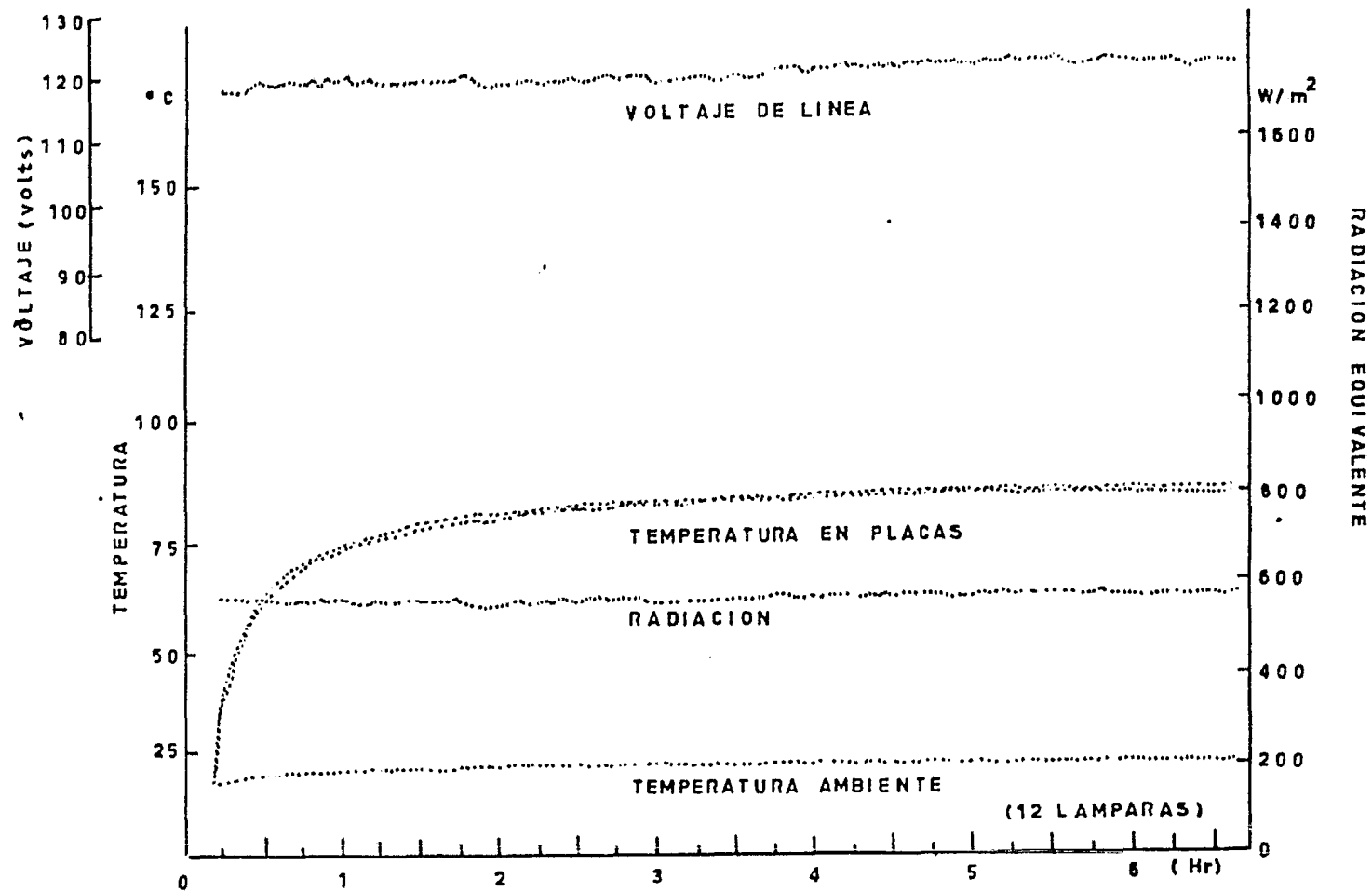


FIG. 5.6b Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas; la temperatura ambiente y el voltaje de línea, 12 lámparas encendidas.

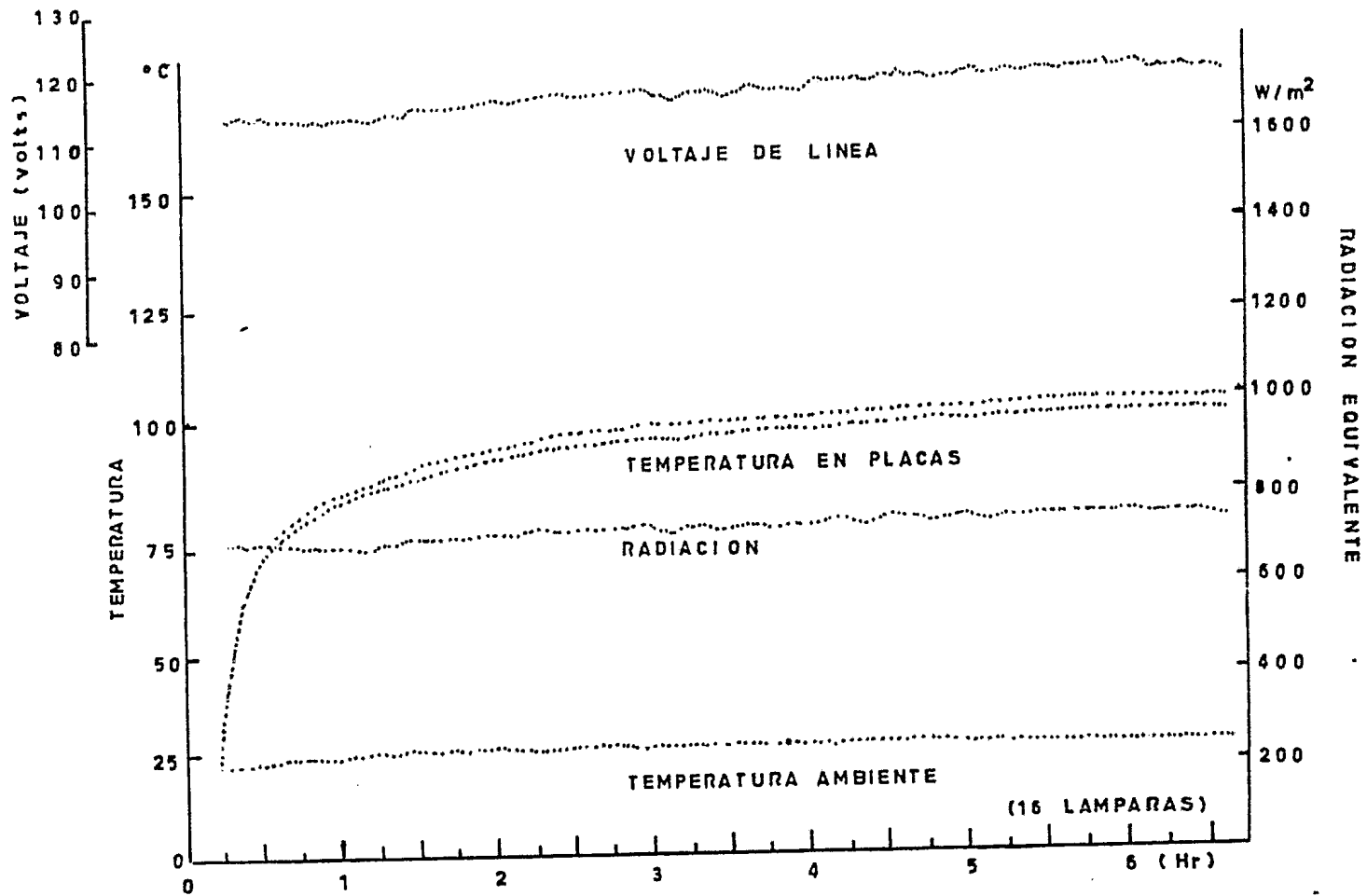


FIG. 5.6c Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas, la temperatura ambiente y el voltaje de línea, 16 lámparas encendidas.

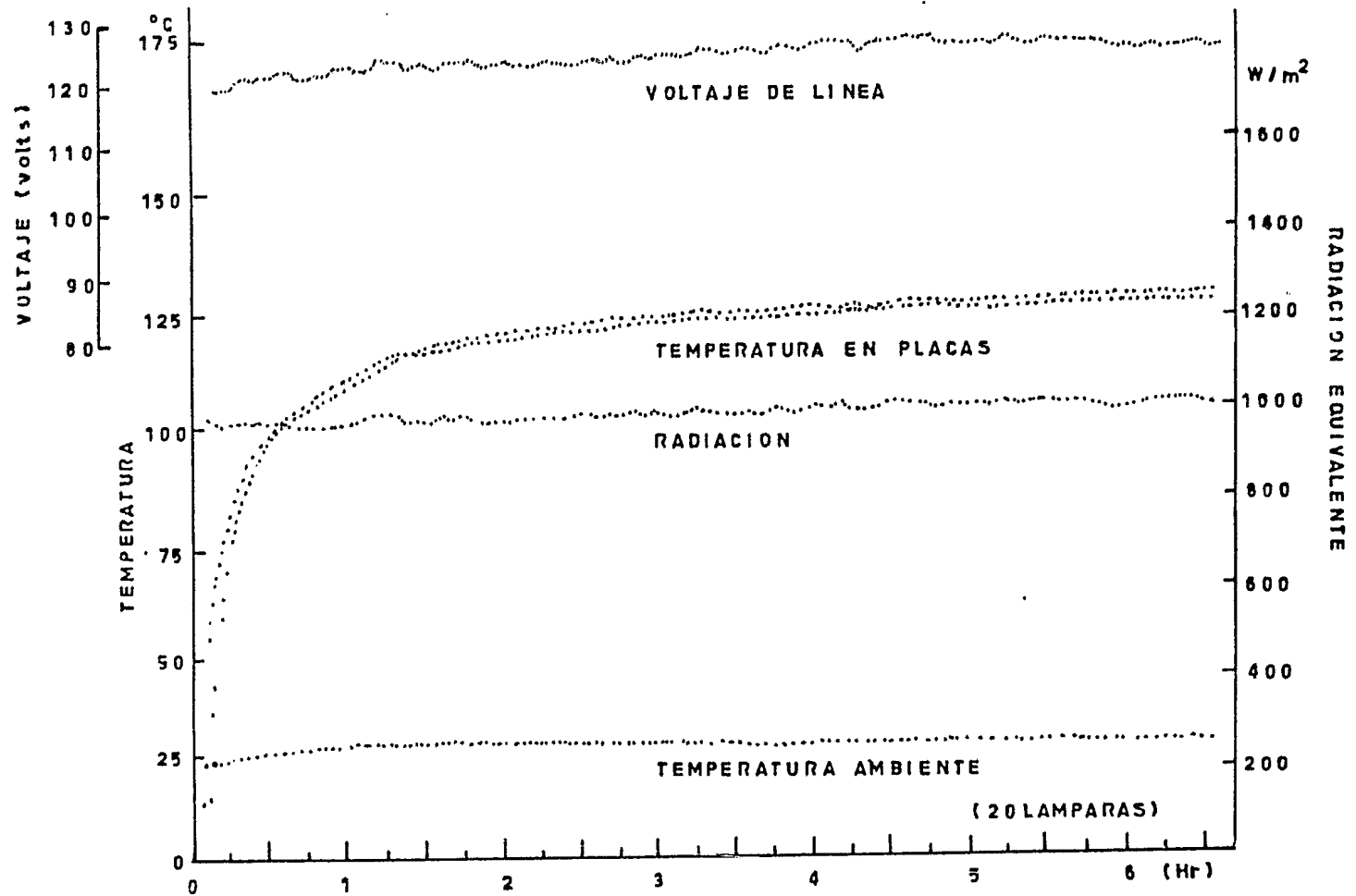


FIG. 5.6d Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas, la temperatura ambiente y el voltaje de línea, 20 lámparas encendidas.

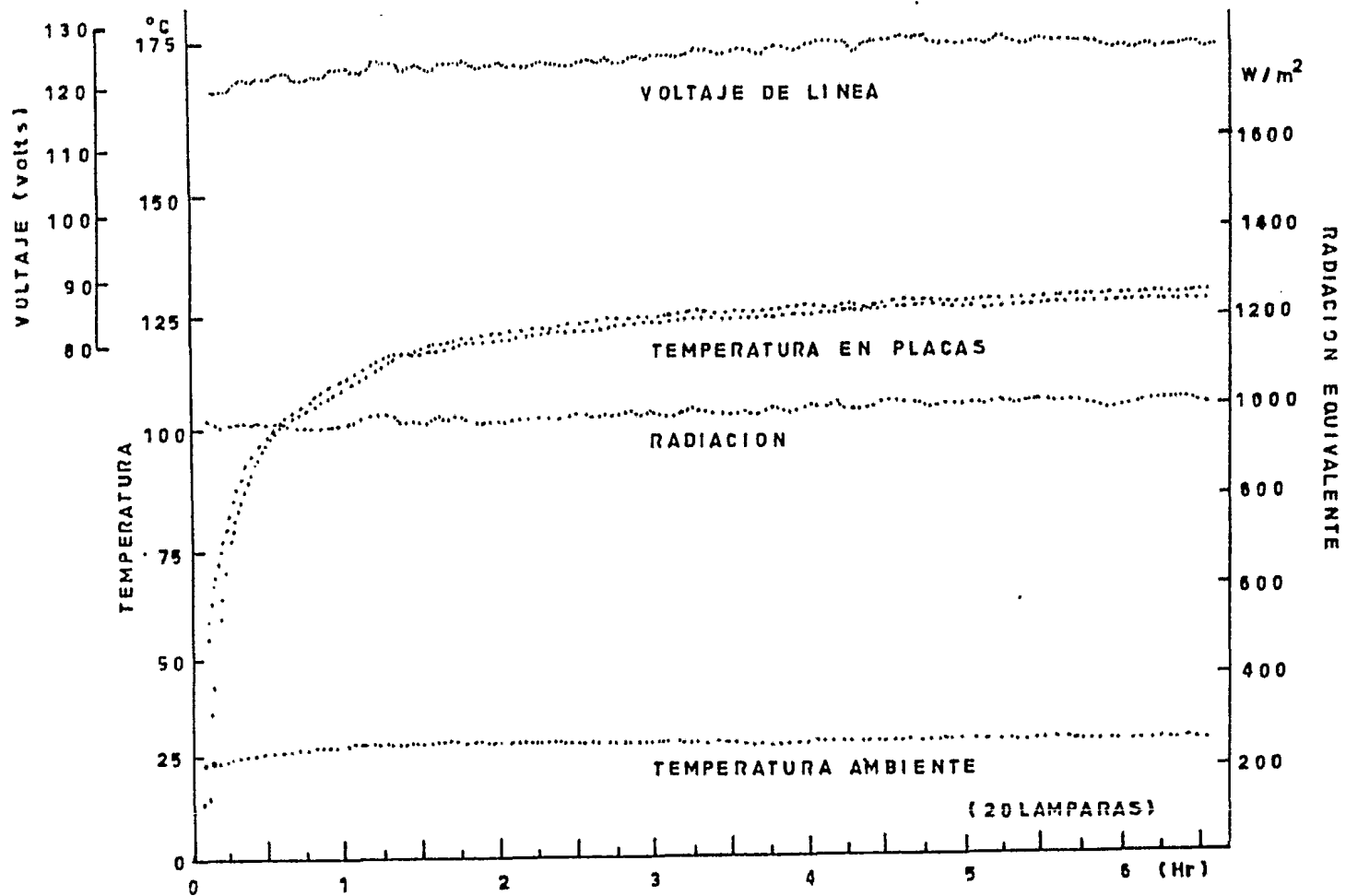


FIG. 5.6d Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas, la temperatura ambiente y el voltaje de línea, 20 lámparas encendidas.

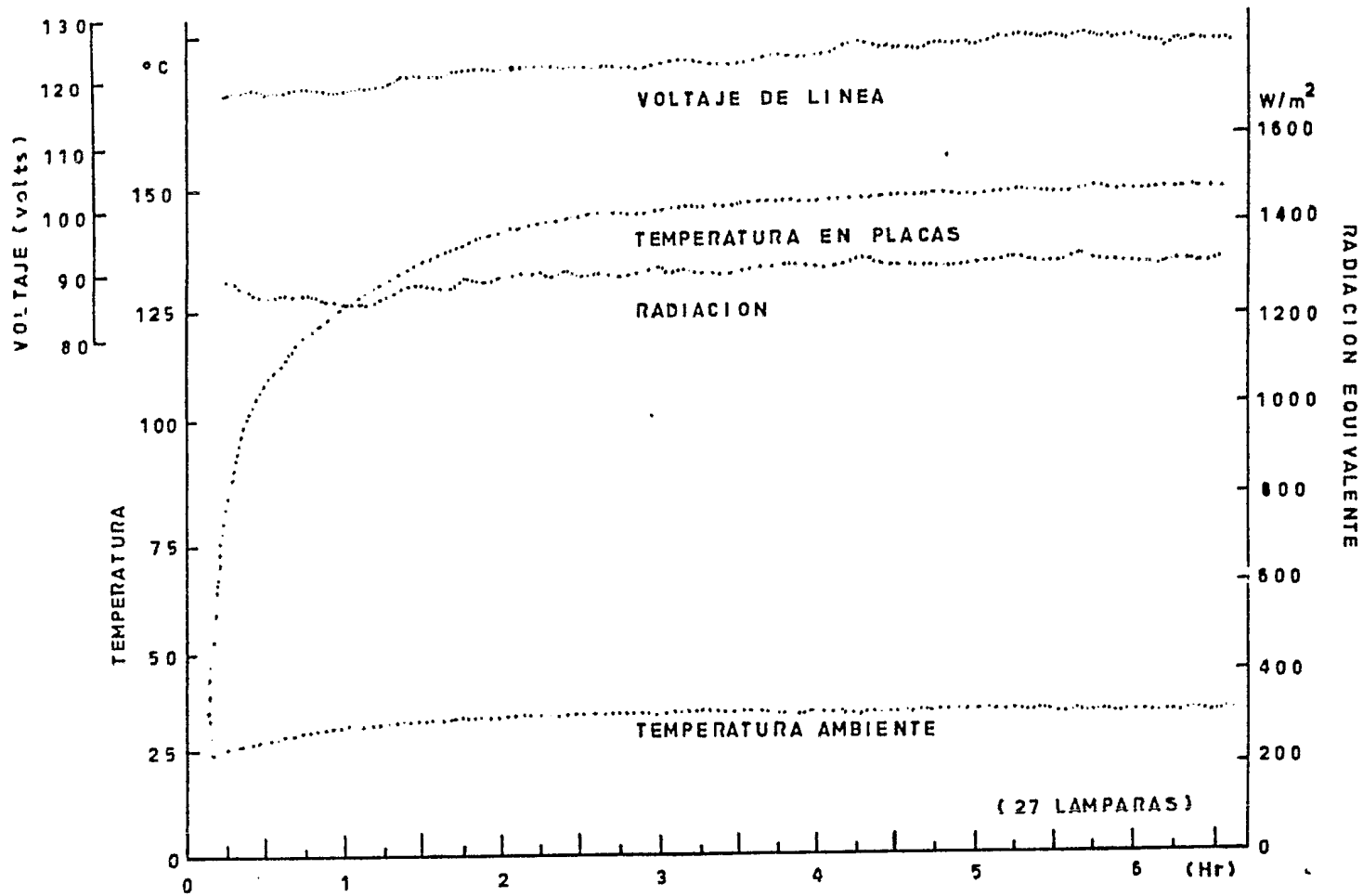


FIG. 5.6e Gráfica de la radiación incidente, la temperatura de las placas, la temperatura ambiente y el voltaje de línea con 27 lámparas encendidas.

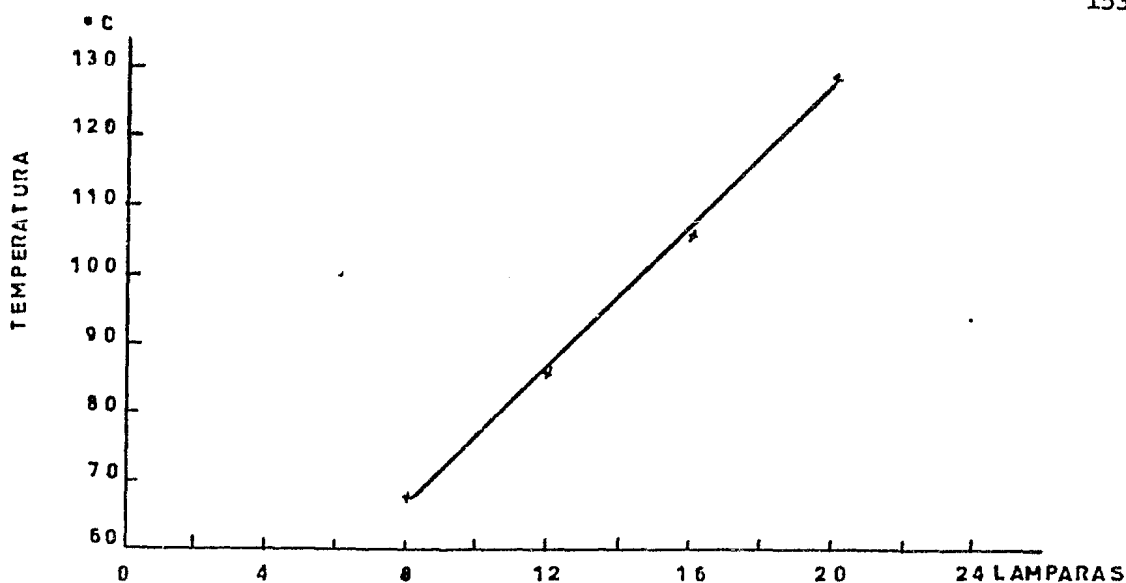


FIG. 5.7 Número de lámparas contra temperatura en las placas

Además se obtuvo una gráfica de la temperatura de las placas contra el número de lámparas (fig 5.7).

Pruebas similares se hicieron al colocar la misma caja a la radiación solar y observando la temperatura de ambas placas (fig 5.8) y la radiación incidente en éstas. Al hacer esto se detectó que las placas alcanzaban la misma temperatura pero con diferentes lecturas de radiación, esto es: para una temperatura, por ejemplo, de 128°C , la radiación incidente simulada era de $523.65\text{W}/\text{m}^2$ mientras que el valor de la radiación solar fue de $1\,023.55\text{W}/\text{m}^2$. Como puede comprobarse que la distribución espectral de la radiación del simulador es igual para toda combinación de lámparas, aunque la intensidad varíe, y que la respuesta del piranómetro es proporcional a la intensidad de irradiación en una amplia gama del espectro, puede postularse que la radiación solar y la del simulador guardan

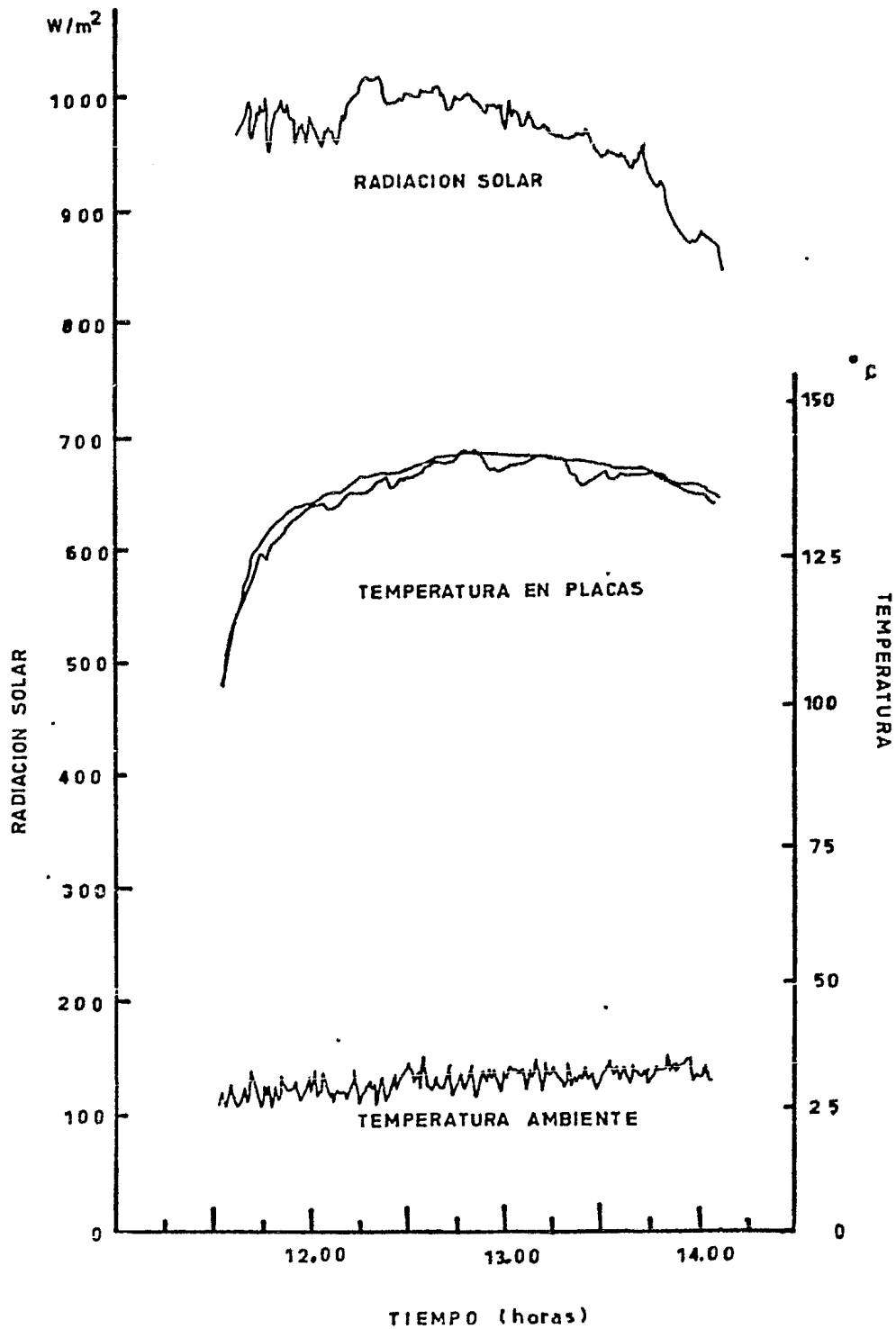


FIG. 5.8 Gráfica de la radiación solar incidente, temperatura en las placas y la temperatura ambiente contra tiempo.

una relación lineal entre sí. De este modo puede escribirse:

$$R_{\text{sol}} = K R_{\text{sim.}}$$

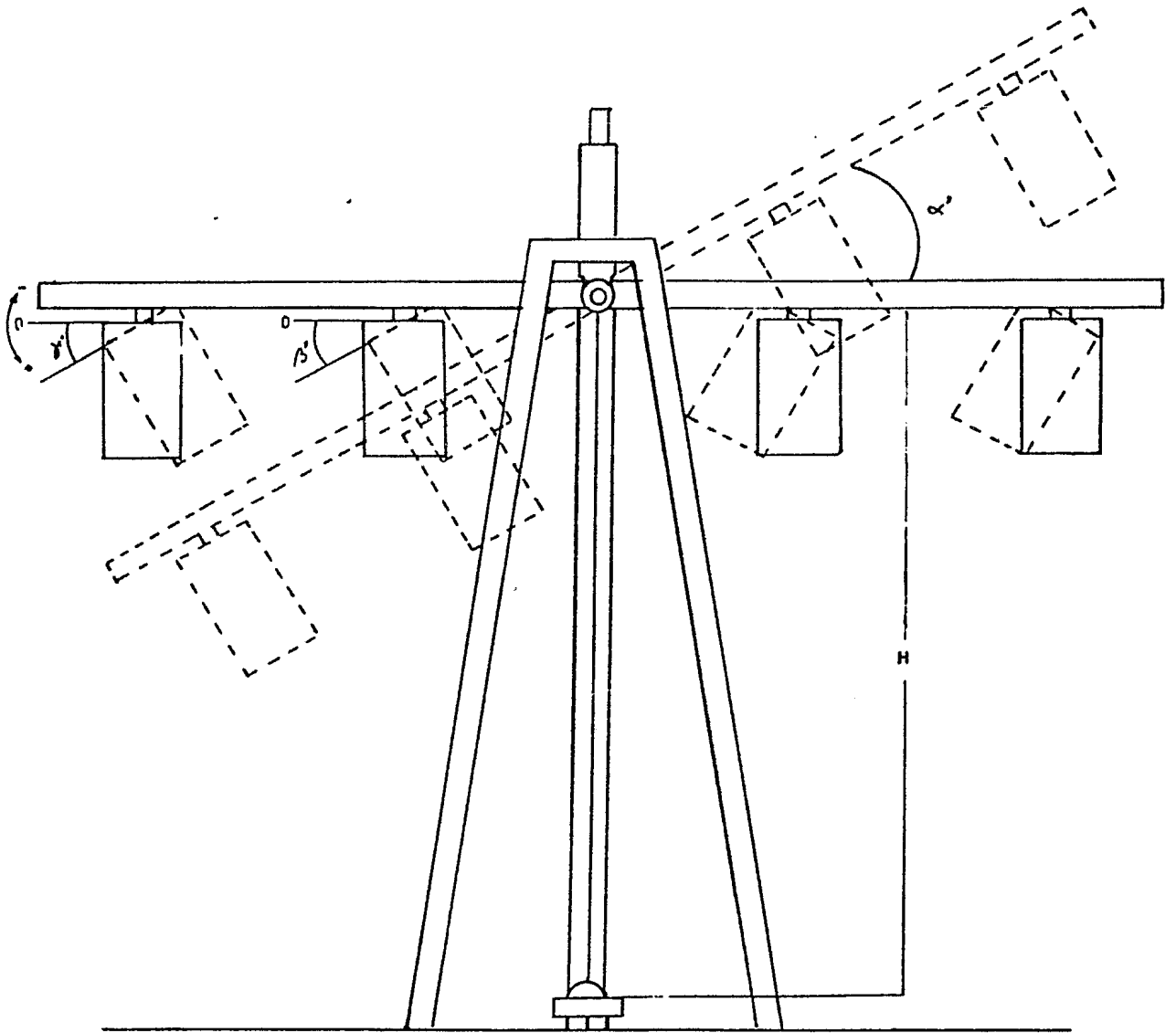
donde $K = R_{\text{sol}} / R_{\text{sim.}} = 1.9546$

Por lo anterior, al valor de la radiación obtenida en el simulador multiplicada por el factor K se le nombra radiación equivalente.

El requerimiento más importante del simulador es obtener la mayor uniformidad posible en la radiación, así como la intensidad necesaria para el buen funcionamiento de un captador solar plano; para ello se hicieron algunas pruebas variando la altura H del simulador, la inclinación (α') del sistema, el ángulo de inclinación (β') de las lámparas interiores (positivo hacia el centro) y la inclinación (γ') de las lámparas exteriores. Estas pruebas se hicieron encendiendo las lámparas con cilindros y sin ellos. Las figuras 5.9 a-d corresponden a las pruebas realizadas con las lámparas con cilindros a distintas alturas. Se observa que no hay uniformidad en la radiación.

Las figuras 5.9e-j corresponden a las lámparas sin cilindros y se observa que, a alturas bajas, aumenta la intensidad de la radiación que, sin embargo, no es uniforme.

Las figuras 5.9k-o fueron obtenidas con las lámparas sin ci-



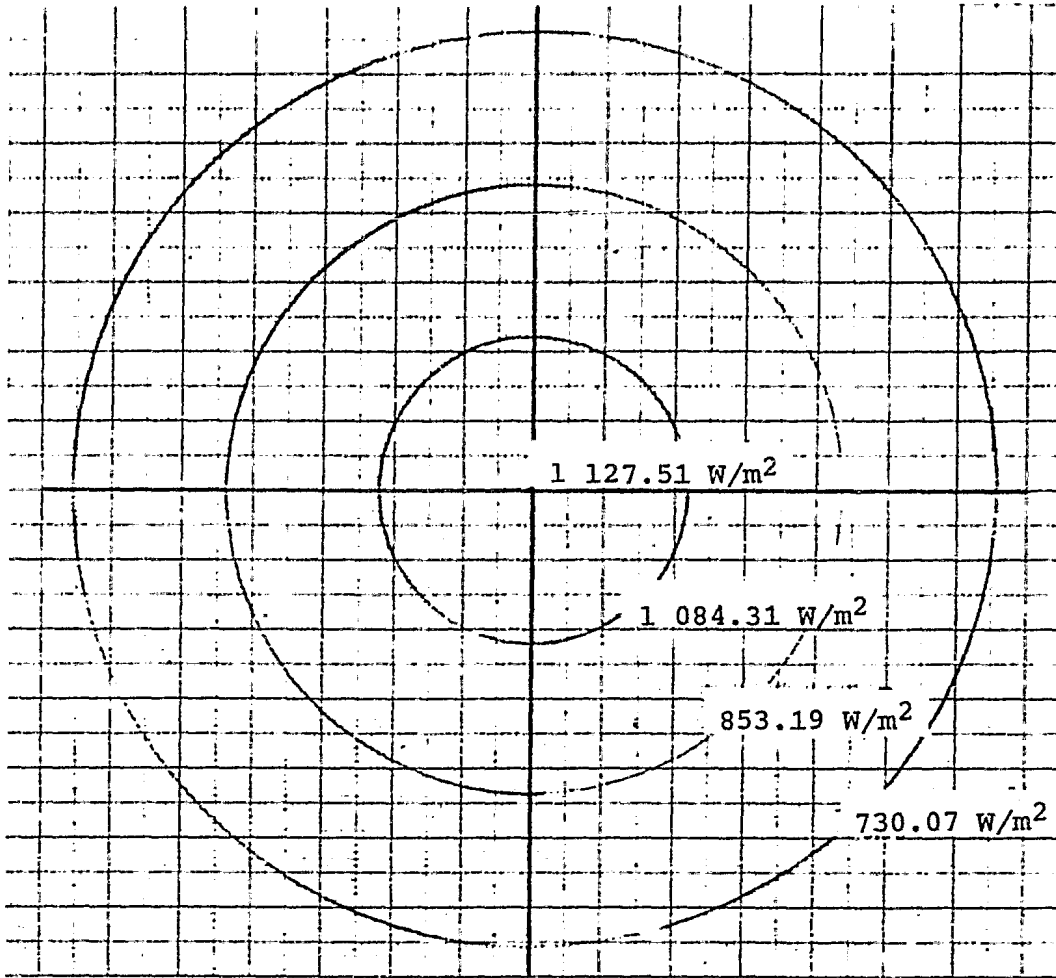
PROYECCION LATERAL DEL SIMULADOR

H DISTANCIA ENTRE EL PIRANOMETRO Y EL EJE DEL SIMULADOR

α' INCLINACION DEL SIMULADOR

β' INCLINACION DE LAS LAMPARAS INTERIORES

γ' INCLINACION DE LAS LAMPARAS EXTERIORES



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 103.5$ cm
 con cilindro.

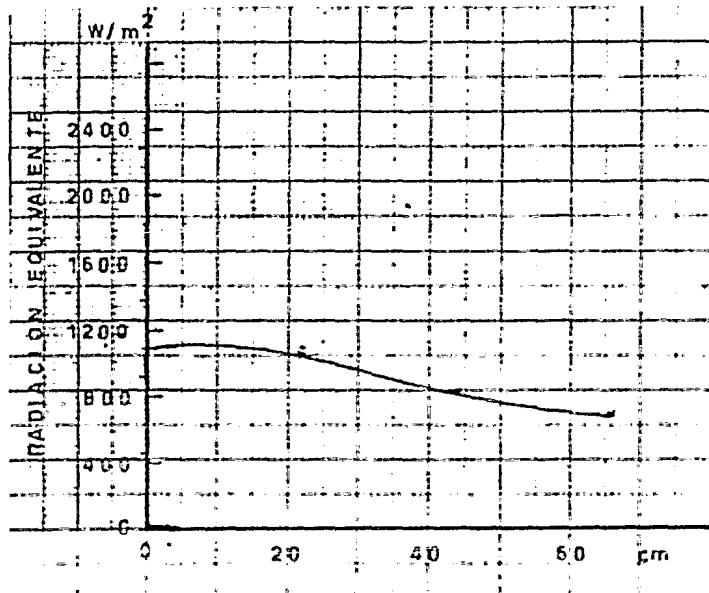
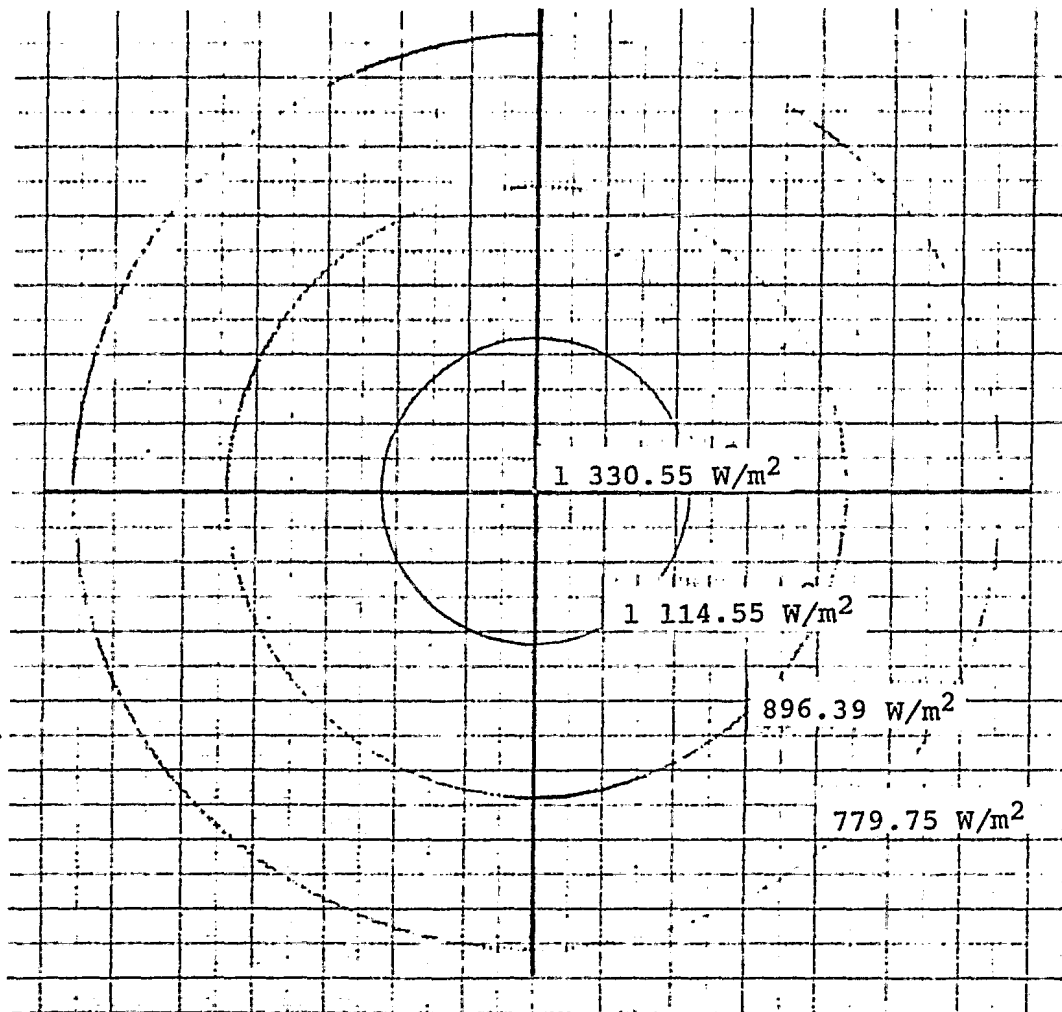


FIG. 5.9a Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 93.5$ cm
 con cilindros

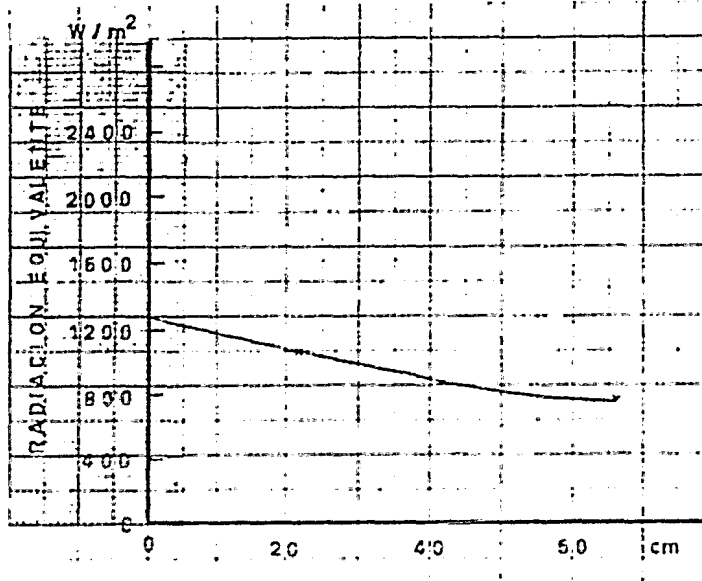
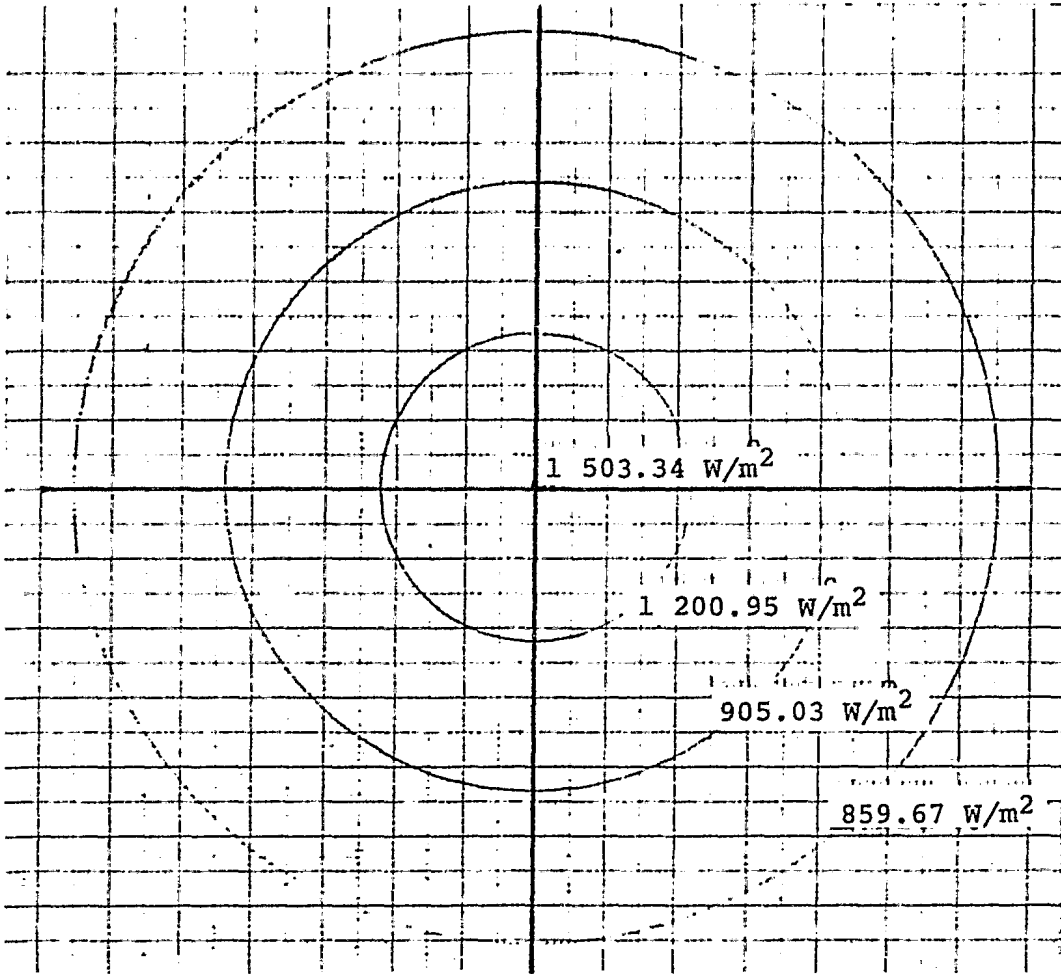


FIG. 5.9b Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 83.5$ cm
 Con cilindros

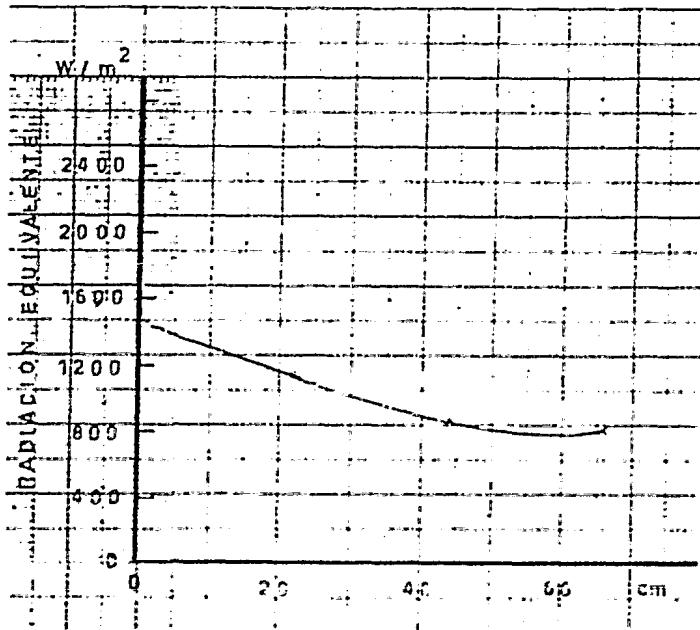
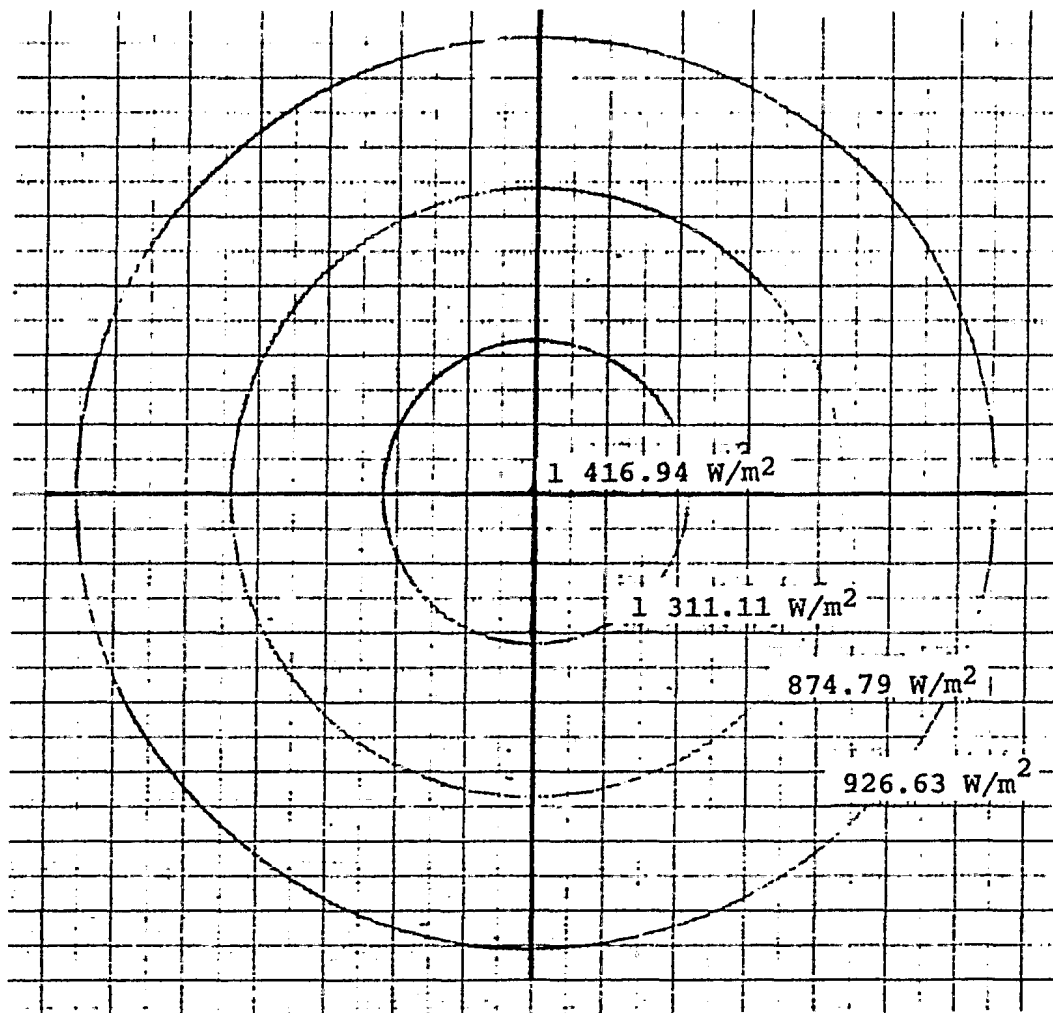


FIG. 5.9c Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 58°
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 73.5$ cm
 Con cilindros

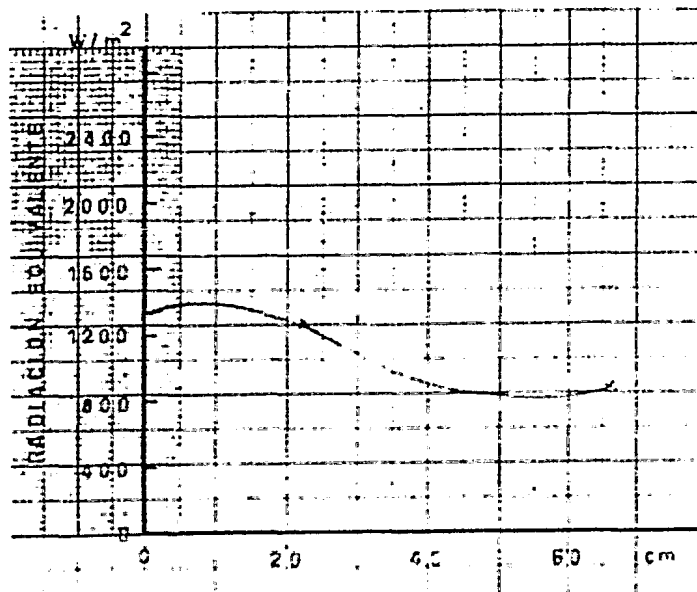
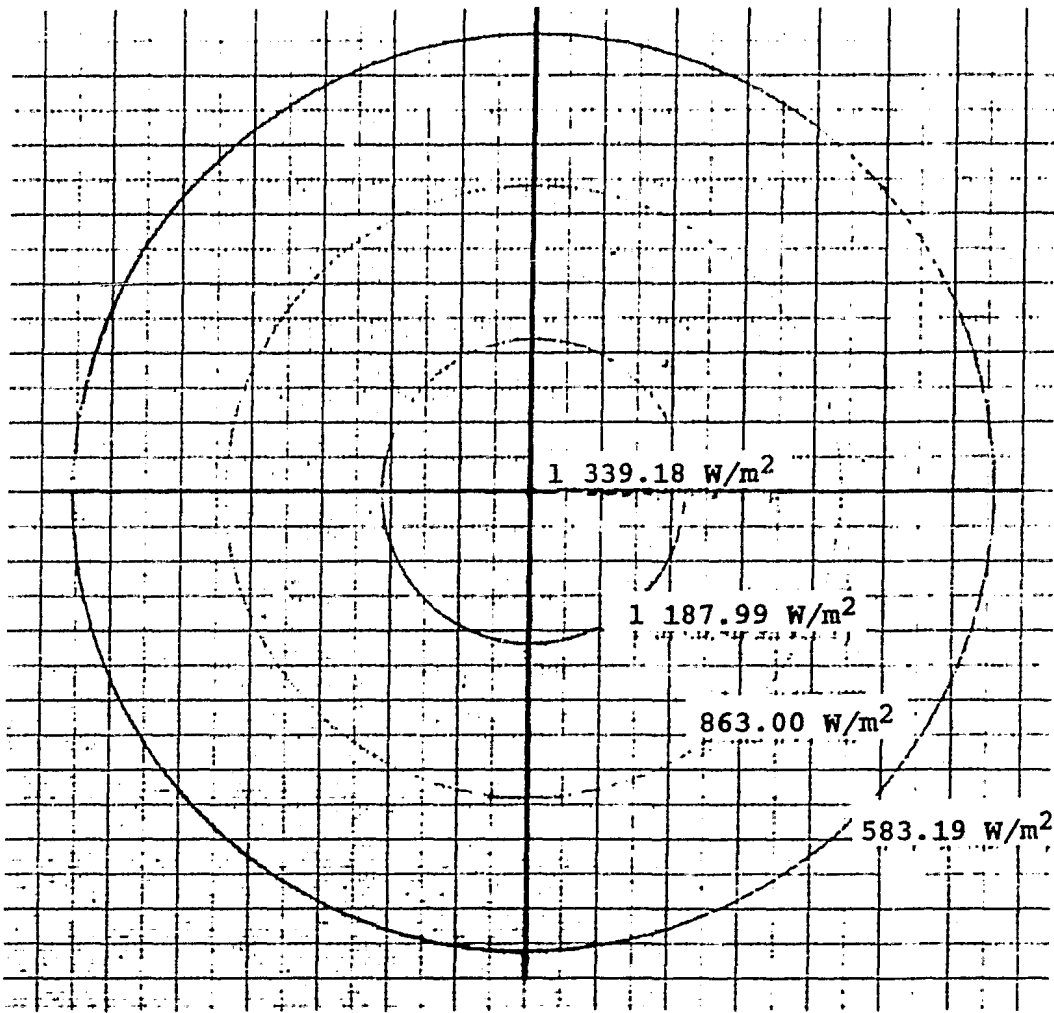


FIG. 5.9d Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$
 $\gamma' = 58^\circ$
 $H = 123.5 \text{ cm}$
 Sin cilindros

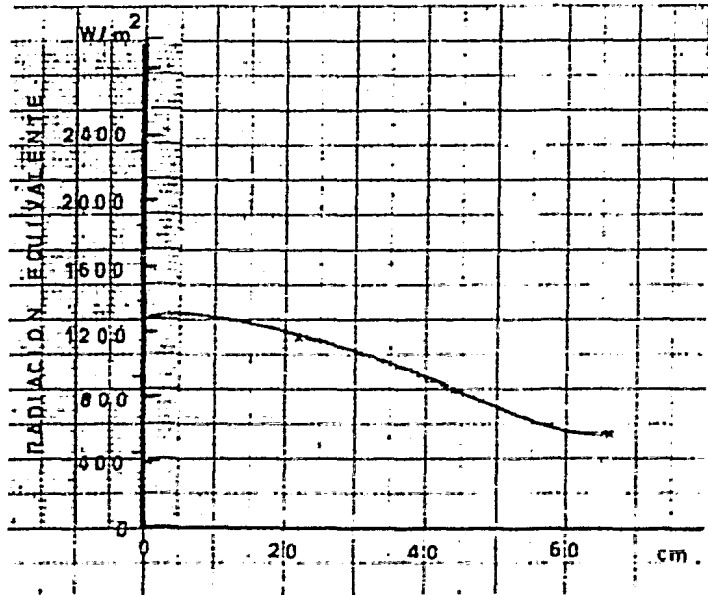
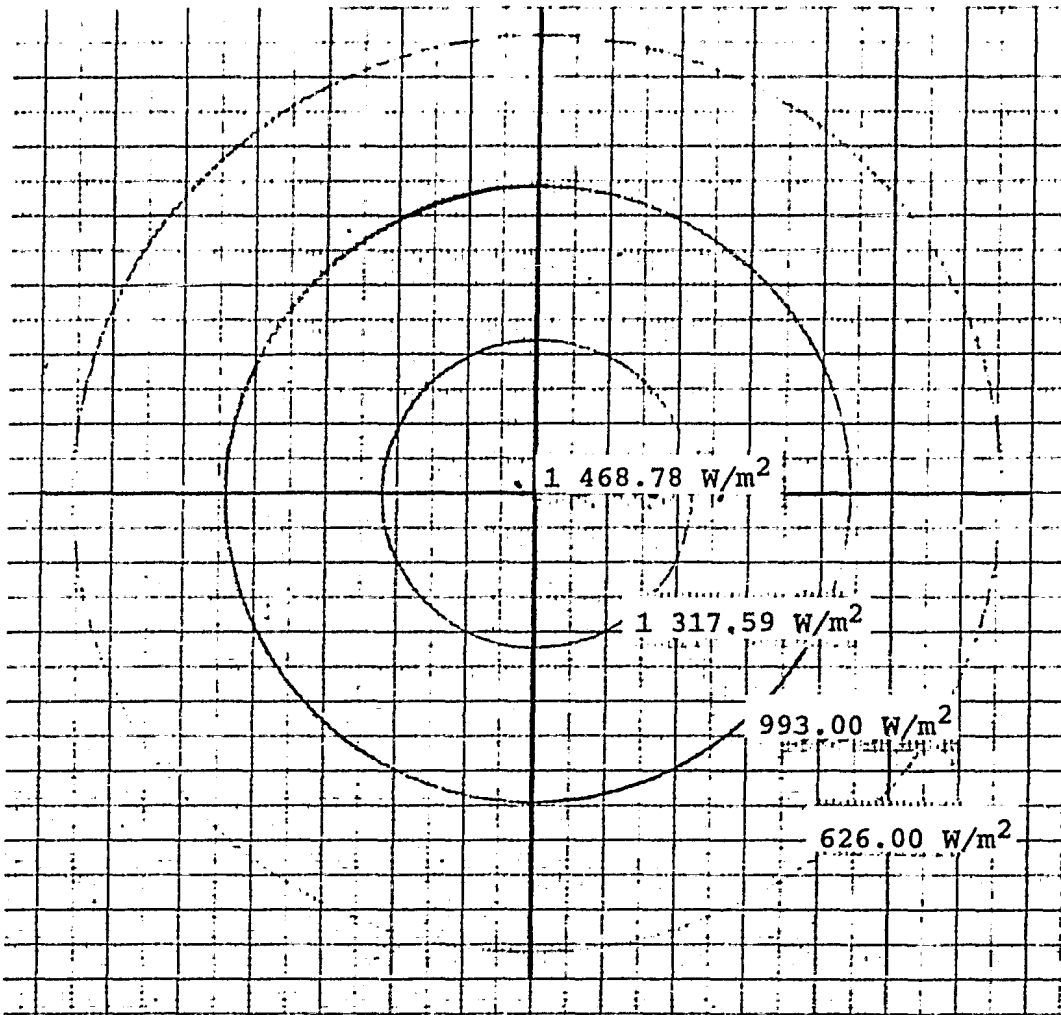


FIG. 5.9e Distribución de la radiación del simulador



Orientación

$\alpha' = 0^\circ$

$\beta' = 71.5^\circ$

$\gamma' = 58^\circ$

H = 112.5 cm

Sin cilindros

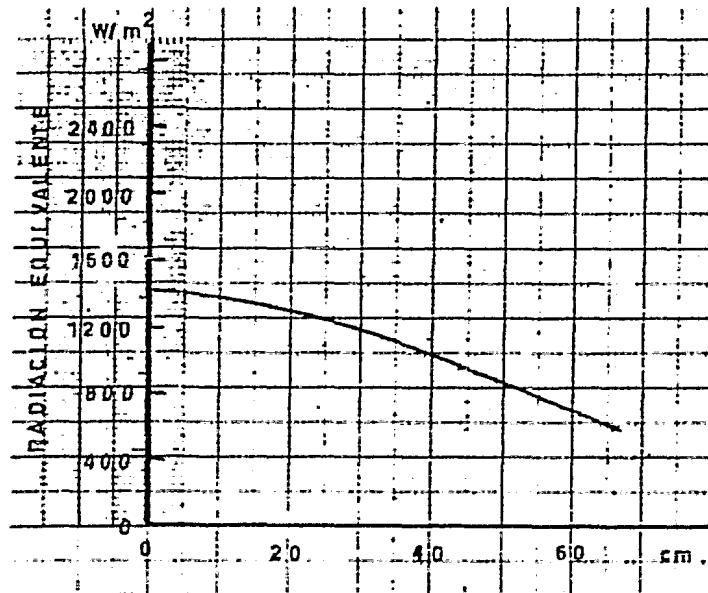
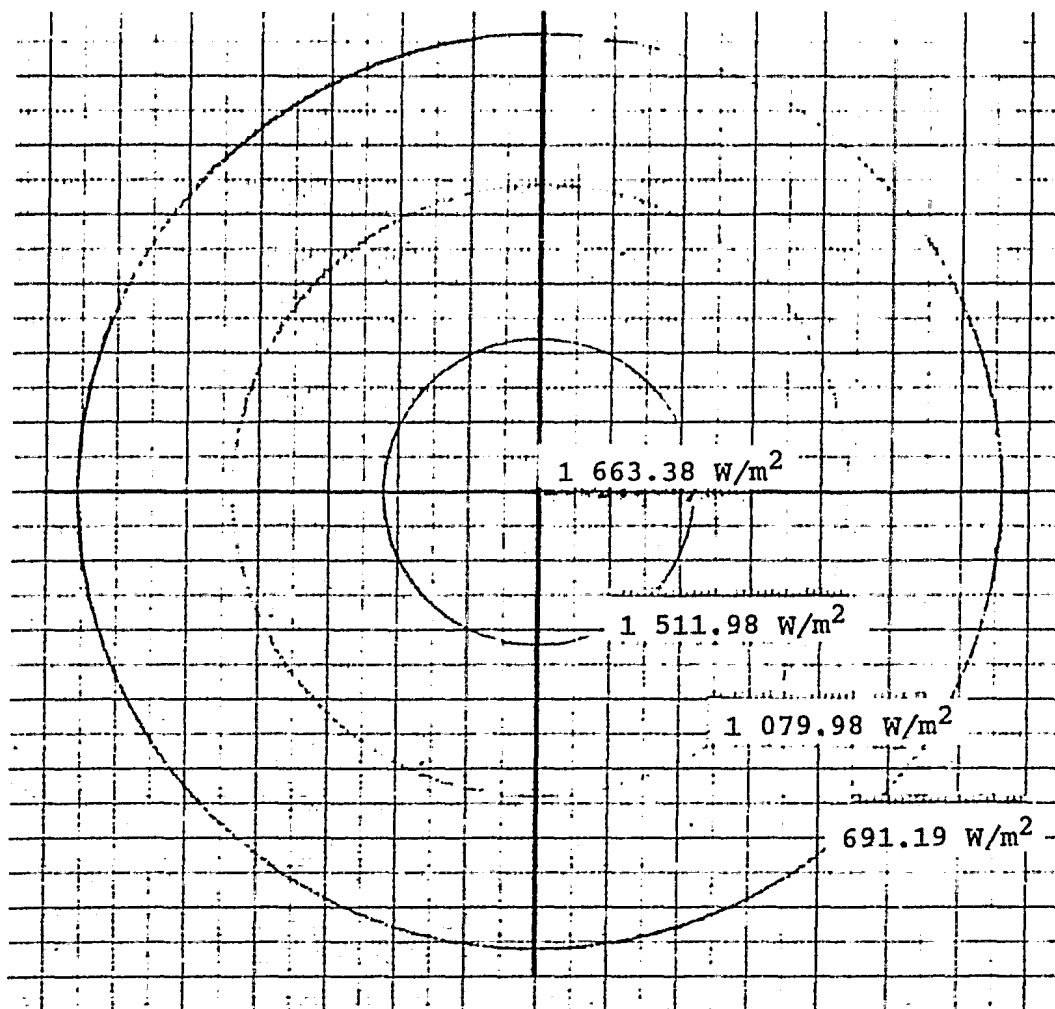


FIG. 5.9f Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$
 $\gamma' = 58^\circ$
 $H = 103.3 \text{ cm}$
 Sin cilindros

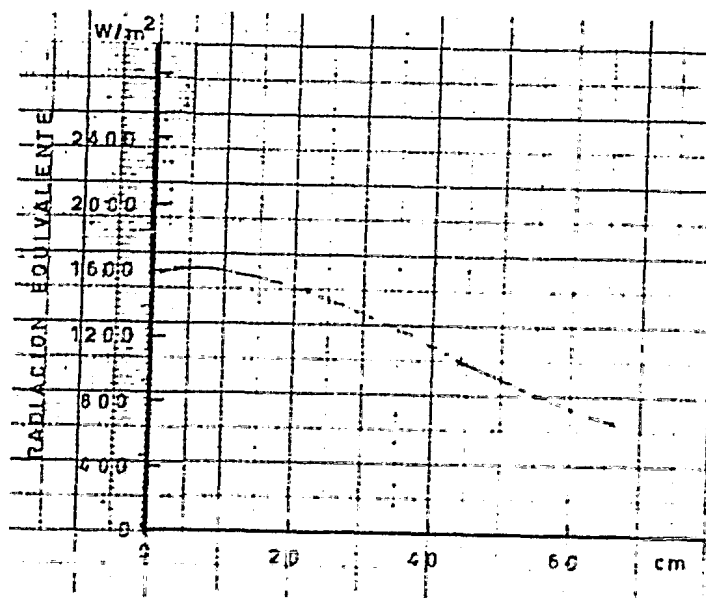
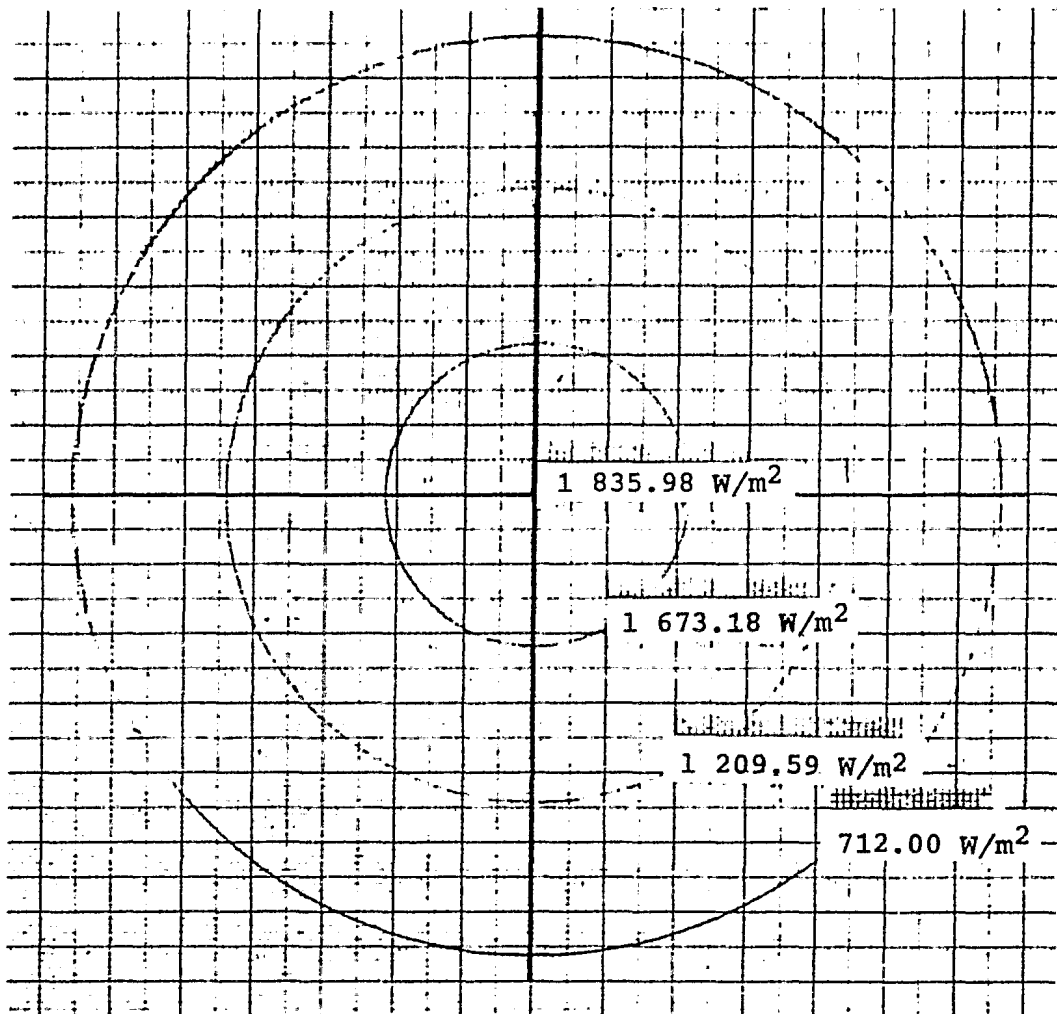


FIG. 5.9g Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$
 $\gamma' = 58^\circ$
 $H = 92.5 \text{ cm}$
 Sin cilindros

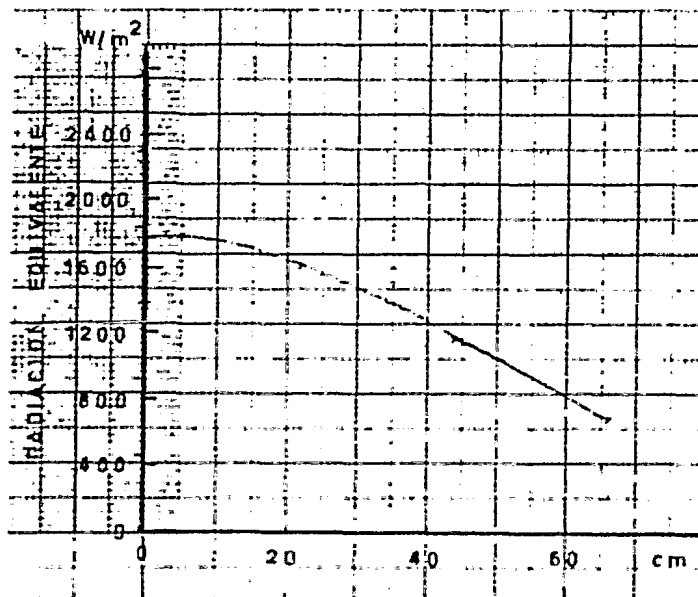
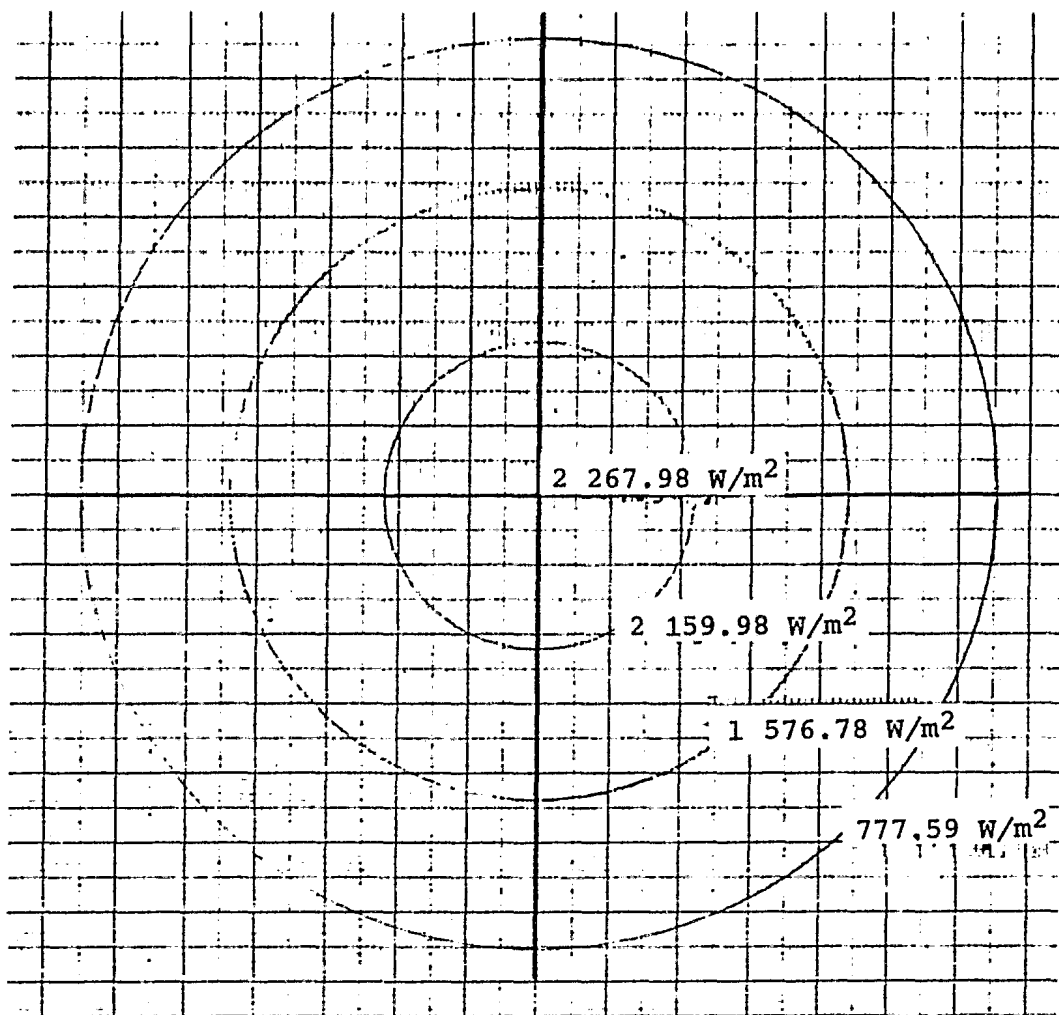


FIG. 5.9h Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$
 $\gamma' = 58^\circ$
 H = 73 cm
 Sin cilindros

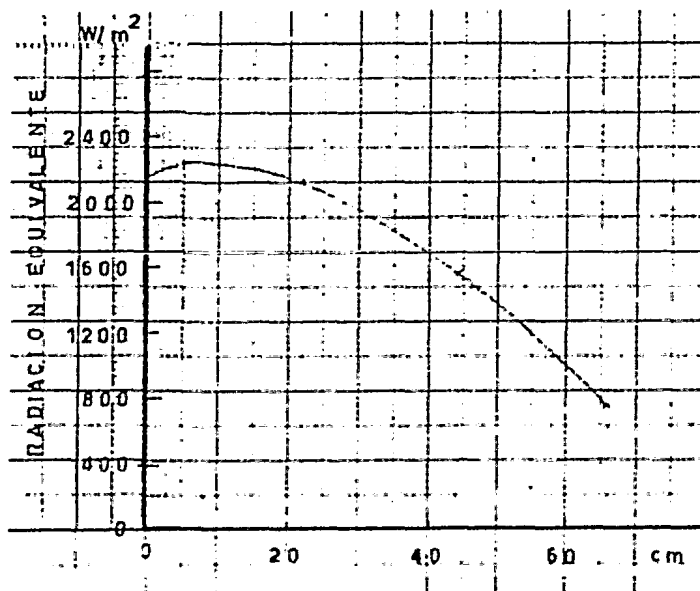
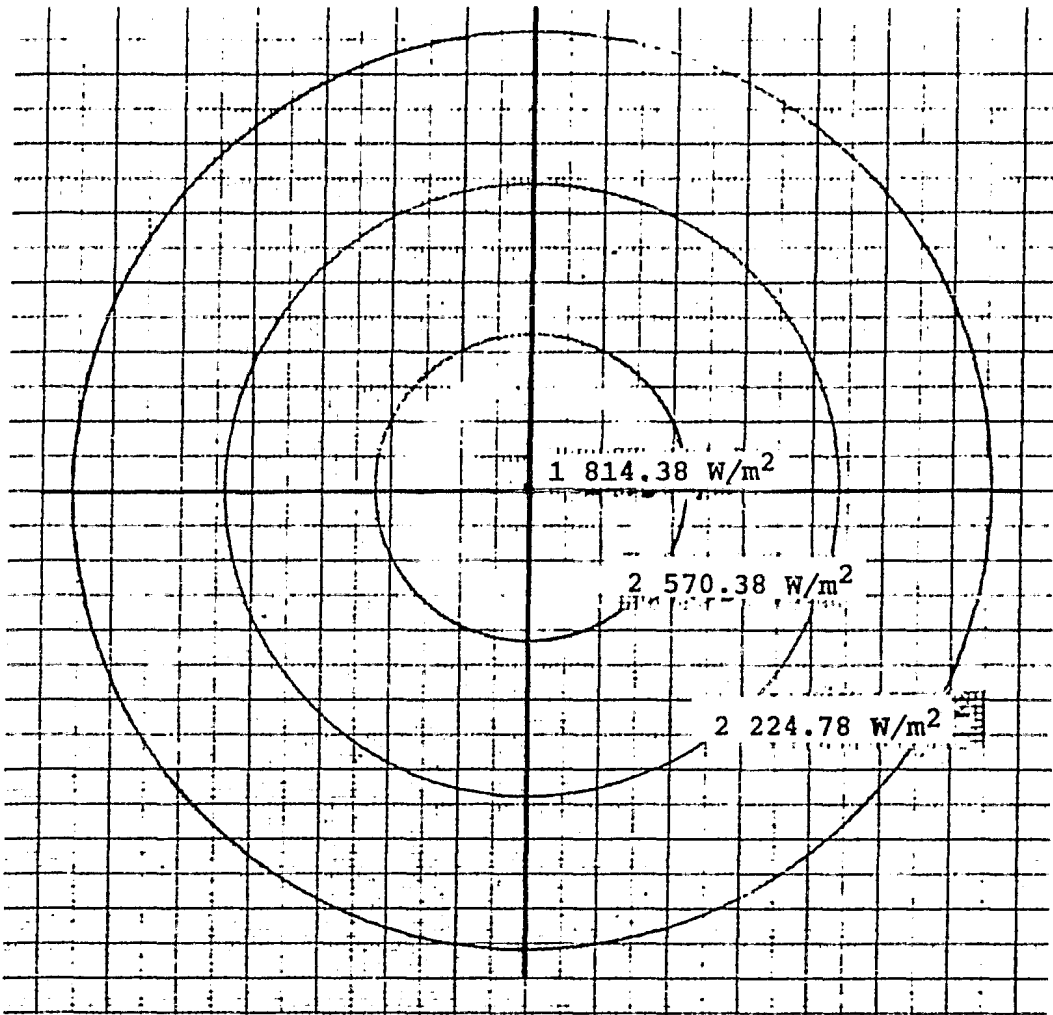


FIG. 5.9i Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$
 $\gamma' = 58^\circ$
 $H = 47 \text{ cm}$
 Sin cilindros

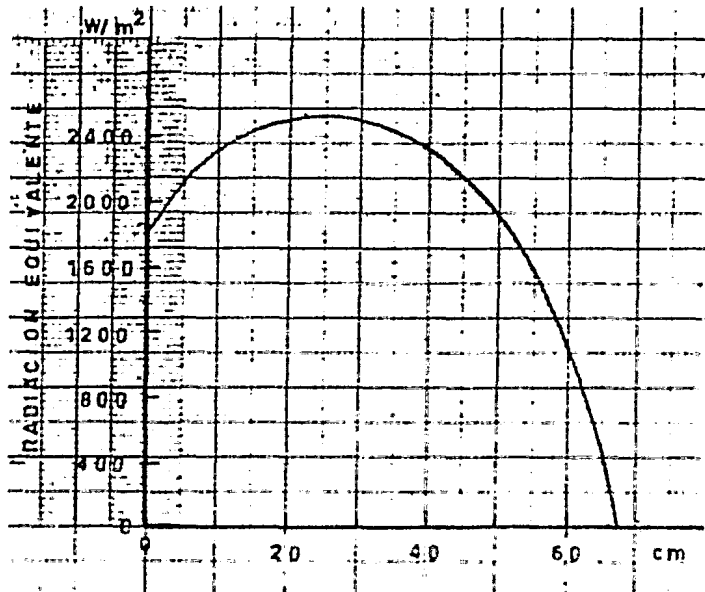
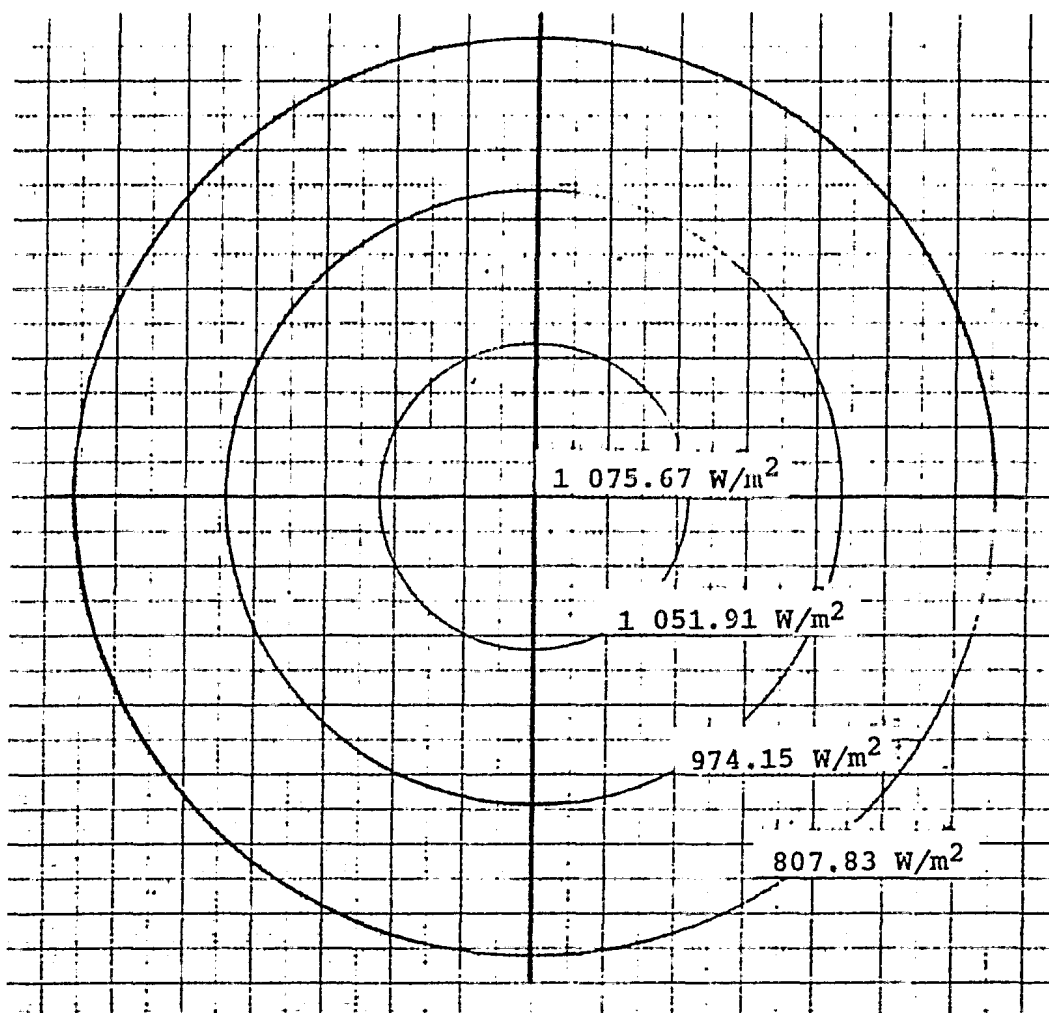


FIG. 5.9j Distribución de la radiación del simulador



Orientación

$\alpha' = 0^\circ$

$\beta' = 0^\circ$

$\gamma' = 0^\circ$

H = 103.5 cm.

Sin cilindros

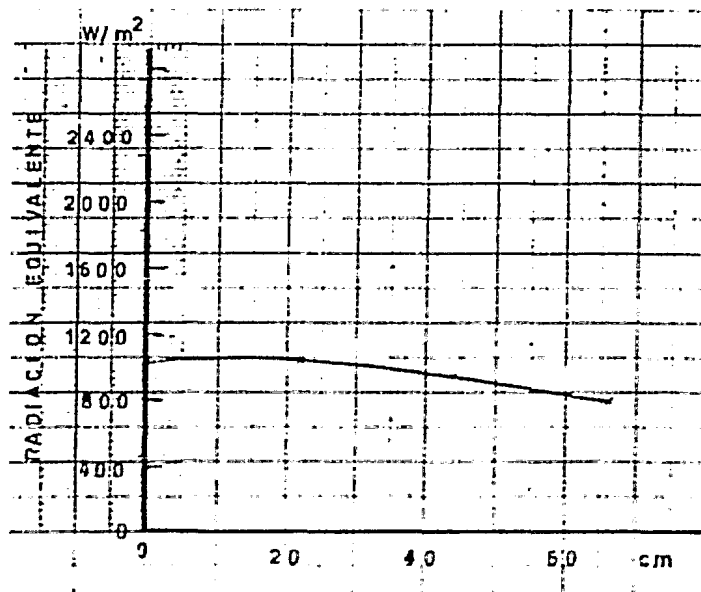
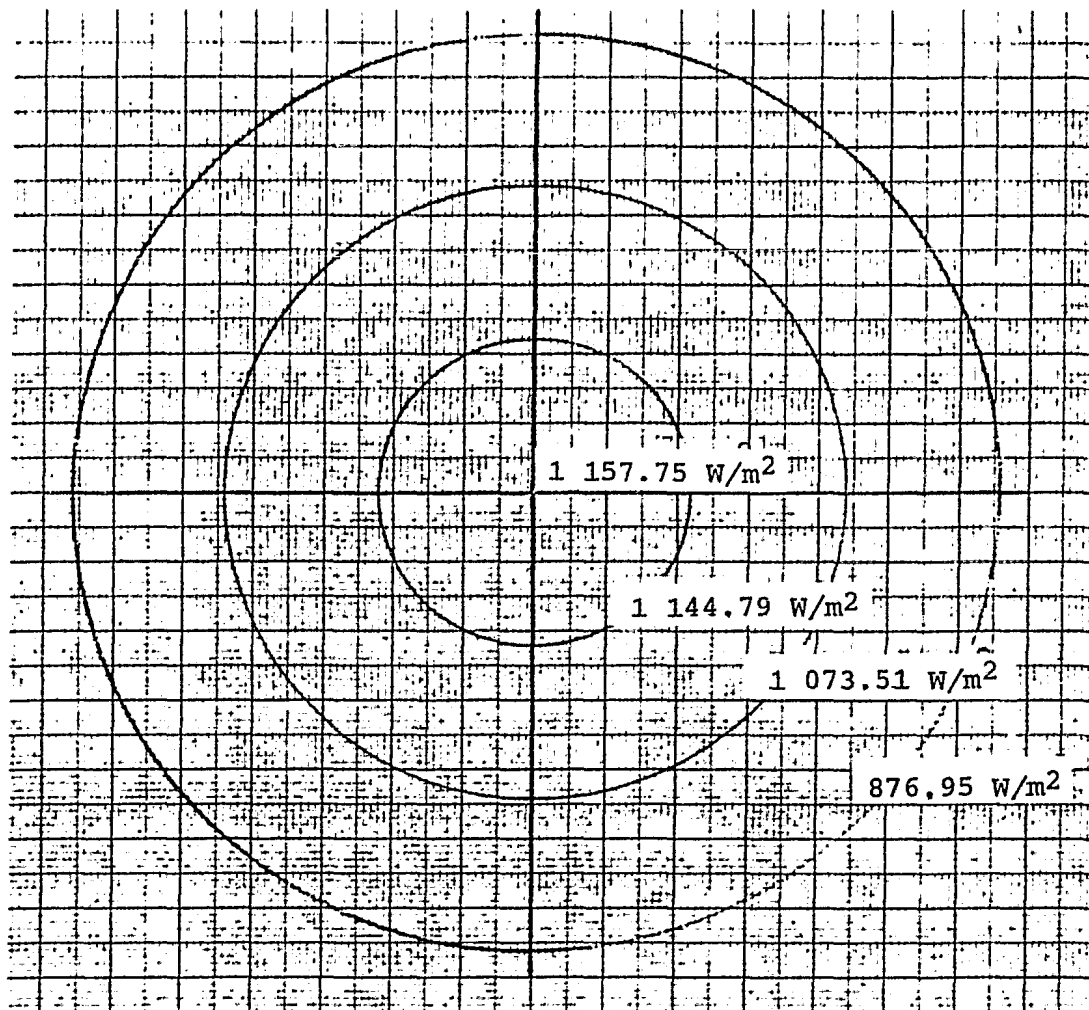


FIG. 5.9k Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 0^\circ$
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 93.5 \text{ cm}$
 Sin cilindros

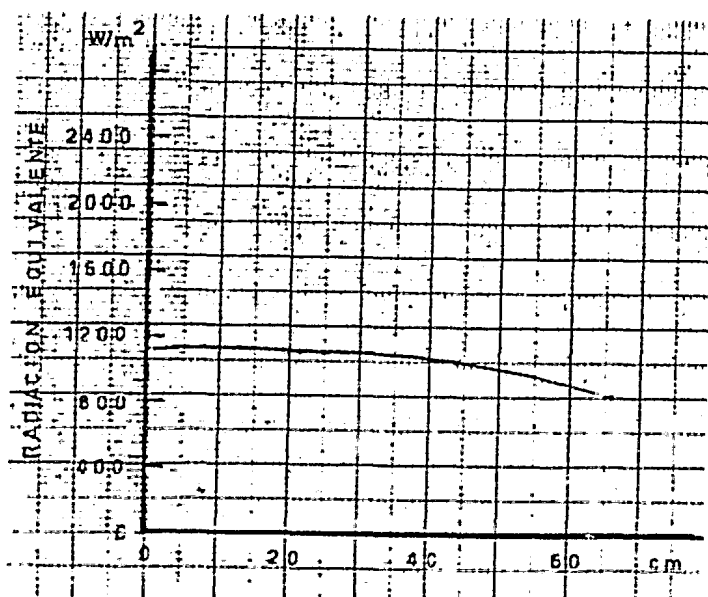
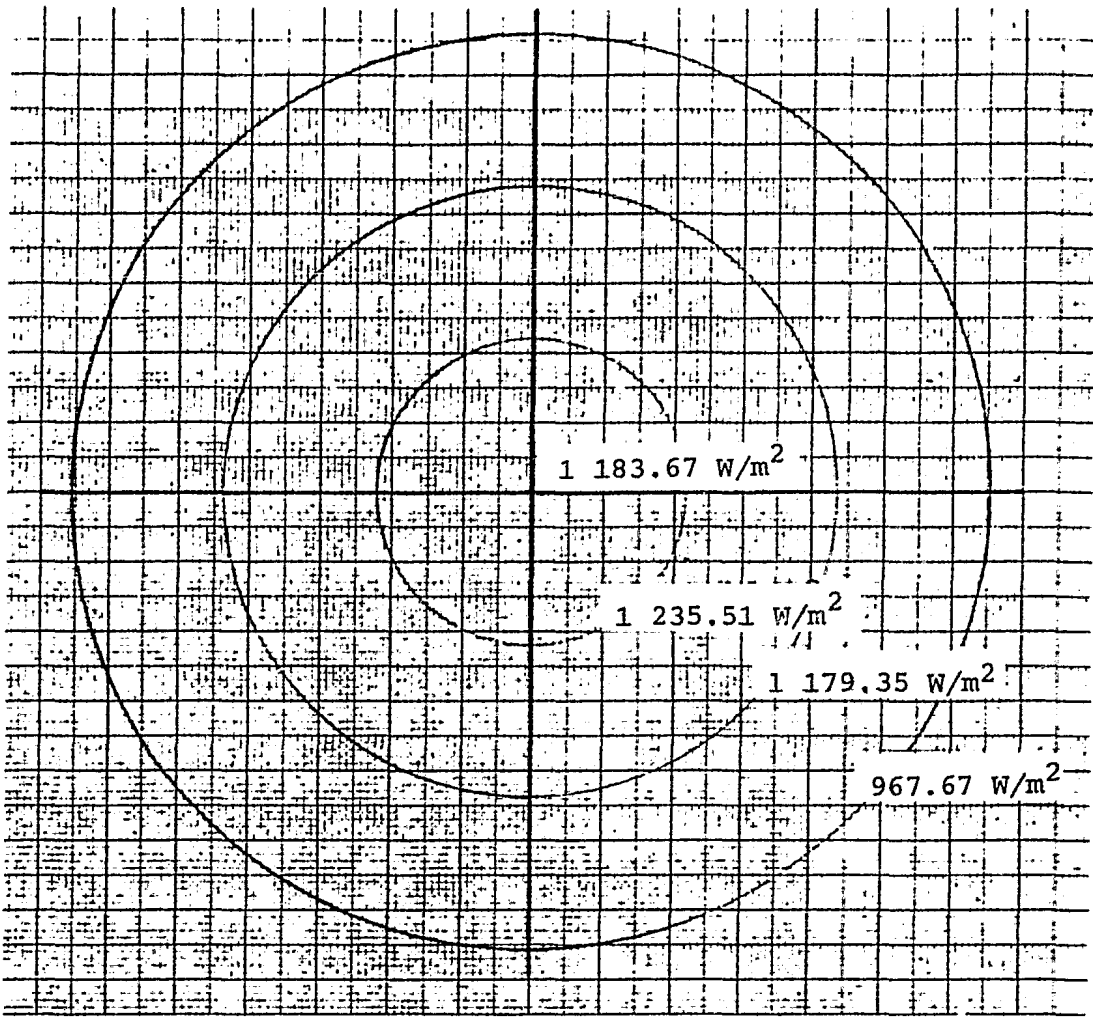


FIG. 5.91 Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 0^\circ$
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 83.5 \text{ cm}$
 Sin cilindros

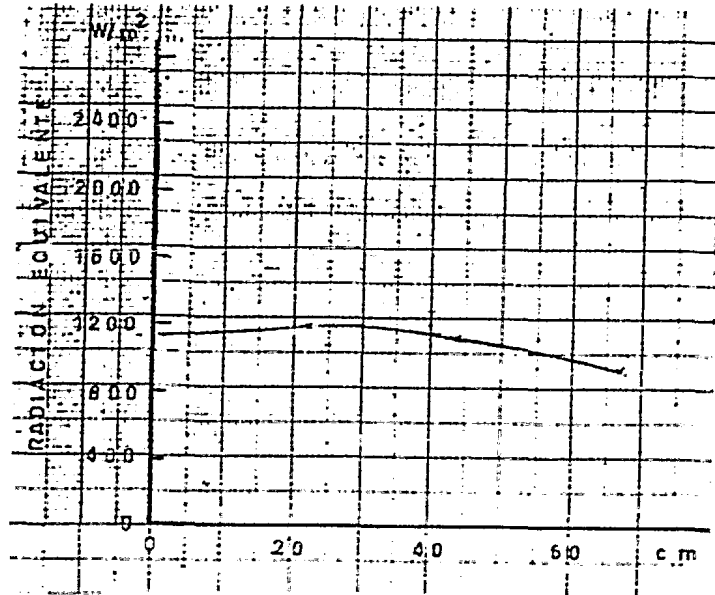
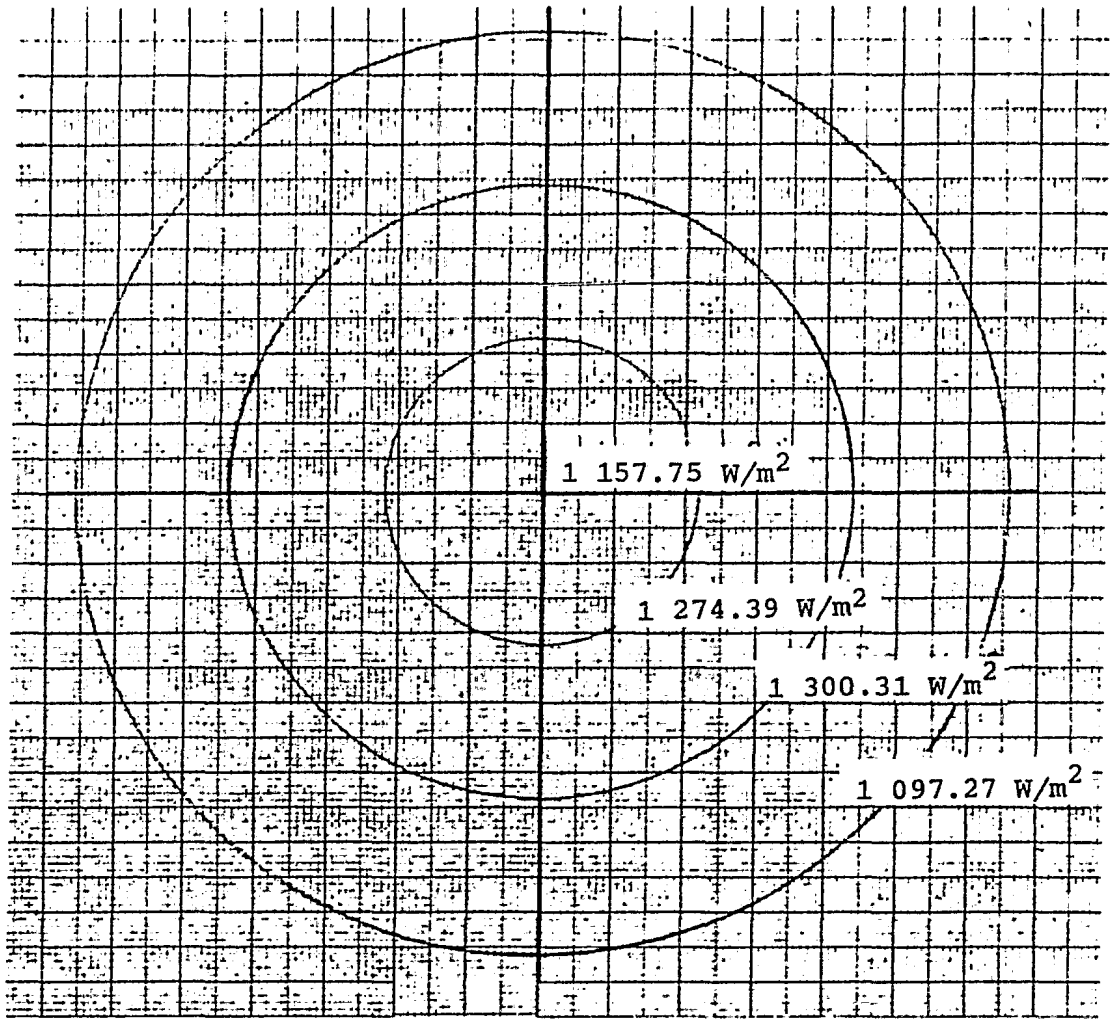


FIG. 5.9m Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 0^\circ$
 $\gamma' = 0^\circ$
 H = 73.5 cm
 Sin cilindros

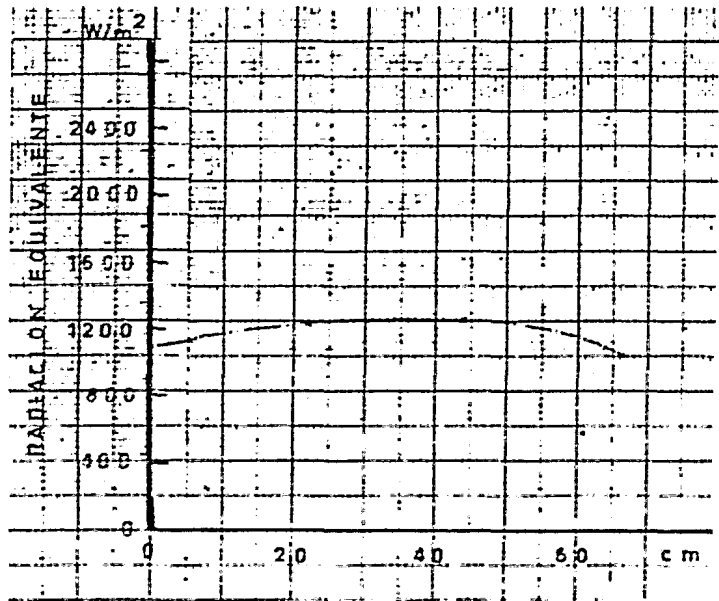
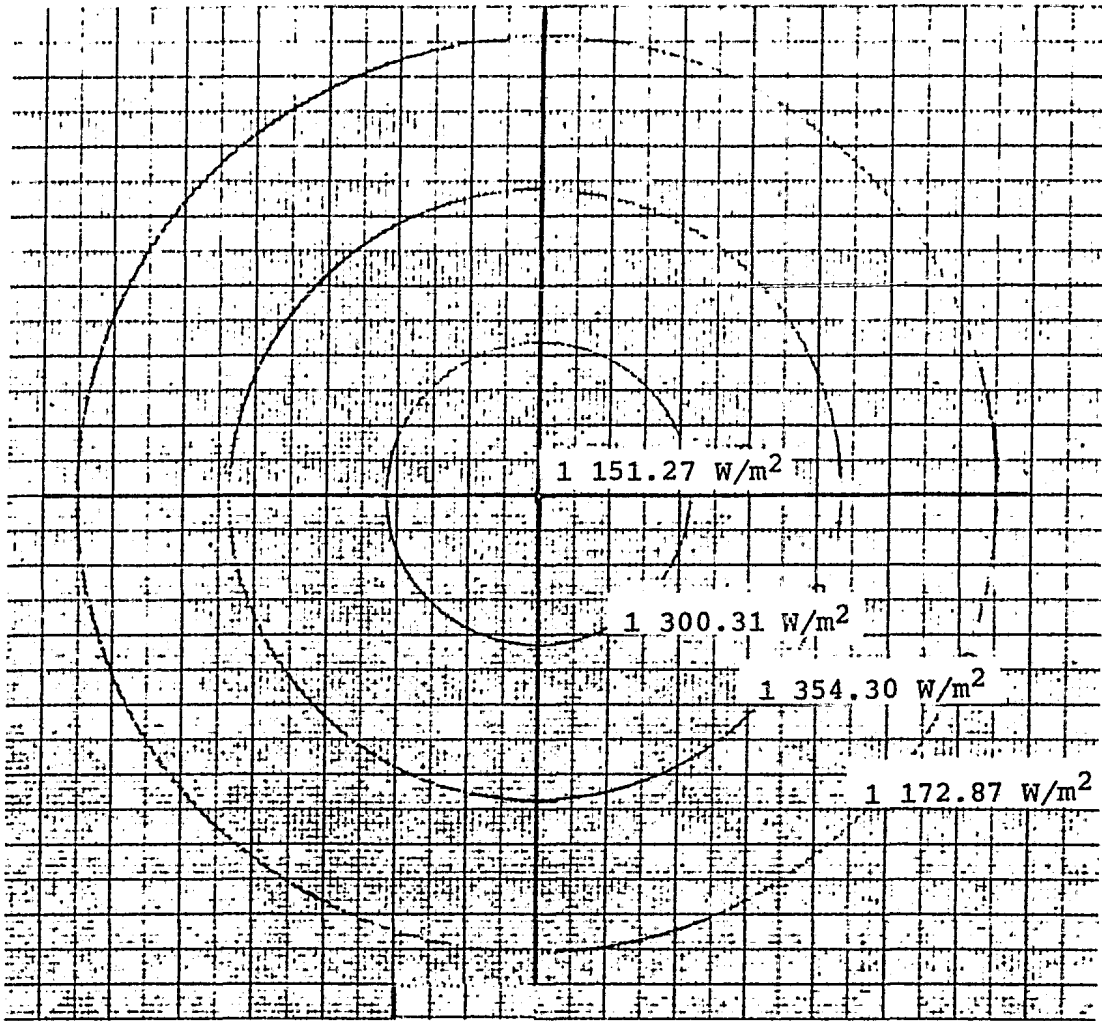


FIG. 5.9n Distribución de la radiación del simulador



Orientación

$\alpha' = 0^\circ$

$\beta' = 0^\circ$

$\gamma' = 0^\circ$

H = 67 cm

Sin cilindros

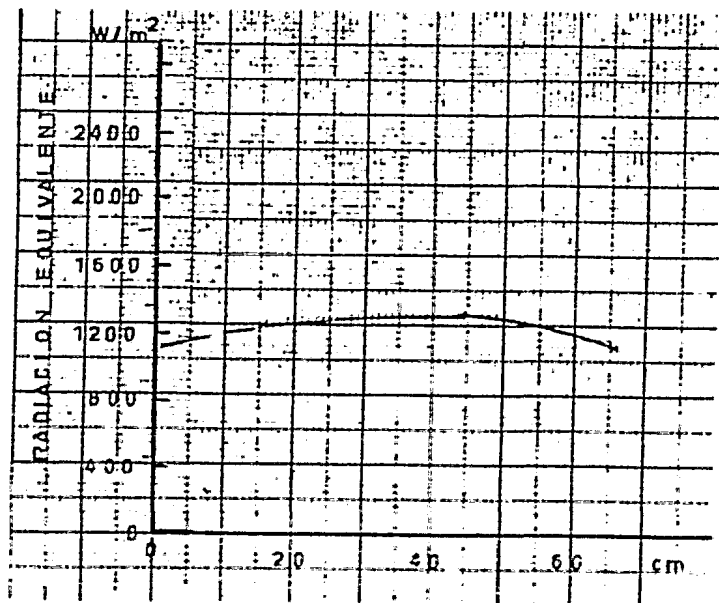
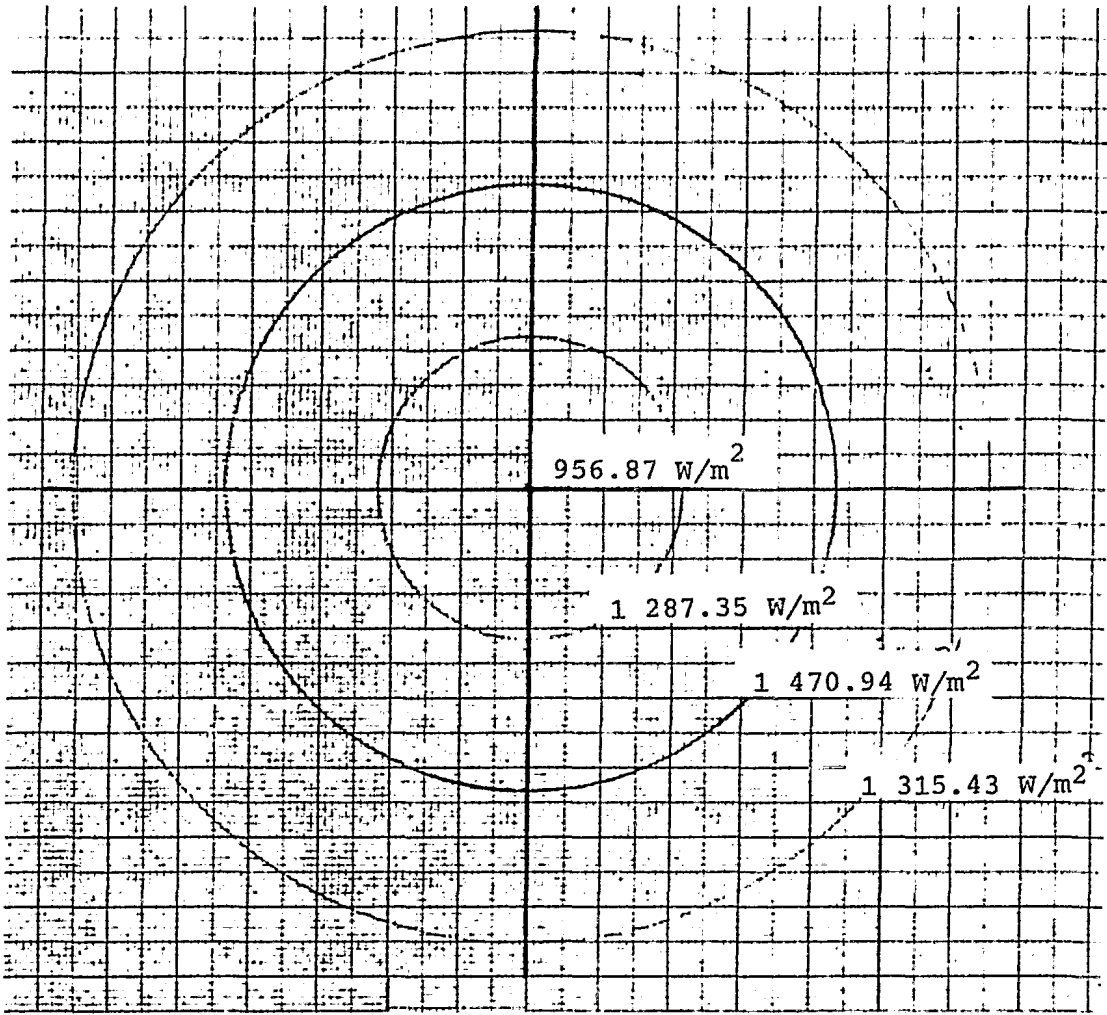


FIG. 5.9ñ Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 0^\circ$
 $\gamma' = 0^\circ$
 H = 57 cm
 Sin cilindros

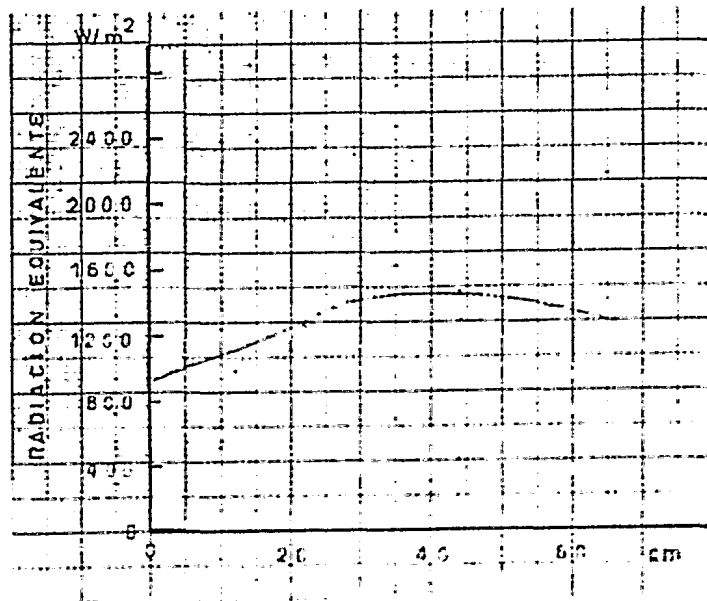
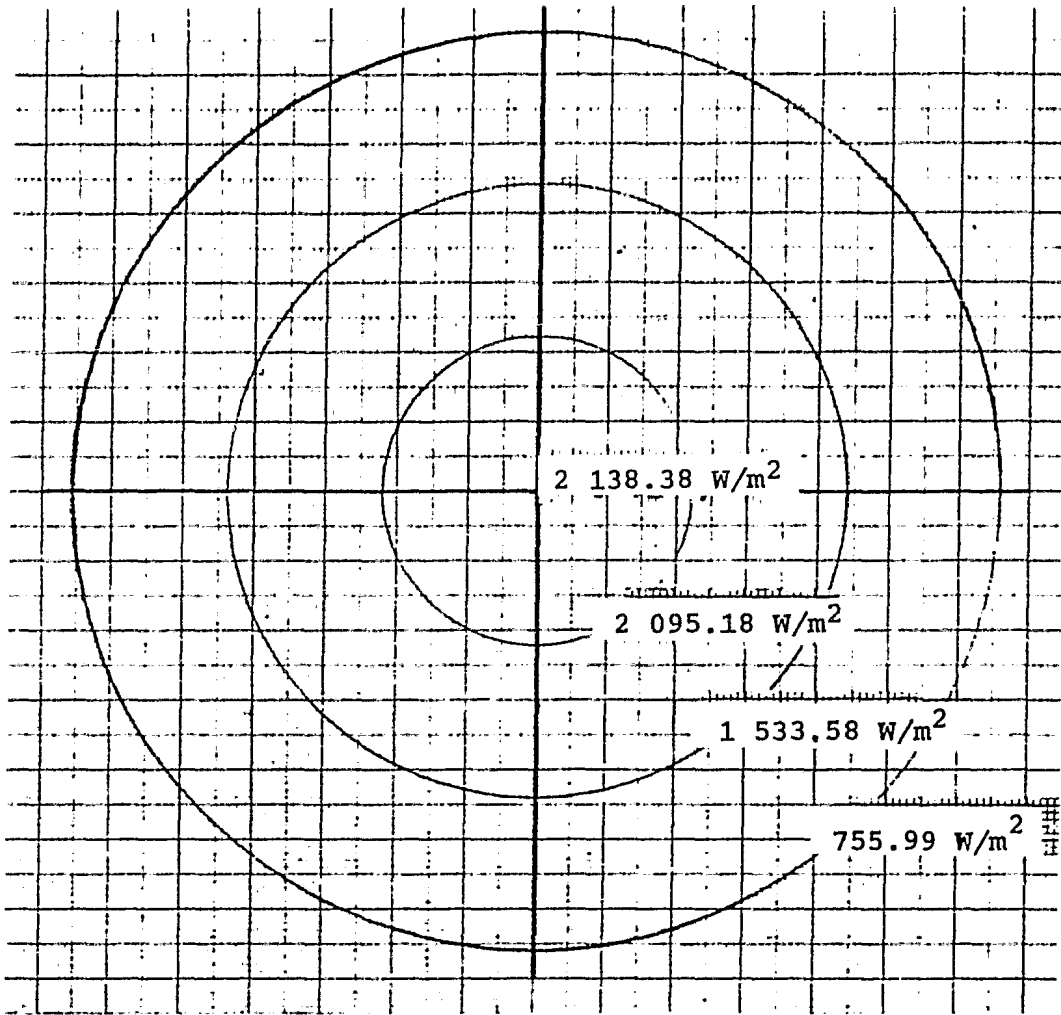


FIG. 5.9o Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 58^\circ$
 $H = 73$ cm
 Sin cilindros

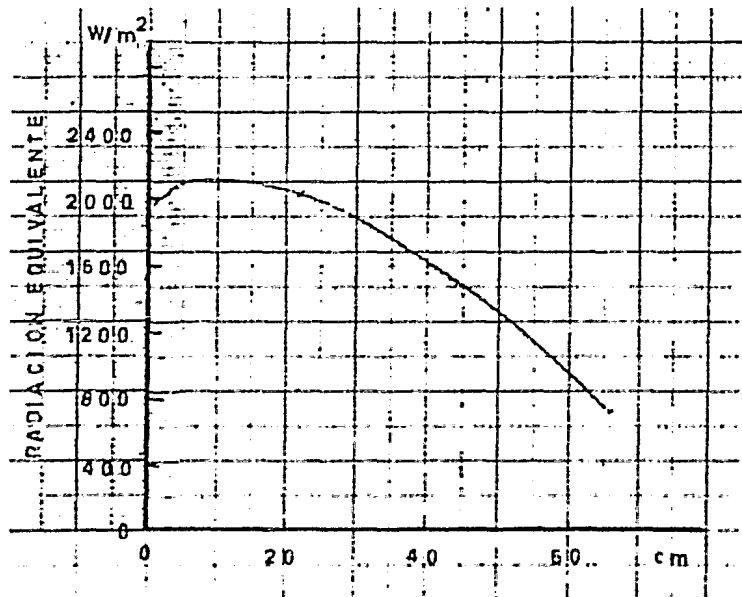
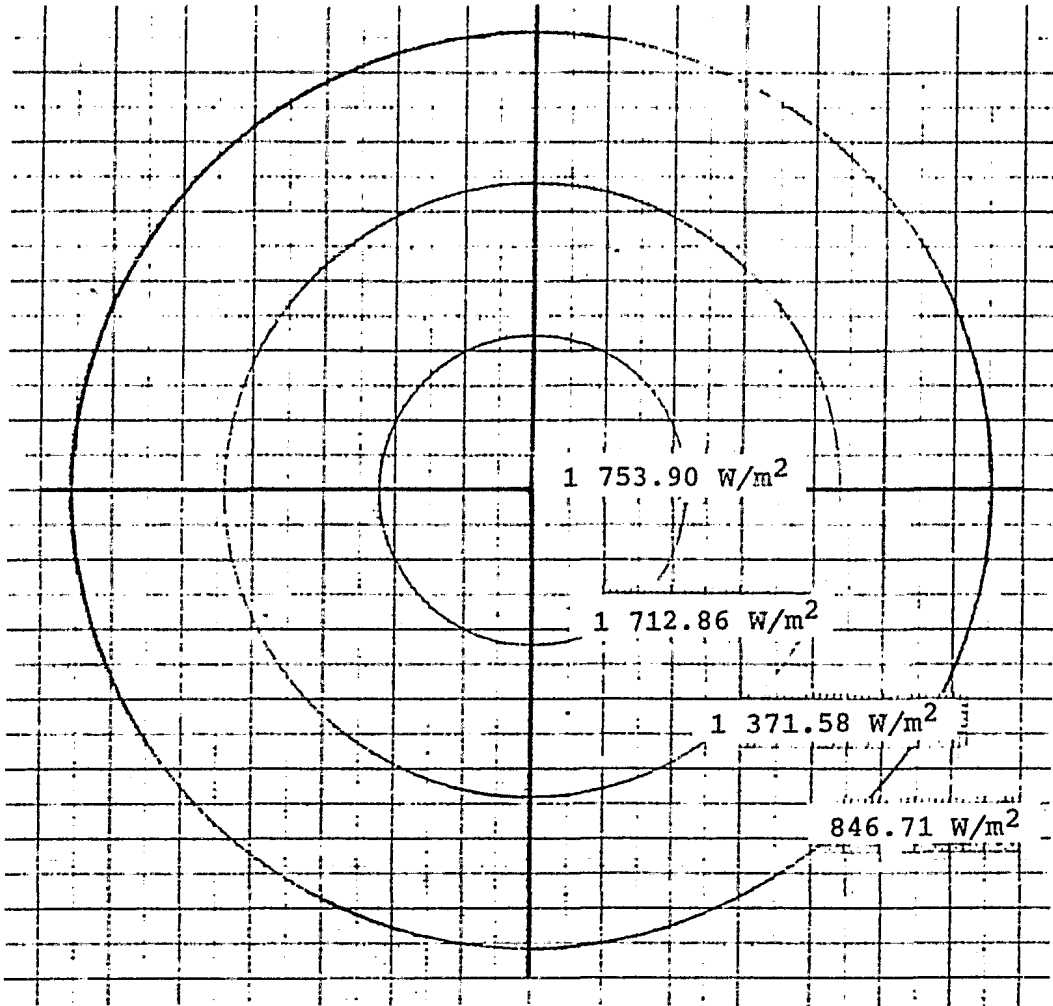


FIG. 5.9p Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 58^\circ$ y 0°
 alternados
 H = 73 cm
 Sin cilindros

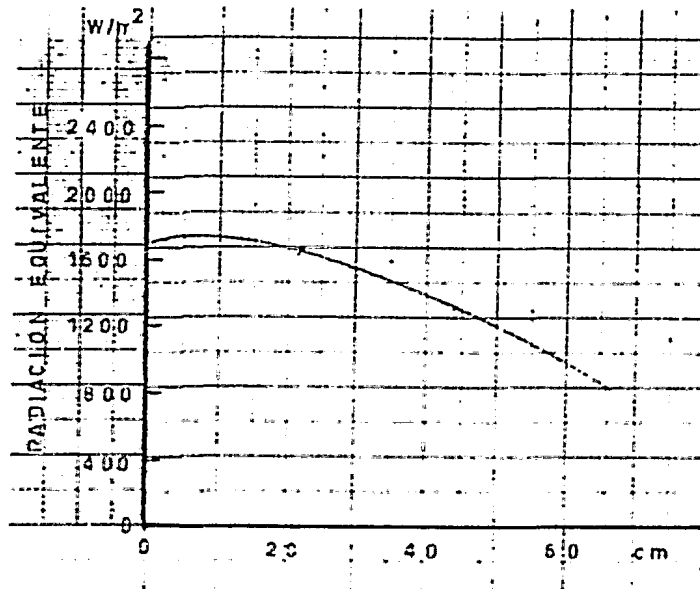
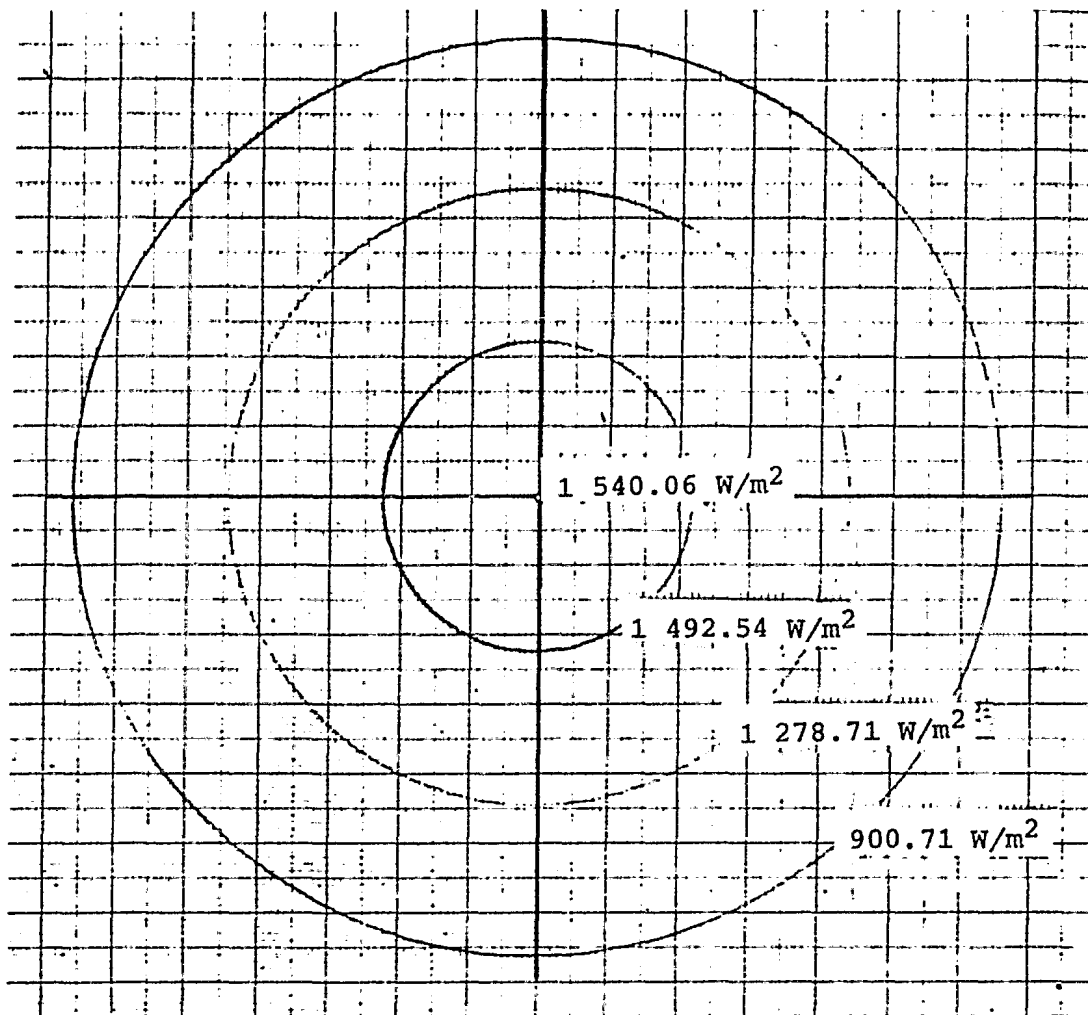


FIG. 5.9q Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 71.5^\circ$ y 0°
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 73$ cm
 Sin cilindros

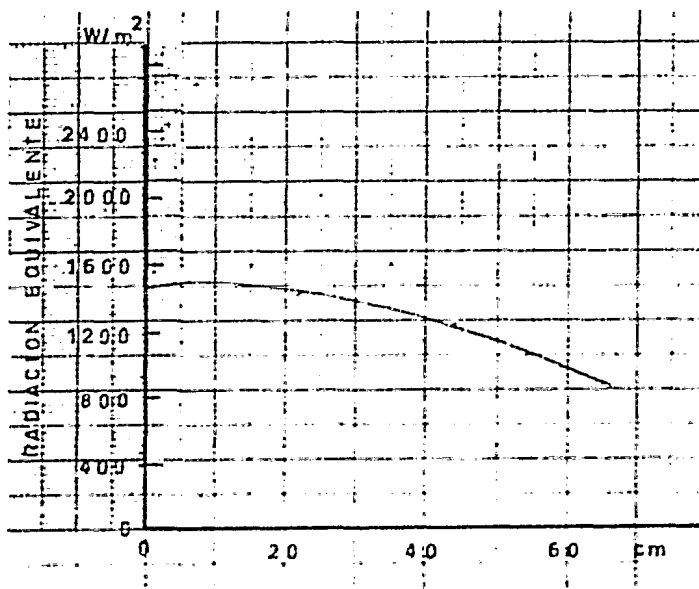
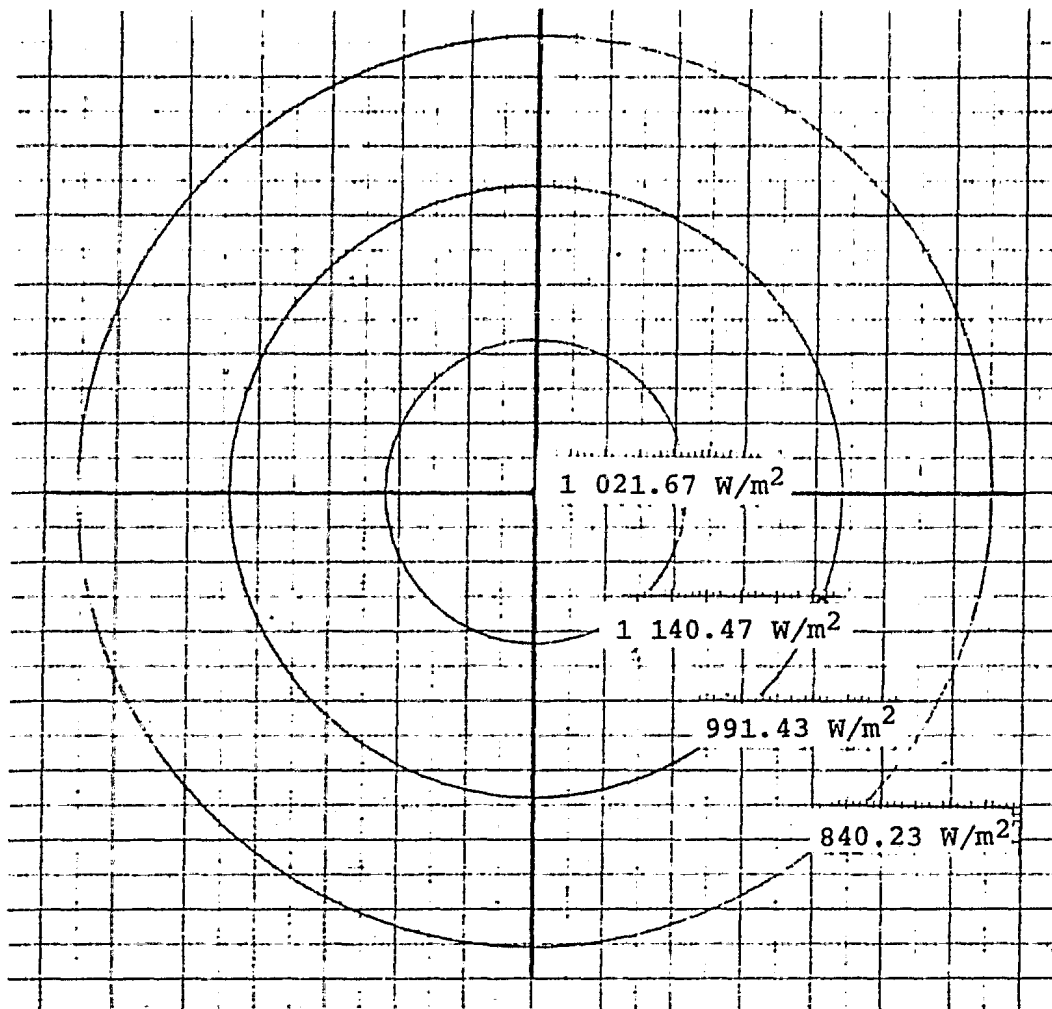


FIG. 5.9r Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = 0^\circ$
 $\gamma' = -13^\circ$
 $H = 73.5 \text{ cm}$
 Sin cilindros

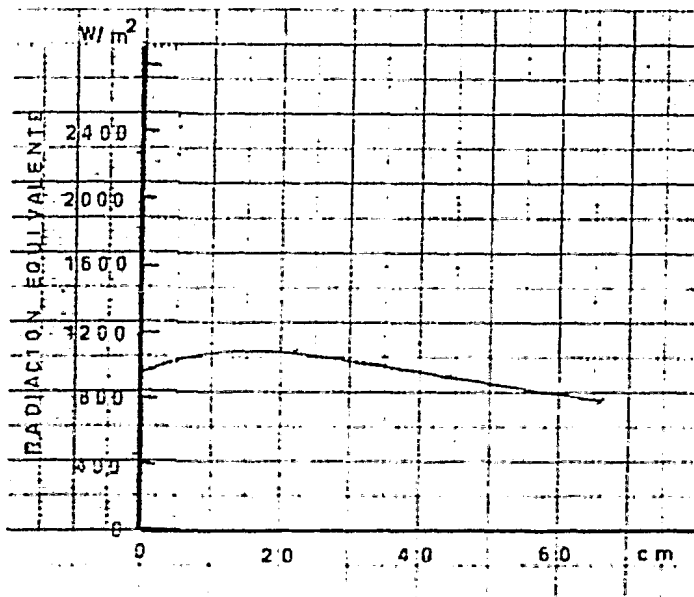
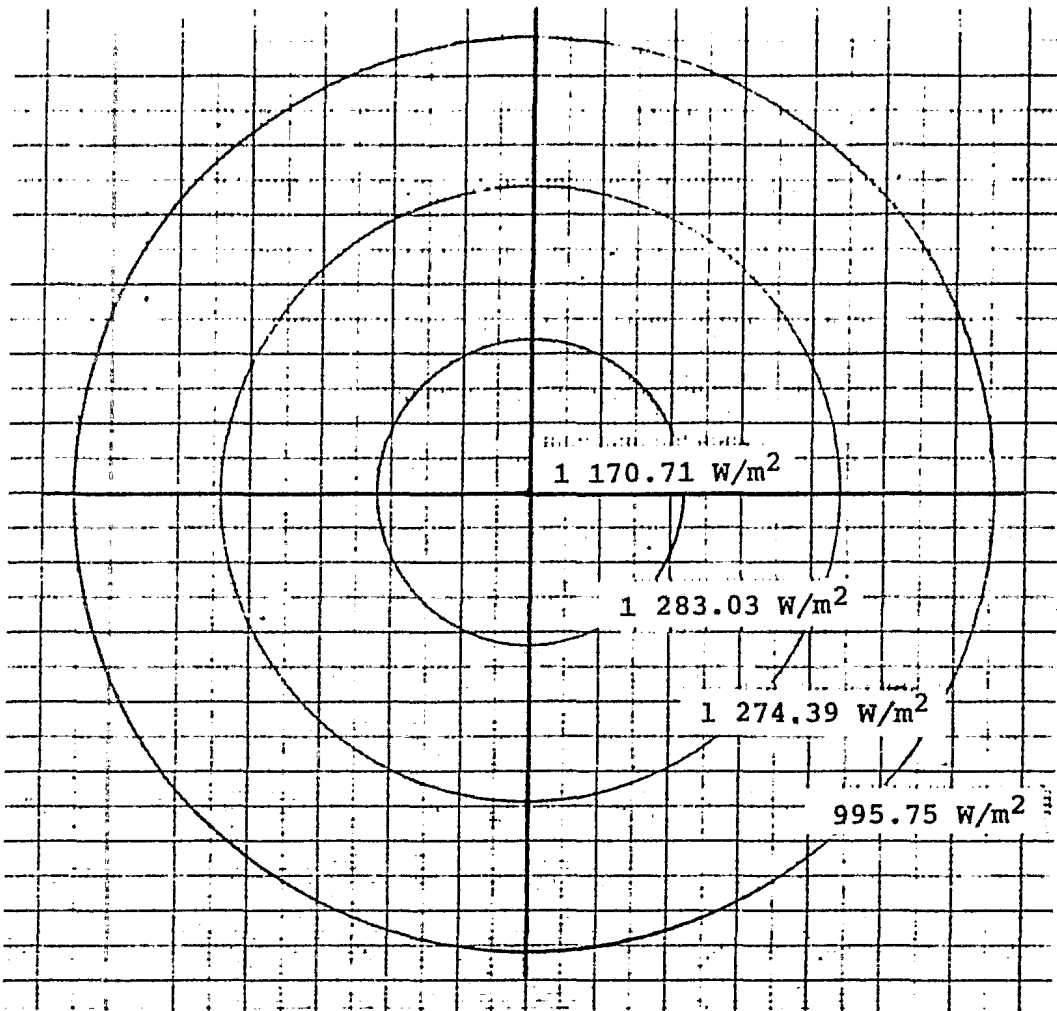


FIG. 5.9s Distribución de la radiación del simulador



Orientación
 $\alpha' = 0^\circ$
 $\beta' = +2^\circ \text{ y } - 2^\circ$
 alternados
 $\gamma' = 0^\circ$
 $H = 66.5 \text{ cm}$
 Sin cilindro

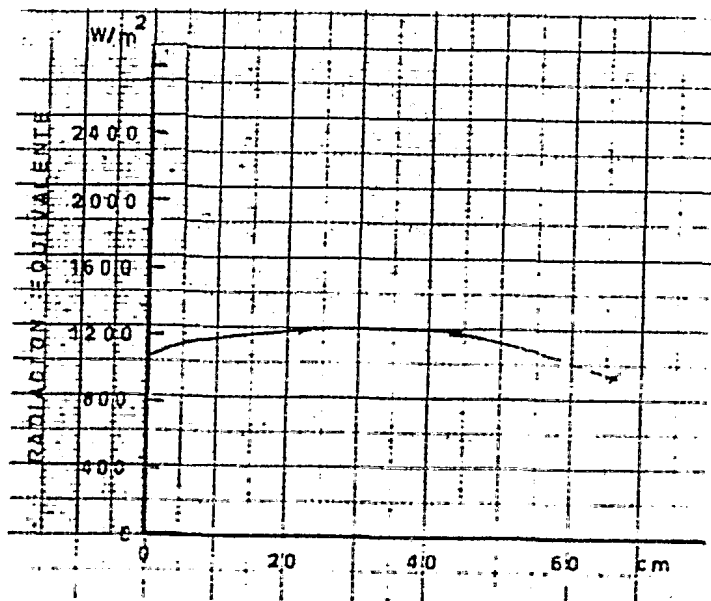


FIG. 5.9t Distribución de la radiación del simulador

lindros con una orientación diferente. Se puede observar que la radiación es más uniforme; sin embargo, la intensidad deseada es de 1023.55W/m^2 de radiación equivalente que solo se alcanza cuando la altura del simulador es menor a 83.5 cm. Por tal motivo se hicieron pruebas adicionales a esa altura y a 66.5 cm, variando la posición de las lámparas para encontrar una mayor uniformidad. Se observó que la mayor uniformidad (obteniéndose también la intensidad requerida) se alcanzaba a 73.5 cm (gráfica 5.9n).

Para hacer pruebas en captadores planos con el simulador éste se encuentra en un cuarto acondicionado con dos extractores de aire y un ventilador, lo que permite tener cierto control de la temperatura ambiente.

5.5 COSTO DEL SIMULADOR

Con el fin de dar una idea de la magnitud de la inversión requerida para efectuar una instalación como la que aquí se reporta, se anotan en seguida los costos más importantes y el total gastado, poco mayor a \$ 92,000.00 de octubre de 1982. No se incluye la obra civil. Nótese que el simulador solar en sí costó unos \$ 30,000.00 .

lindros con una orientación diferente. Se puede observar que la radiación es más uniforme; sin embargo, la intensidad deseada es de 1023.55W/m^2 de radiación equivalente que solo se alcanza cuando la altura del simulador es menor a 83.5 cm. Por tal motivo se hicieron pruebas adicionales a esa altura y a 66.5 cm, variando la posición de las lámparas para encontrar una mayor uniformidad. Se observó que la mayor uniformidad (obteniéndose también la intensidad requerida) se alcanzaba a 73.5.cm (gráfica 5.9n).

Para hacer pruebas en captadores planos con el simulador éste se encuentra en un cuarto acondicionado con dos extractores de aire y un ventilador, lo que permite tener cierto control de la temperatura ambiente.

5.5 COSTO DEL SIMULADOR

Con el fin de dar una idea de la magnitud de la inversión requerida para efectuar una instalación como la que aquí se reporta, se anotan en seguida los costos más importantes y el total gastado, poco mayor a \$ 92,000.00 de octubre de 1982.No se incluye la obra civil. Nótese que el simulador solar en sí costó unos \$ 30,000.00 .

Artículo	Cantidad	Costo unitario (\$)	Total (\$)
Lámparas (General Electric)	28	304.00	8512.00
Portalámparas de porcelana	28	39.30	1100.40
Clavijas	28	27.00	756.00
Contactos	28	38.50	1078.00
Placas para contacto	14	53.50	749.00
Apagadores de cola	14	35.00	490.00
Cable duplex No.14	84m	\$9.00/m	756.00
Lámina de Aluminio de 1/16'' de espesor (Cilindros)	5m ²		5374.30
Lámina de 1/16'' de espesor (portacilindros)	0.63m ²		1142.75
Tubo de 1'' de diámetro de fierro comercial (eje)	3m		165.90
Angulo de 1'' de lado por 3/16'' de espesor	14.8m	\$30.00/kg	888.00
Sistema de extracción de aire y ventilador	1	61875.00	61875.00
otros			<u>883.20</u>
		SUBTOTAL	83770.55
		10% I.V.A.	<u>8377.05</u>
		T O T A L	92147.60

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Las conclusiones que se pueden derivar de este trabajo en forma resumida, son las siguientes:

1. La naturaleza de la radiación térmica está íntimamente relacionado con la fuente de la radiación y con la naturaleza de esa fuente. Es esa característica de la fuente la que debe, entonces reproducirse. Las lámparas de filamento de tungsteno, como se vio, tienen un espectro continuo de radiación parecido al solar que es continuo también, por lo cual son esas las lámparas adecuadas para construir un simulador de efectos solares.

2. Se observa también que, ya que el espectro de radiación - que emiten esas lámparas es parecido al solar (Fig 5.2) también desde este punto de vista son las lámparas de filamento de tungsteno las más adecuadas.

3. Como se apuntó en su oportunidad, el vidrio de la cubierta de los captadores solares, que se estudiarón en el simulador, es transparente en la banda de longitudes de onda de $0.3 \mu\text{m}$ a $2.7 \mu\text{m}$. Como se dijo antes, cuando los rayos de las lámparas se dirigen sobre una superficie de 1.13 m^2 incidía sobre el captador una densidad de radiación de unos $1\ 023 \text{ W/m}^2$. Como la radiación máxima - del sol sobre la superficie terrestre es del orden de $1\ 000 \text{ W/m}^2$, la densidad de $1\ 023 \text{ W/m}^2$ producida por el simulador de efectos solares es satisfactoria.

De la última conclusión se deriva una recomendación principal, que se desprende del alto contenido de radiación infrarroja de las lámparas. Esta circunstancia indica que debe utilizarse, en el simulador solar en estudio, un filtro de radiación infrarroja, como el que puede constituir una película de agua para rectificar el espectro de radiación y hacerlo más parecido al de los rayos del sol.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- Ellison Mervyn Archdall, El sol y su influencia, Serie Problemas científicos y filosóficos. No.5, 243 páginas, U.N.A.M., México, 1957
- 2.- Coulson Kinsell L., Solar and Terrestrial Radiation; methods and measurements, 322 páginas, Academic Press, New York, 1975
- 3.- Robinson Nathan, Solar Radiation, 347 páginas, Elsevier Publishing Company Amsterdam, 1966.
- 4.- Threlkeld James L., Ingeniería del ámbito térmico, 501 páginas, Prentice Hall, Madrid, 1973
- 5.- Westinghouse Electric Corporation, Manual del alumbrado, 255 páginas, Editorial Dossat, Madrid (España). 1981
- 6.- Duffie John A and Beckman William A, Solar Energy and Thermal process, 386 páginas, John Wiley and Sons Inc., New York, 1974
- 7.- Lunde Peter J., Solar Thermal Engineering, 612 páginas John Wiley and Sons Inc. New York, 1980.
- 8.- Kennet Yass and Henry B. Curtis, Low Cost, Air Mass 2 solar simulator, Report No. NASA TMX-3059. Lewis Research Center, Cleveland Ohio 1974
- 9.- Frederick F. Simon and P. Harlamert, Flat-plate collector performance evaluation the case for a solar simulator approach, paper presented at International Solar Energy Society, Lewis Research Center, Cleveland Ohio 1973.
- 10.- Frederick F. Simon, Standardized solar simulator tests for flate - plate solar collectors, National Aeronautics and Space Adm. Tech Memo X-71738 Cleveland Ohio 1975
- 11.- Bickler Donald, the simulation of solar radiation, Solar Energy, Vol 6, pp 64-68, Pergamon Press, Printed in Great Britain, 1962
- 12.- Stanton E Tuller, The relationship between diffuse, total and extraterrestrial solar radiation, Solar Energy, Vol 18, pp 259-263, Pergamon Press, Printed in Great Britain, 1976
- 13.- Frederick F. Simcn, Flate-plate solar-collector performance evaluation with a solar simulator as a basis for collector selection and performance prediction, Solar Energy, Vol 18, pp 451-466, Pergamon Press, Printed in Great Britain 1976

- 14.- Boer K. W., The solar spectrum at typical clear weather days, Solar Energy, Vol 19, pp 525-538, Pergamon Press, Printed in Great Britain, 1977
- 15.- Pekruhn W. and R. Germer, Solar simulator, Solar Energy Vol 25, pp 381 - 383, Pergamon Press Ltd, Printed in Great Britain, 1980
- 16.- De Ron A. J., Dynamic Modelling and verification of a flate - plate solar collector, Solar Energy, Vol 24, pp 117-128, Pergamon Press Ltd, Printed in Great Britain, 1980.

APENDICE I

APARATO DE LANGLEY

Este aparato sirve para obtener la curva de energía espectral que se muestra en la figura 1 donde M_1 es un espejo sideróstato que es accionado por un mecanismo de relojería con el objeto de mantener un rayo de luz del sol dirigido hacia la rendija s_1 de un espectrógrafo; el prisma P, hecho de sal de roca, dispersa la luz en sus colores y el espectro se enfoca por los espejos M_2 y M_3 , hacia la rendija selectiva S_2 .

Detrás de S_2 se encuentra un delicado bolómetro B, el cual transforma la energía radiante en una corriente eléctrica de manera que pueda ser medida por medio de un galvanómetro.

Mientras gira el espejo M_2 , pueden pasar a través de la rendiu

ja diferentes partes del espectro. Entonces se le aplican correcciones, primero para la energía absorbida por las partes ópticas del espectrógrafo y luego por la imperfecta transmisión a través de la atmósfera. Estas pérdidas son diferentes en cada longitud de onda y también dependen de la longitud de la trayectoria atmosférica.

Después de haber hecho todas estas correcciones se obtiene la curva de energía espectral para la luz del sol.

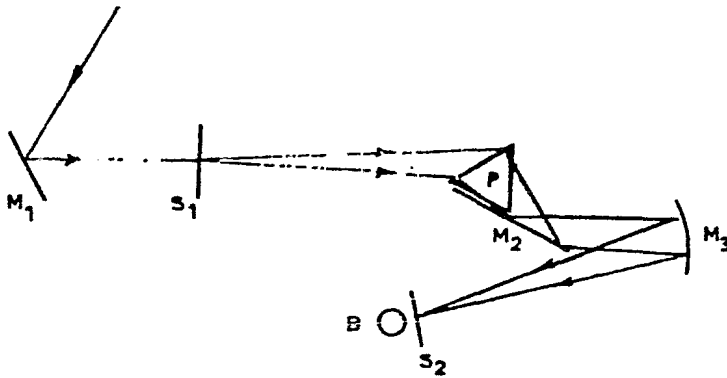


FIG. 1 Aparato de Langley (Ref. 1)

Apéndice 2

CALCULO DEL ANGULO DE INCIDENCIA

Analíticamente los ángulos básicos pueden ser calculados con las siguientes ecuaciones:

δ Declinación. - Posición angular del sol al medio día con respecto al plano del ecuador.

$$\delta = 23.45 \text{ sen } 360 \left(\frac{284 + n}{365} \right)$$

donde n es el número del día en el año

T_d Longitud del día solar (del alba al ocaso) en horas

$$T_d = \frac{2}{15} \cos^{-1} (-\tan \ell \tan \delta)$$

donde ℓ es la latitud del lugar

h Angulo horario

$$h = 0.15 t$$

donde t es el tiempo transcurrido a partir del medio día solar

$h > 0$ en la mañana

$h = 0$ al medio día

$h < 0$ en la tarde

θ Angulo de incidencia de la radiación solar directa sobre un plano inclinado cualquiera medido entre la dirección de la radiación directa y la normal al plano

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \sin (\delta) \sin (\ell) \cos (s) \\ &- \sin (\delta) \cos (\ell) \sin (s) \cos (\gamma) \\ &+ \cos (\delta) \cos (\ell) \cos (s) \cos (h) \\ &+ \cos (\delta) \sin (s) \sin (\gamma) \sin (h) \\ &+ \cos (\delta) \sin (\ell) \sin (s) \cos (\gamma) \cos (h) \end{aligned}$$

donde γ es el ángulo azimutal y s es la inclinación del plano con respecto a la horizontal.

APENDICE 3

NOTAS SOBRE LOS METODOS DE ANALISIS DE LOS CAPTADORES SOLARES PLANOS.

1.- CAPTACION DE LA ENERGIA CALORIFICA

El captador plano es el medio más simple para convertir la radiación solar en calor útil. Las figuras 1a y 1b muestran un corte esquemático de un captador plano.

La radiación solar pasa a través de la cubierta transparente y llega a la superficie absorbidora del captador plano donde es absorbida transformándose en energía térmica.

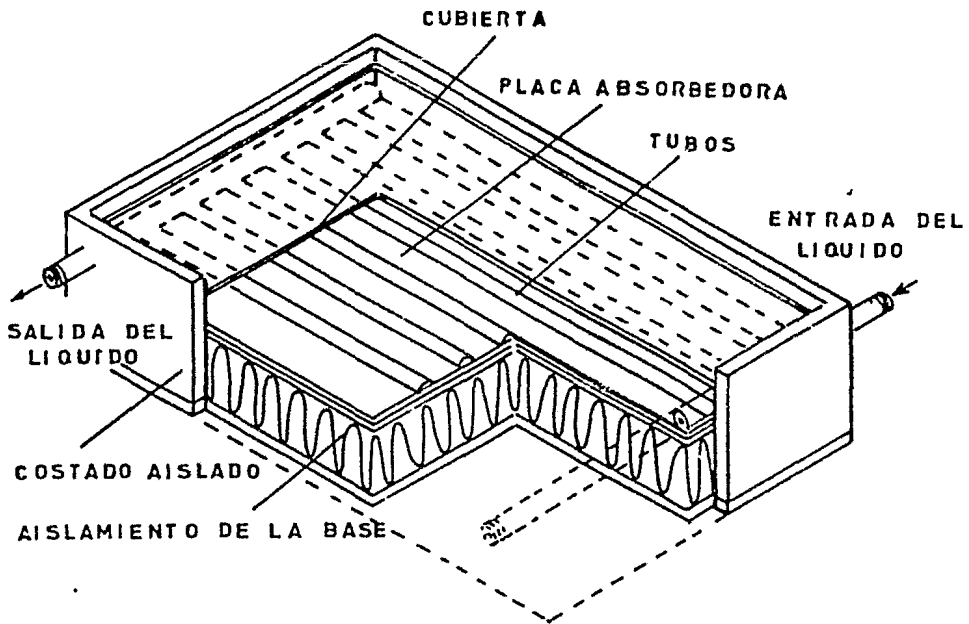


FIG. 1a Captador solar plano
(Fluido líquido)

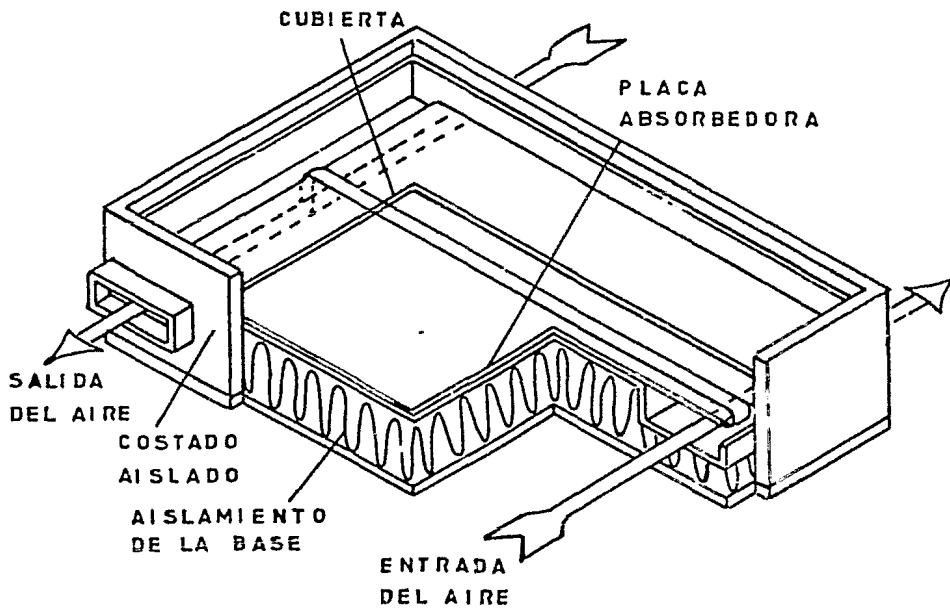


FIG. 1b Captador solar plano
(Fluido aire)

La energía térmica es removida del absorbedor por un flujo de aire o líquido que absorbe el calor el cual será usado o almacenado.

A menudo más de la mitad del calor absorbido se pierde por la superficie absorbidora, principalmente por rerrradiación y convección al medio ambiente. Las pérdidas son minimizadas por el uso de una cubierta transparente la cual deja pasar la radiación visible y el cercano infrarrojo reduciendo las pérdidas.

La cubierta reduce las pérdidas por convección de la placa absorbidora porque incrementa la resistencia a la transferencia de calor creada por el espacio de aire sobre la superficie absorbidora y entre la cubierta o cubiertas. Por lo tanto, la cubierta tendrá una temperatura más baja que la superficie absorbidora y las pérdidas por convección serán menores. Las pérdidas por radiación son también minimizadas porque el vidrio (el cual es transparente a la radiación del sol) es un buen absorbedor de la energía térmica siendo aproximadamente opaco a la radiación térmica de gran longitud de onda. Por lo tanto, la cubierta o cubiertas son negras con respecto a la rerrradiación de la superficie absorbidora, y la rerrradiación es entonces absorbida en lugar de ser transmitida por la cubierta. Esto calienta la cubierta a una temperatura más alta que la del medio ambiente pero más baja que la de la superficie absorbidora.

Las pérdidas radiativas de calor de la superficie absorbedora se reducen porque dependen de la temperatura de la superficie hacia la cual pueden radiar.

El captador debe ser aislado adecuadamente para prevenir pérdidas por conducción de los lados y la base del mismo. La estructura externa y los soportes de la cubierta, por ejemplo, deben ser aislados de la placa absorbedora. Las pérdidas por convección y radiación de un captador plano tienden a ser grandes porque el área para tales pérdidas es igual al área de captación de la radiación solar.

La transferencia de calor entre el fluido colector y la superficie absorbedora debe maximizarse de forma tal que la superficie absorbedora permanezca a una temperatura lo más baja posible, consistente con la temperatura a la cual el calor debe ser utilizado.

2.- COMPORTAMIENTO DE LOS MATERIALES ANTE LA LUZ

Cuando los materiales son expuestos a la luz, ellos pueden transmitirla, reflejarla o absorberla. Definiendo τ como el coeficiente de transmisión, ρ el coeficiente de reflexión y α el coeficiente de absorción se puede escribir

$$\rho + \tau + \alpha = 1 \quad (1)$$

Esta ecuación es válida para cualquier longitud de onda de la luz; sin embargo, los coeficientes no son necesariamente los mismos en diferentes longitudes de onda.

La figura 2 muestra la distribución de frecuencia de una cantidad de energía radiada por un cuerpo negro a 5780°K (temperatura del Sol) y la radiación térmica a -28 , 100 y 300°C . Puede observarse que las longitudes de ondas mayores a 2 micras son en gran cantidad absorbidas por el vapor de agua de la atmósfera terrestre.

De la misma figura (2) se observa que el rango de la radiación

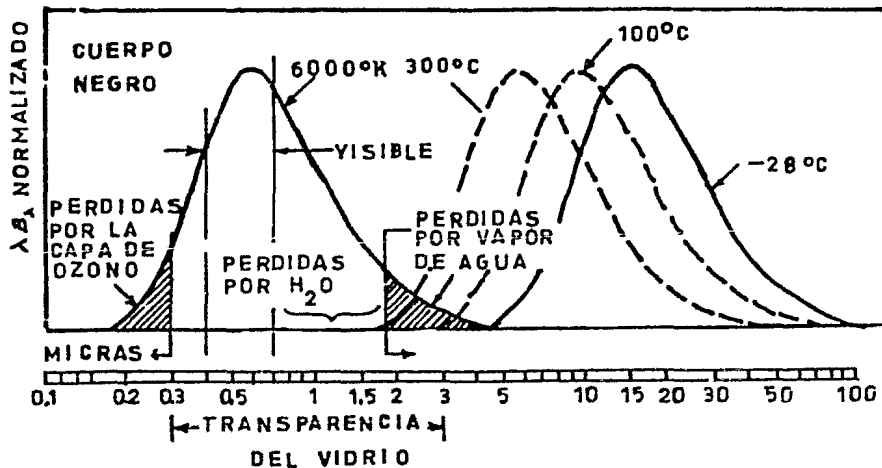


FIG. 2 Radiación solar comparada con la reradiación de fuentes térmicas (Ref. 7)

ción solar está entre 0.3 y 2 μm para la rerradiación de longi

tudes de onda grandes está entre $3\mu\text{m}$ y $50\mu\text{m}$ o $100\mu\text{m}$.

3.- PROPIEDADES DE LAS CUBIERTAS PARA CAPTADORES PLANOS

Un material debe tener alta transmitividad para ser útil como cubierta para un captador plano y por lo tanto la absorptividad y reflectividad deben ser minimizados.

3.1 REFLECTIVIDAD

La reflectividad de un material transparente o translúcido depende de su índice de refracción y del ángulo de incidencia formado entre la radiación incidente y la normal a la superficie. Si el ángulo de inclinación es 0° se obtiene

$$\rho = \left[\frac{n-1}{n+1} \right]^2 \quad (2)$$

donde n es el índice de refracción. En el caso del vidrio el índice de refracción más común es 1.53; sustituyendo este valor en la ecuación anterior se tiene:

$$\rho = \left[\frac{1.53-1}{1.53+1} \right]^2 = 0.0438 \approx 0.044$$

Esto significa que 4.4% de la radiación es reflejada por cada superficie y 8.8% es reflejada en su paso a través de una cubierta de vidrio. Esta pérdida es seria cuando se usan dos o más cubiertas. Es por esta razón que en la práctica se instalan un máximo de dos cubiertas. Las pérdidas por reflexión

se incrementan lentamente cuando el ángulo de incidencia aumenta, casi duplicándose a cerca del 18% cuando la luz incide en un ángulo de 30grados.

Hay diferentes formas de reducir las pérdidas por reflexión en el vidrio y en otros materiales. Si una película de material dieléctrico de unas micras de espesor es depositada en una cubierta, la reflectividad se reduce y está dada por la siguiente ecuación:

$$\rho = 1 - \frac{4n_1n_2}{(n_2^2 + n_1)(n_1+1)} \quad (3)$$

(Se puede observar que si $n_1 = n_2$ ésta expresión se reduce a la ec 2). La reflexión es mínima cuando se tiene:

$$n_2 = \sqrt{n_1} \quad (4)$$

Para el vidrio se tiene: $n_2 = \sqrt{1.53} = 1.23$

y de acuerdo a la ec 3 la reflectividad es entonces:

$$\rho = 1 - \frac{4(1.53)(1.23)}{\{(1.23)^2 + 1.53\}(1.53+1)} = 0.022 = 2.2\%$$

lo cual es la mitad de la reflectividad de un vidrio sin película.

Los materiales cuyo índice de refracción se acerca más al ideal son los fluoruros metálicos; para éstos materiales

$n = 1.38$ obteniéndose $\rho = 0.028$.

Otra forma para reducir la reflectividad es utilizar una delgada película como filtro de interferencia (como las depositadas en las lentes de las cámaras). El espesor de esta película debe ser una cuarta parte de la longitud de onda de la frecuencia dominante de la luz transmitida. El mayor índice de refracción para tal película está dado por la ec 4 y los fluoruros metálicos son los materiales con índice de refracción más cercano al ideal.

Para obtener una película apropiada en una cubierta, las superficies de ésta se sumergen en un baño de ácido fluorosilícico supersaturado. El ácido ataca la superficie del vidrio y deja una capa porosa de sílica obteniéndose un índice de refracción cercano al ideal.

La fig 3 muestra la reflectividad de dos superficies, una tratada con ácido y la otra sin tratamiento; se observa que se tiene una disminución de la reflexión hasta 0 en 0.6 micras (la mitad del espectro solar) y reducciones significativas sobre el rango de interés tal que las pérdidas por reflexión se reducen de 8% a 2% con el tratamiento con ácido.

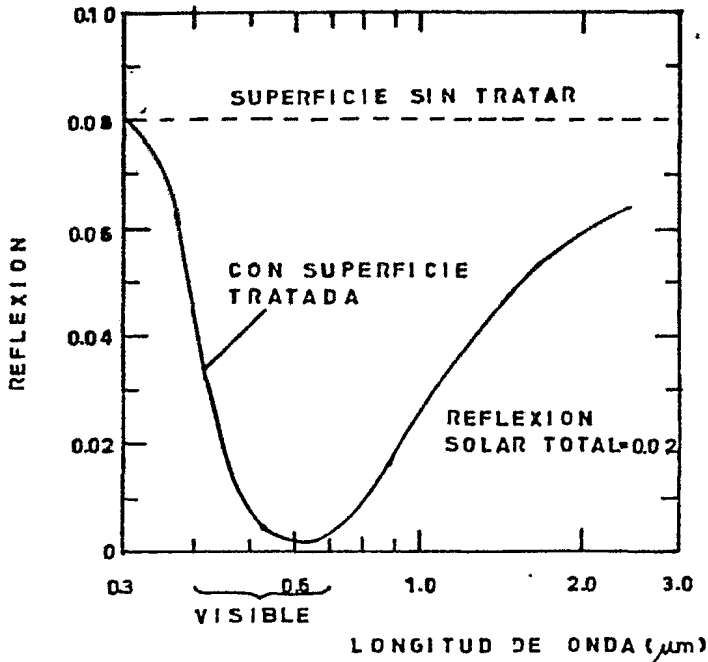


FIG. 3 Espectro de reflexión para un vidrio con tratamiento y sin tratamiento. (Ref. 7)

be entre el 5% y el 10% de la luz incidente.

La cantidad de óxidos de hierro influye en el color y en la absorción del vidrio. Los vidrios con bajo contenido de óxidos de hierro (0.05%) perderán solamente cerca del 2.5% de la luz transmitida, absorbiéndola. Un vidrio de muy bajo contenido de óxidos de hierro (0.01%) "blanco de agua" transmite cerca del 91.4% de la radiación solar.

3.2 ABSORTIVIDAD

Hay muchos materiales que transmiten la luz muy bien, absorbiendo muy poca energía del rayo incidente; el vidrio, el aire y los plásticos más claros son ejemplos de ellos. Estos materiales generalmente absorben poca cantidad de luz.

El vidrio, por ejemplo, que tiene un borde color verde absor-

3.3 TRANSMITIVIDAD

Abajo se resumen las propiedades de los vidrios que son importantes en su uso como cubiertas en captadores solares.

PROPIEDADES DEL VIDRIO

	TIPO DE VIDRIO		
	ORDINARIO	VIDRIO CON OXIDO DE CALCIO	BLANCO DE AGUA
Contenido de óxido de hierro (%)	0.12	0.05	0.01
Índice de refracción	1.52	1.50	1.50
Luz transmitida (% normal)	79 - 84	88 - 89	91.2 - 91.6
Espesor del vidrio (cm)	(0.635 - 0.31)	(0.31 - 0.47)	(0.31 - 0.55)
Pérdidas por reflexión (%)	8.2 - 8.0	8.1 - 8.0	8.0
Pérdidas por absorción (%)	8 - 13	3 - 4	abajo de 1.0

La transmitividad puede reducirse considerablemente cuando el ángulo de incidencia es mayor de 45° con respecto a la normal a la superficie. La reflexión cambia ligeramente con el ángulo de incidencia, pero la absorción se incrementa en proporción a la longitud de la trayectoria de la luz a través del vidrio, tal que la proporción transmitida disminuye con el coseno del ángulo de incidencia. Si el vidrio es grueso o con alto contenido de óxido de hierro el efecto puede ser de importancia en los captadores planos, ya que en días nublados éstos captan la radiación difusa que proviene de todas direcciones.

La fig 4a muestra el efecto del ángulo de incidencia sobre la transmitividad (sin pérdidas por absorción) para una, dos, tres y cuatro placas de vidrio con bajo contenido de óxidos de hierro. En la fig 4b las pérdidas totales se muestran para éste vidrio y dos más absorbentes.

Estas curvas muestran que los ángulos de incidencia mayores de 45° no son muy importantes como ya se mencionó.

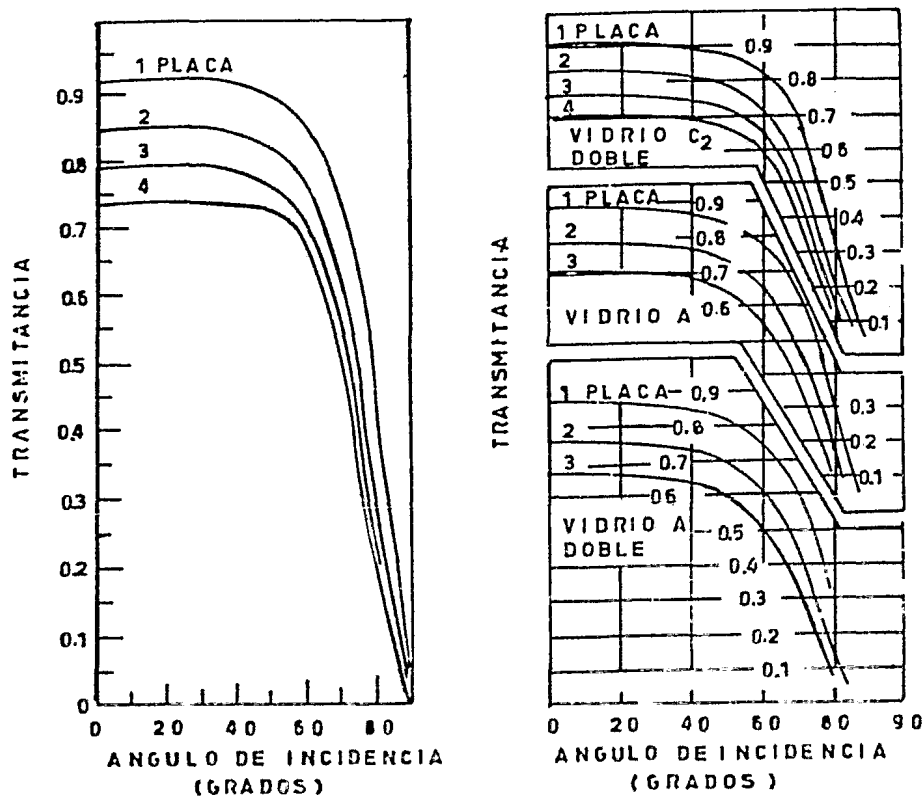


FIG. 4 a) Transmitancia calculada de un sistema de placas de vidrio considerando solo las pérdidas por reflexión (índice de refracción 1.526)
 b) Considerando las pérdidas por reflexión y absorción. El vidrio C₂ es blanco de agua de 3 mm. de espesor, el vidrio A es del tipo ordinario de 2 y 4 mm. de espesor. (ref 7).

4. PROPIEDADES DE LA RADIACION DE ONDA LARGA

Las frecuencias involucradas en la rerrradiación en la placa absorbadora son distintas de las de la radiación solar y no hay una razón especial por la cual la absorción, transmisión y la reflexión no cambien.

El cambio de las propiedades del vidrio con la longitud de on da es considerable. La figura 5 muestra que la transmitividad del vidrio aumenta en el ultravioleta y permanece en un valor alto hasta 2.7 micras donde cae rápidamente (casi a cero).

En el lejano infrarrojo se comporta como un buen reflector (arriba del 30% en 10 micras) de la radiación térmica de longitud de onda grande.

Este cambio en propiedades es muy importante porque el vidrio

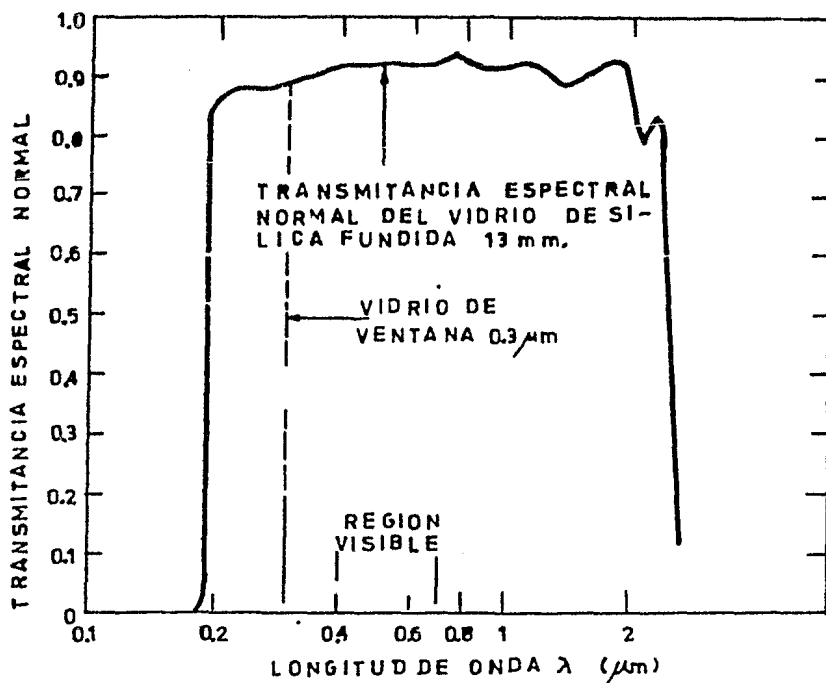


FIG. 5 Transmitancia del vidrio (Ref. 7)

forma una barrera contra el enfriamiento de la placa absorbadora debido al medio ambiente. Sin embargo, el vidrio no tiene las propiedades ideales para la radiación térmica. Un material perfecto debería reflejar la radiación térmica completamente y tener una alta transmitancia.

Se han hecho algunos intentos, para obtener algún material con esas características por deposición al vacío de óxidos metálicos sobre un vidrio; por ejemplo, al utilizar óxido de indio se ha obtenido una transmitancia de 85% en 0.5 micras con una reflectividad de 97% en 4 micras.

5. MATERIALES ALTERNATIVOS PARA CUBIERTAS

En la práctica hay solamente algunos materiales alternativos que se pueden utilizar como cubiertas para captadores solares.

Los plásticos son muy sensibles a la radiación ultravioleta, la cual los degrada; solo pueden tolerar temperaturas menores a 150 grados centígrados.

El policarbonato (Lexan) así como ciertos acrílicos (Plexiglass y Lucite) tienen aplicación como cubiertas; sin embargo, tienen bajo punto de fusión y no tienen tan buenas propiedades como el vidrio.

El Tedlar (polifluoruro de carbono) tiene buenas propiedades ópticas; sin embargo, es un termoplástico, por lo cual no se recomienda su uso en el interior del captador. Las propieda-

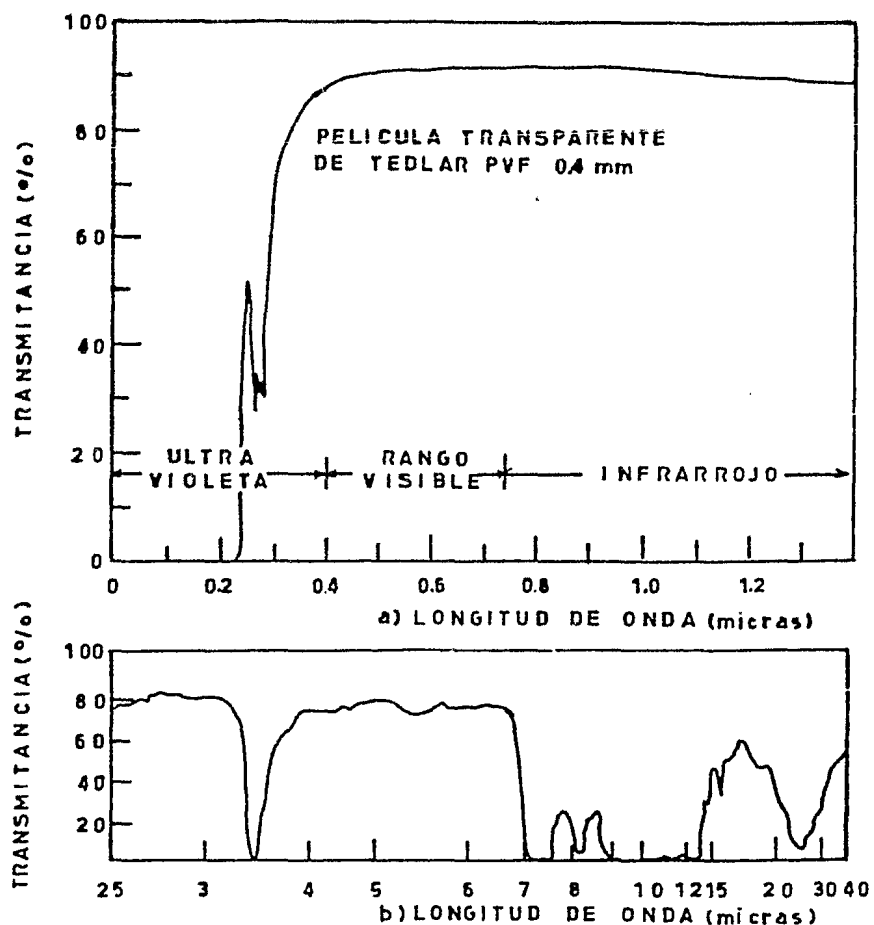


FIG. 6 a) Transmisión de la radiación solar en una película transparente de Tedlar (fluoruro de polivinilo)
b) Transmisión en el lejano infrarrojo (Ref 7)

La película de Tedlar es similar al polietileno; tiene una superficie blanquizca transparente y es bastante flexible, por lo cual se coloca en tensión.

El teflón es un polifluoruro de carbono que soporta temperaturas cercanas a 250°C ; expuesto a la luz del sol por espacio de 20 años no muestra signos de degradación; su índice de refracción es 1.34; sin embargo, su costo es bastante elevado.

des ópticas de éste material se muestran en la figura 6. La transparencia es un poco más alta que la del vidrio en la región visible y tiene menor reflexión, de solamente el 7% (el vidrio tiene el 8%). Su costo es elevado comparado con el vidrio.

6. SUPERFICIES DEL CAPTADOR SOLAR PLANO

Las características ópticas de la placa absorbadora son de gran importancia para la eficiencia con la cual la radiación es absorbida y convertida en calor útil. La forma como la superficie rerrradía la longitud de onda térmica determina las pérdidas de radiación directa. La forma como la superficie refleja la radiación visible e infrarroja determina cuánto calor es absorbido. Como la placa absorbadora no transmite, se tiene

$$\alpha + \rho = 1 \quad (5)$$

por lo cual al conocer el valor de la absorción se puede conocer el valor de la reflectividad. Algunas veces se usa el término emisividad en lugar de absortancia; la emisividad se refiere a la capacidad de un cuerpo o de una superficie de emitir radiación.

La absortancia (α) es la capacidad de absorción de una superfi

cie en las longitudes de onda de la radiación solar.

La emisividad (ξ) es la misma propiedad pero en las frecuencias de radiación térmica donde la rerrradiación es de interés.

Una placa absorbedora ideal tiene una superficie con una alta absorción en el rango solar y una baja emisión en el infrarrojo para reducir las pérdidas por rerrradiación al mínimo. A ta les superficies se les llama superficies selectivas.

6.1 PINTURAS PARA PLACAS ABSORBEDORAS

La pintura consiste en un compuesto generalmente orgánico que polimeriza durante el secado y un solvente que permite una apli cación fácil de ésta. En el secado el solvente se evapora y el compuesto forma una película de 0.025 mm a 0.075 mm de espe sor.

El negro de carbón es el pigmento más utilizado porque es un buen absorbedor, barato y bastante durable.

Una pintura negra de carbón es un buen absorbedor pero puede tener una absortividad y emisividad de 0.95 a 0.98 respectiva-
mente.

Cuando las pinturas son aplicadas con un espesor muy delgado,

del orden de 0.00125 mm. a 0.0025 mm., algunos pigmentos son transparentes a la radiación térmica de longitud de onda grande mientras que conservan su alta absorción para la radiación solar.

Los mejores pigmentos se obtienen con mezclas de óxidos calcinados de cromo, cobre, hierro y manganeso.

6.2 SUPERFICIES SELECTIVAS METALICAS

El níquel y el cromo, depositados sobre sustratos metálicos por medio del proceso de la galvanoplastia, producen una superficie negra. La superficie negra creada sobre el sustrato metálico bajo condiciones que dan una estructura rugosa en la superficie, causan que ésta aparezca negra, lo cual da como resultado una excelente superficie selectiva.

La fina pátina formada debido a la galvanoplastia tiene una microestructura que es muy fina comparada con la radiación térmica pero muy rugosa comparada con la radiación solar; en otras palabras la superficie es porosa, con dimensiones de su microestructura del orden de 1 micra.

Los materiales básicos en la superficie selectiva no son negros; a pesar de su apariencia, son óxidos metálicos con baja emisividad y una alta reflectividad. La absorción es baja --

también . Estas propiedades superficiales se observan en longitudes de onda térmica, porque la rugosidad superficial es muy fina comparada con la radiación de longitud de onda grande; sin embargo, en el rango visible y cercano infrarrojo las longitudes de onda de la radiación son lo bastante pequeñas para que la radiación pueda entrar en la microestructura porosa. Cuando esto sucede es más probable que la reflexión se presente en otra parte de la estructura en lugar de regresar. Entonces, en cada reflexión se absorbe un poco de energía. Después de cierto número de reflexiones, la energía es casi totalmente absorbida.

Las superficies selectivas formadas por galvanoplastia son de alto costo por el control que se debe tener en el proceso y algunas no son muy durables ante la humedad.

6.3 CROMO NEGRO

El cromo puede ser depositado sobre una placa de níquel, acero o cobre para obtener una buena superficie selectiva. El níquel da una buena resistencia a la humedad. En la figura 7 se muestra el espectro de absorción de este material con una absortancia de 0.95 y una emitancia de 0.10. El cromo negro puede ser depositado directamente sobre cobre, donde las propiedades espectrales son moderadamente buenas con una absortancia de 0.95 y una emitancia de 0.15.

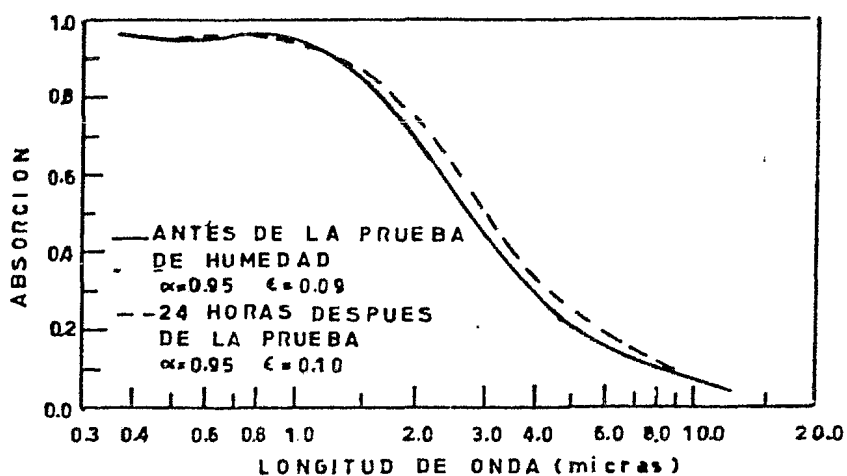


FIG. 7 Comportamiento de cromio negro sobre 1/2 mm. de níquel antes y después de pruebas de humedad. (Ref. 7)

7. AISLAMIENTO

Se deben utilizar por lo menos 5 cm. de un buen aislante térmico para la base y los lados de un captador. El material utilizado no debe contener aglutinantes orgánicos porque las altas temperaturas en el captador causan que el material aislante se deposite en la parte baja de la cubierta transparente, afectando su transmitancia.

Muchos materiales plásticos como el poliestireno o la espuma de poliuretano son dañados fácilmente por el calor del captador; generalmente se utiliza lana o fibra de vidrio como aislante.

8. ESTRUCTURA DE SOPORTE DE UN CAPTADOR SOLAR

La estructura de soporte de un captador solar generalmente se

fabrica en aluminio, acero o madera. Muy pocos se construyen de fibra de vidrio . Al

utilizar una estructura metálica, la conducción de calor por la cubierta transparente debe

ser eliminada; para ello es común utilizar unos empaques en

forma de U como los que se muestran en la figura 8.

COEFICIENTE DE PERDIDAS DE CALOR U_L DEL CAPTADOR

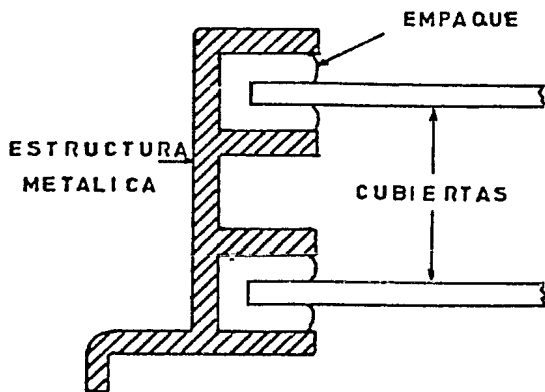


FIG. 8 Vista del soporte de las placas de vidrio, el cual muestra el empaque de goma usado para sellar y permitir la dilatación térmica.

Para un mejor funcionamiento, la estructura debe estar aislada de las placas de vidrio.

La variable más importante en el estudio de un captador solar

es el coeficiente de pérdidas de calor, ya que permite conocer la eficiencia . Prácticamente, el coeficiente de pérdidas de calor está condicionado al número de cubiertas del captador y por las características ópticas de la placa absorbedora.

El coeficiente de pérdidas de calor es difícil de determinar porque debe incluir el efecto de la rerrradiación del cielo y por que depende de la temperatura de éste, la cual está determinada por el contenido de vapor de agua. La figura 9 muestra algunos coeficientes de pérdidas de calor para 1, 2 y 3 cubiertas de vidrio. La figura 10 muestra el efecto de la temperatura ambiente sobre el coeficiente de pérdidas de calor.

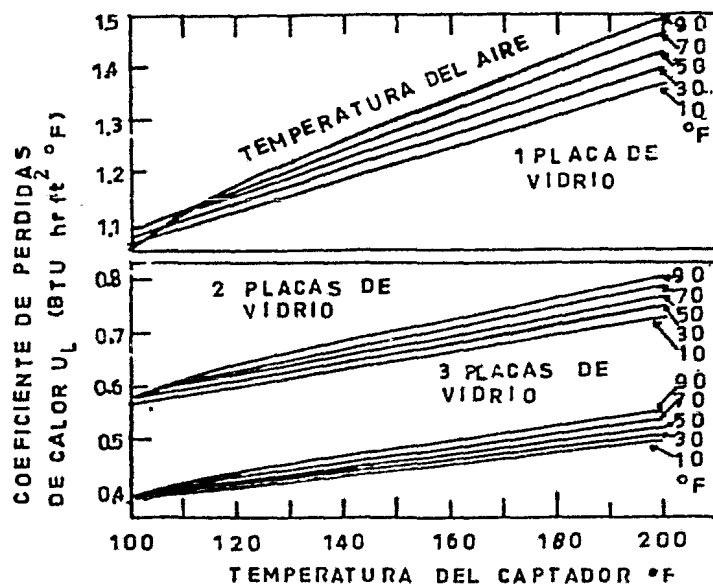


FIG. 9 Coeficiente de pérdidas de calor contra temperatura del captador. (Ref. 7)

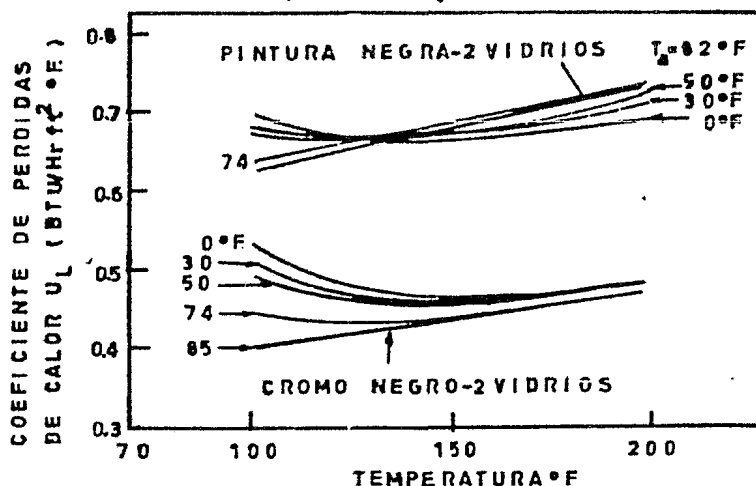


FIG. 10 Efecto de la temperatura ambiente sobre el coeficiente de pérdidas de calor. (Ref. 7)

9. BALANCE DE ENERGIA

El punto inicial del análisis de un captador solar es un balance de energía. Considerando que el captador está operando en estado permanente, el calor total útil es igual al calor absorbido menos el calor perdido al medio ambiente:

$$Q = Q_a - Q_L \quad (6)$$

El calor absorbido es igual al producto de la radiación incidente, el área de captación y el producto $\tau\alpha$ de la cubierta (al cual se refiere como la eficiencia óptica)

$$Q_a = \tau\alpha I A_c \quad (7)$$

La pérdida de calor del sistema se debe al gradiente de temperaturas que existe entre la placa absorbidora y el medio ambiente. También hay pequeñas pérdidas en los lados y la base del captador.

El calor perdido puede ser evaluado por la ecuación siguiente

$$Q_L = U_L A_C (T_c - T_a) \quad (8)$$

donde T_c es la temperatura de la placa absorbidora y T_a es la temperatura ambiente.

Sustituyendo en la ecuación (6) se tiene:

$$Q = \tau \alpha I A_C - U_L A_C (T_c - T_a) \quad (9)$$

Si se divide entre el área de captación A_C se obtiene el flujo total de calor por unidad de área q .

$$q = \tau \alpha I - U_L (T_c - T_a) \quad (10)$$

9.1 EFICIENCIA DEL CAPTADOR

La eficiencia del captador η se define como el cociente del flujo de calor y el flujo de energía (radiación incidente) disponible,

$$\eta = \frac{q}{I} \quad (11)$$

Sustituyendo el valor de q , se tiene

$$\eta = \tau \alpha - U_L \frac{(T_c - T_a)}{I} \quad (12)$$

Definiendo una nueva variable $f_c = (T_c - T_a) / I$ y si U_L es constante se obtiene una recta cuya intersección con el eje de las ordenadas es $\tau \alpha$, U_L es la pendiente y la intersección con el eje de las abscisas es $(\tau \alpha) / U_L$. La figura 11 muestra un ejemplo de esta curva.

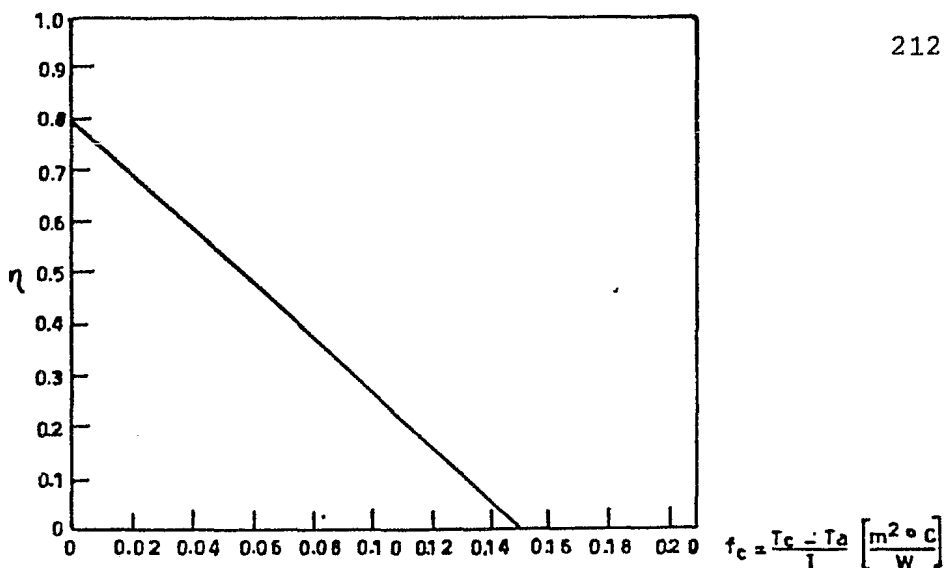


FIG. 11 Curva de eficiencia para un captador plano. $\tau\alpha = 0.8$.

$$U_L = 5.33 \text{ W/}^\circ\text{C m}^2 \text{ (Ref. 7)}$$

10. COMPORTAMIENTO DEL CAPTADOR EN GRANDES PERIODOS DE TIEMPO

El análisis anterior se hizo para un instante en particular. Sin embargo, la irradiación solar y la temperatura ambiente cambian continuamente durante el día haciendo difícil la interpretación de la eficiencia.

La radiación total captada a lo largo de un cierto periodo es de mayor interés, por lo cual las siguientes expresiones se desarrollan para la radiación total sobre un periodo de tiempo de operación, como una función de la radiación, del clima y de los parámetros del captador.

Considerando que el captador opera en un intervalo de tiempo t_T y suponiendo que el tanque de almacenamiento para coleccionar el calor es bastante grande, tal que la temperatura del captador siempre es la misma que la del fluido y ésta no cambia con el tiempo, se tiene:

$$q(t) = \tau\alpha I(t) - U_L (T_c - T_a(t)) \quad (13)$$

Considerando la energía acumulada en un tiempo diferencial se tiene:

$$q(t) dt = \tau\alpha I(t) dt - U_L (T_c - T_a(t)) dt \quad (14)$$

expresión en la cual cada término puede ser integrado en el intervalo de tiempo de interés para dar el flujo de calor total. Suponiendo $\tau\alpha$, U_L constantes,

$$q_T = \tau\alpha \int_0^{t_T} I(t) dt - U_L \int_0^{t_T} (T_c - T_a(t)) dt \quad (15)$$

La ecuación 15 puede ser evaluada formulando las expresiones para el valor promedio de $I(t)$ y $T_a(t)$ en el periodo de tiempo t_T

$$\bar{I} = \int_0^{t_T} I(t) dt / t_T \quad (16)$$

$$\bar{T}_a = \int_0^{t_T} T_a(t) dt / t_T \quad (17)$$

Cada una de estas integrales puede ser resuelta y sustituirse en la ecuación 15, obteniéndose la siguiente expresión:

$$q_T = \tau\alpha \bar{I} t_T - U_L (T_c - \bar{T}_a) t_T \quad (18)$$

Entonces, la radiación total I_T recibida en un tiempo t_T es $\bar{I}t_T$ por lo cual la ecuación anterior puede escribirse como:

$$q_T = \tau\alpha I_T - U_L (T_c - \bar{T}_a) t_T \quad (19)$$

Esta relación muestra que el calor ganado y el perdido no interactúan sobre todo el periodo de operación del captador.

Un captador a una temperatura dada pierde calor al medio ambiente en una proporción determinada solo por la temperatura ambiente; el calor extra suministrado a la placa absorbadora

debido a un incremento en la radiación solo resulta en más calor extraído del fluido que remueve el calor del captador y las condiciones que determinan las pérdidas de calor del captador no cambian.

Similarmente, menos radiación significa que menos calor neto puede ser captado, pero entonces el captador permanecerá a la misma temperatura (la misma del fluido) y las pérdidas de calor otra vez permaneceran iguales.

Las pérdidas de calor modeladas por las ecuaciones 10 y 18 cambian solo por cambios en el tiempo de operación del captador o por cambios de la temperatura del captador (o por variaciones del ambiente que alteran el valor de U_L).

La ecuación 18 también muestra que no es necesario conocer la distribución de la radiación con respecto al tiempo en que la recibe el captador; lo que se necesita saber es la radiación total durante el tiempo de operación del captador. Similarmente, no es necesario conocer el modelo de la variación de la temperatura ambiente y se puede considerar un valor promedio de ésta.

11. EFECTO DEL ANGULO DE INCIDENCIA

Durante el día el ángulo de incidencia de la radiación solar sobre el captador cambia constantemente variando la radiación directa en proporción al coseno del ángulo de incidencia formado por la radiación incidente y la normal a la superficie del captador.

El captador solar también recibe radiación difusa de todas direcciones; sin embargo, se supone que es isotrópica y su intensidad es función de la radiación que se recibe sobre un plano horizontal y el ángulo de inclinación del captador.

La figura 4b mostrada anteriormente muestra el efecto del ángulo de incidencia sobre la transmisividad en varias placas de vidrio. La figura 12 muestra el efecto del ángulo de incidencia sobre un captador plano. Esta figura es diferente de

la figura 4; esto muestra que la absorción también cambia con el ángulo de incidencia.

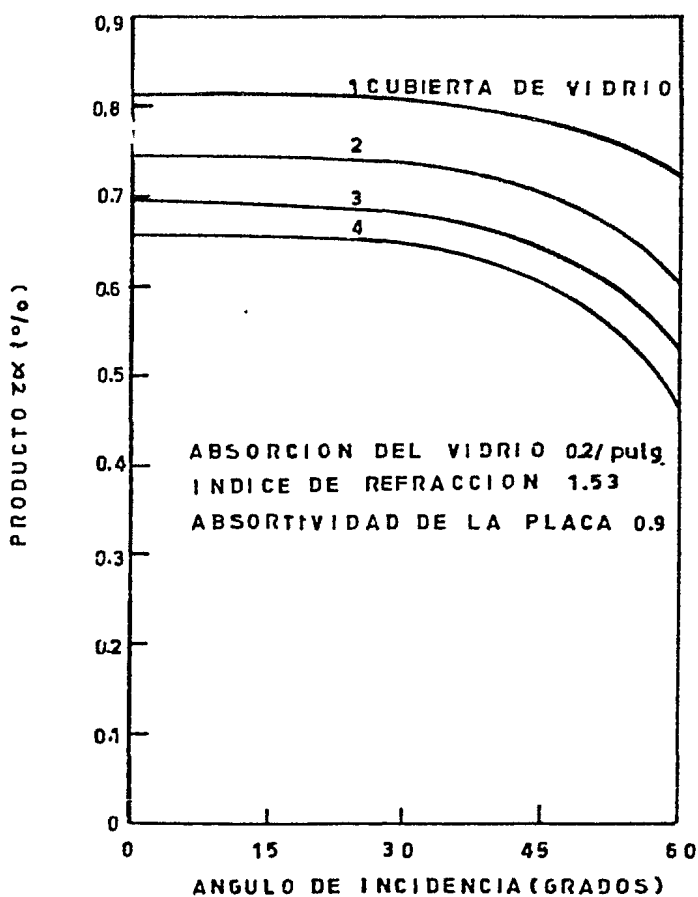


FIG. 12 Efecto del ángulo de incidencia sobre el producto τ_{α} para absorbedores (pintados de negro) con diferente número de cubiertas de vidrio. (Ref. 7)

12. REMOCION DEL CALOR EN LOS CAPTADORES PLANOS

Una vez que el calor ha sido absorbido por la superficie del captador debe ser removido y transportado para su utilización o su almacenamiento. Esto se logra haciendo circular un fluido sobre la superficie absorbidora. Si el calor absorbido no es removido del captador, éste aumentará su temperatura hasta que sea lo bastante alta para que las pérdidas al ambiente se igualen a la cantidad de energía calorífica absorbida.

La forma más eficiente de remover el calor absorbido requiere que la superficie absorbidora se mantenga a la temperatura más baja posible, cercana a la del fluido en la entrada.

13. FACTORES QUE AFECTAN LA EFICIENCIA

13.1 GASTO MASICO

El fluido que ha removido calor está a una temperatura más alta que el que entra al captador. Si el flujo es lento, la temperatura aumentará apreciablemente y se perderá una cantidad alta de calor; es por esto que el gasto másico tiene gran importancia en la transferencia de calor en el fluido y por lo tanto en la eficiencia del captador.

Cuando el captador se utiliza para calefacción, las temperaturas no son necesariamente altas y generalmente la temperatura de la superficie absorbadora se mantiene lo más cercano posible a la temperatura requerida (o a la del tanque de almacenamiento) para evitar un exceso de pérdidas al medio ambiente.

Al aumentar el gasto másico se obtiene una mejor transferencia de calor; sin embargo, es necesario considerar que la potencia de la bomba (o del ventilador) aumenta con el gasto, ya que esto influye tanto en el costo de la instalación como de la operación del captador.

13.2 TRANSFERENCIA DE CALOR EN EL FLUIDO

El mantener un gasto másico adecuado no es la única consideración en la transferencia de calor en el fluido, ya que ésta depende del régimen del flujo: laminar o turbulento.

El flujo laminar es suave y tranquilo moviéndose por capas (concentricas) a lo largo de las paredes del tubo.

El flujo calorífico es normal a la dirección del flujo.

Al aumentar la velocidad del flujo se forman remolinos que tienden a mezclar el fluido y mejorar la transferencia de calor. Es por esto que el flujo turbulento es deseable. Sin embargo, como se dijo antes, para obtener altas velocidades, y por tanto altos flujos másicos, se requieren altas potencias de bombeo.

13.3 TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONDUCCION

El calor absorbido debe ser transferido de la superficie absor

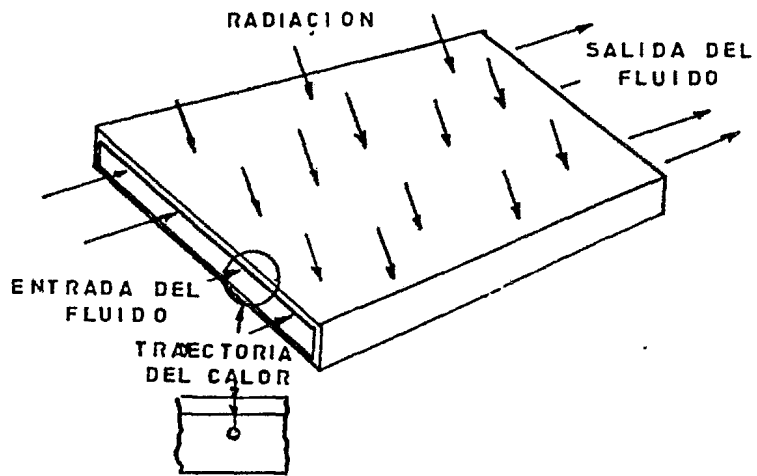
bedora a las paredes del tubo (o ducto) y de estas al fluido. Este calor es transferido de dos formas; a través del espesor de la placa absorbedora hacia el fluido que circula abajo de ella o a lo largo de la longitud del absorbedor, figura 13.

En el primer caso el calor debe atravesar solo una placa delgada por lo que la conductividad térmica de la placa no es muy importante. En el segundo, la superficie absorbedora funciona como una aleta para el tubo y el calor debe pasar a través del área de la sección transversal de la placa; por lo tanto, la conductividad térmica y el espesor de la superficie absorbedora son muy importantes.

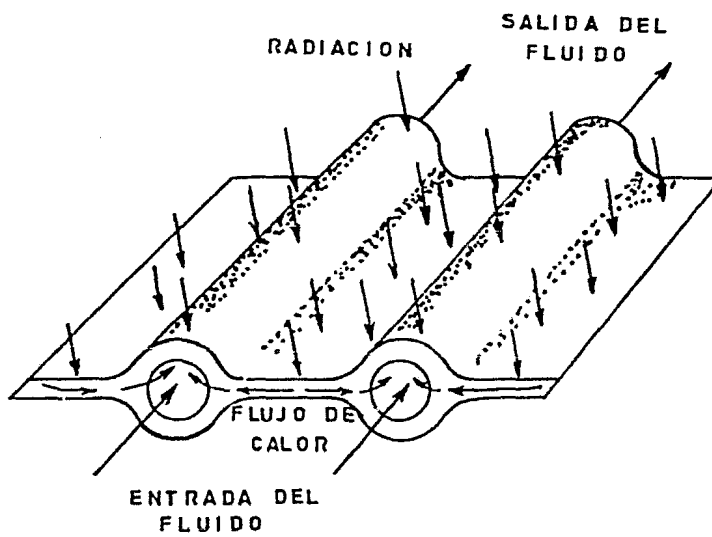
13.4 DISEÑO DEL ABSORBEDOR

La figura 14 presenta diferentes tipos de absorbedores, mostrándose también los pasos del fluido utilizados para remover el calor absorbido. Los absorbedores de la (a) a la (h) utilizan un fluido líquido, mientras los (i), (j) y (k) utilizan aire.

El absorbedor (a) es simplemente un serpentín de tubo comercial sin placa absorbedora. Los tubos no se tocan porque los codos no permiten un ajuste más estrecho. Debido a esto, la radiación incidente entre los tubos se desperdicia.



(a)



(b)

FIG. 13 Dos tipos de captadores planos.
 a) Utilizando gas (como el aire)
 b) Utilizando líquido (como el agua)

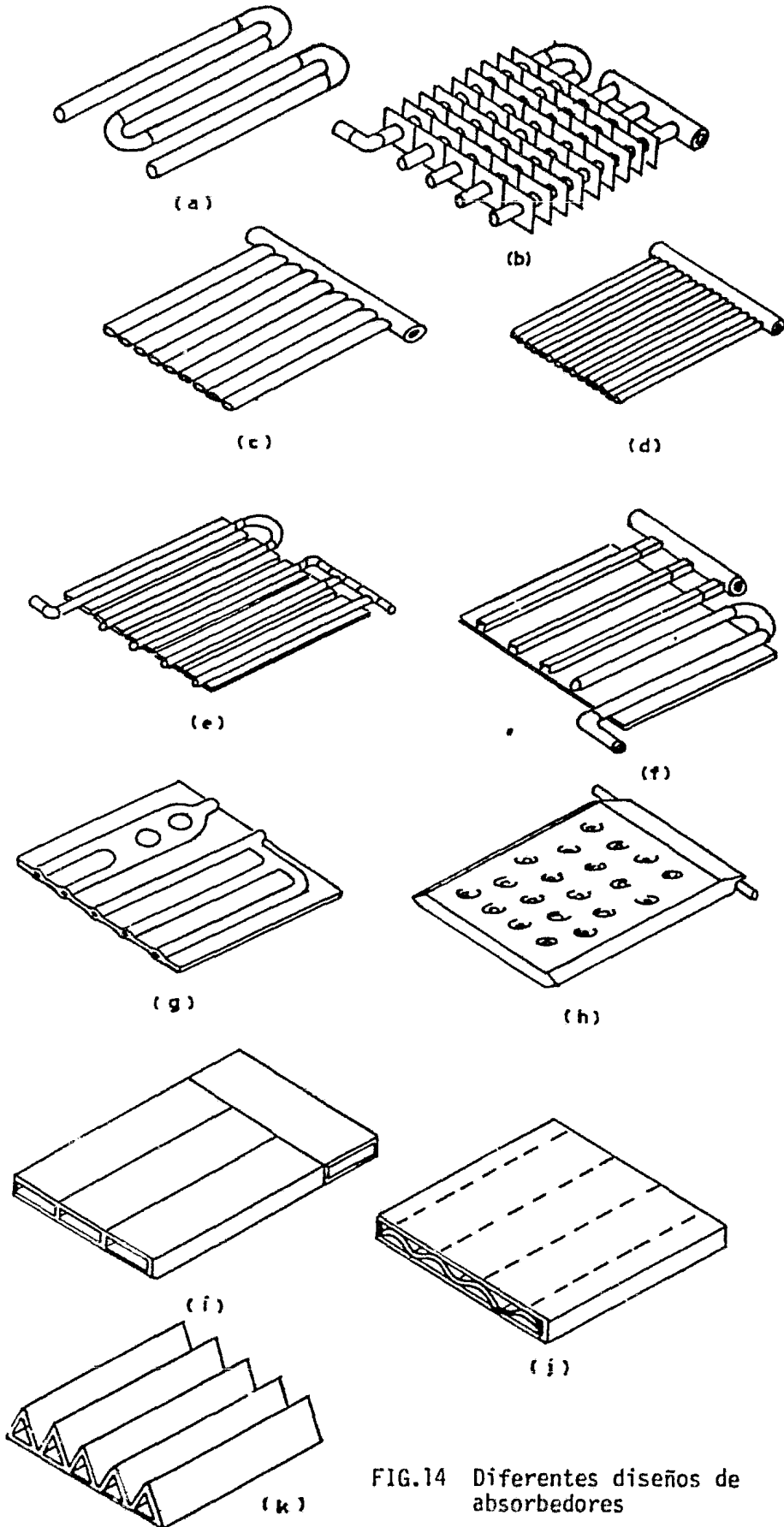


FIG.14 Diferentes diseños de absorbedores

Las figuras (b) y (c) muestran dos formas de evitar esto. En el absorbedor (b) se utilizan aletas perpendiculares a los tubos. Este arreglo generalmente interceptará toda la radiación incidente si las aletas están suficientemente espaciadas.

En el absorbedor (c) se emplean tubos grandes que han sido aplanados y ensamblados para formar una superficie absorbedora continua. Los tubos deben ser soldados a los cabezales de entrada y salida del captador. Este diseño utiliza menos material que el (b) pero las velocidades del flujo y la transferencia de calor son menores.

Si los tubos son muy pequeños y si el absorbedor fuese extruido de un termoplástico, entonces se obtiene el absorbedor tipo (d). El diámetro pequeño del tubo permite una buena transferencia de calor y el flujo en paralelo produce una caída de presión pequeña.

El absorbedor (e) se utiliza para reducir el material requerido en un captador metálico. Los tubos son espaciados dejando una separación entre las aletas. La velocidad del fluido es alta promoviendo la transferencia de calor. Este diseño es fácil de fabricarse porque las aletas están unidas a cada tubo.

Cuando todos los tubos se sueldan a una placa se obtiene el

absorbedor de la figura (f). Si los tubos son cuadrados su área de unión con la placa absorbadora es mayor; sin embargo, este tipo de tubo puede distorsionarse si hay una sobrepresión, principalmente si la unión es débil, lo cual no sucede con un tubo circular .

El absorbedor (g) se construye utilizando dos placas de cobre o aluminio estampadas y unidas por laminado. El fluido circula dentro de las aletas. Esta técnica permite cualquier configuración.

El absorbedor de la figura (h) tiene una serie de avellanados que minimizan el área de contacto entre dos placas paralelas. El absorbedor (i) es bastante delgado, de tal forma que los canales interiores son calentados totalmente.

El absorbedor (j) es más elaborado; se utiliza lámina metálica corrugada, la cual debe estar bien soldada a la placa para obtener una buena transferencia de calor.

En el absorbedor (k) la construcción resulta en una superficie selectiva ; este diseño se utiliza frecuentemente para calentar aire.

13.5 MATERIALES PARA CAPTADORES

Los materiales para fabricar captadores planos son muy pocos:

el uso de metales (aluminio, cobre, acero, etc) está limitado por su costo. Uno de los problemas que presenta el uso del acero al utilizarse como absorbedor es la corrosión, la cual se puede evitar por el uso de sustancias inhibidoras y también sellando el sistema para evitar el contacto del fluido con el aire.

La aplicación de plásticos, como se mencionó anteriormente, es muy limitado ya que en un captador con una cubierta se pueden obtener temperaturas de hasta 150° C.

14. TRANSFERENCIA DE CALOR EN LOS FLUIDOS

La característica más importante en la transferencia de calor en el fluido es su régimen, como se mencionó anteriormente; esto se determina por el número de Reynolds

$$N_{Re} = \frac{4 w}{\mu \pi D} \quad (20)$$

donde D = Diámetro del tubo

w = gasto másico

μ = viscosidad del fluido

Cuando el tubo (o ducto) no es de sección transversal circular se utiliza el diámetro equivalente

$$De = \frac{4 Ax}{p} \quad (21)$$

donde p = perímetro del tubo (o ducto) en contacto con el fluido y

Ax = al área de la sección transversal

PROPIEDADES FISICAS DE LOS FLUIDOS UTILIZADOS EN CAPTADORES.

	Temp. °C	Densidad Kg/m ³	Visco- sidad mPa.s	Calor es pecífico kJ/kgC	Número de Prandtl cu/K	Conduc- tividad térmica W/C m	Coficien- te de ex- pansión térmica %/C
Agua	38	993	0.684	4.166	5	0.628	0.037
	66	980	0.432	4.187	2.8	0.661	0.055
	93	963	0.305	4.208	1.8	0.680	0.070
Etilenglicol	38	1054	2.3	3.43	19.83	0.398	0.057
agua 50% en peso	66	1035	1.2	3.52	10.16	0.415	0.066
Propanodiol o	93	1016	0.76	3.64	6.39	0.433	0.073
propilenglicol	38	1025	3.1	3.64	29.0	0.389	0.066
agua 50% en peso	66	1004	1.5	3.73	14.6	0.384	0.082
	93	985	0.9	3.83	9.06	0.381	0.080
Aceite con sili- con	38	935	14.98	1.55	162	0.144	
	66	913	9.13	1.59	103	0.141	0.0928
	93	889	6.40	1.63	75.5	0.138	
Aceite sintético	38	835	25.1	2.39	461	0.130	0.059
	66	820	9.0	2.47	175	0.127	
	93	805	4.4	2.55	90	0.125	
Aceite Mobil lí- gero (temp.máxi- ma de serv.205°C)	38	966	4.4	1.83	67.1	0.120	0.063
	66	950	2.5	1.93	40.9	0.118	
	93	935	1.6	2.02	27.9	0.116	
Aceite Mobil (Temp.máxima de servicio 315°C)	38	855	17.1	1.89	241.7	0.134	0.063
	66	838	7.54	1.99	112.8	0.133	
	93	820	4.02	2.09	63.9	0.132	
Aire	21	1.18	0.018	1.01	0.71	0.026	
	66	1.03	0.021	1.02	0.70	0.029	

El número de Reynolds en forma más general se puede escribir como:

$$N_{Re} = \frac{4w}{\mu p} \quad (22)$$

Abajo de 2100 se obtienen números de Reynolds para flujo laminar; a números mayores de 10 000 el flujo es turbulento; y entre 2 100 y 10 000 el flujo se encuentra en transición.

14.1 FLUJO TURBULENTO

Cuando el flujo es turbulento el coeficiente de transferencia de calor es alto y se puede predecir utilizando la siguiente ecuación:

$$\frac{hD}{K} = 0.023 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{1/3} \quad (23)$$

donde

- hD/K es el número de Nusselt
- N_{Re} es el número de Reynolds $4w/\mu\pi D$
- N_{Pr} es el número de Prandtl $c\mu/K$
- K es la conductividad térmica del fluido
- c es el calor específico del fluido y
- ρ es la densidad

El coeficiente de transferencia de calor convectivo h en la práctica se puede aproximar por las siguientes ecuaciones

$$\text{para aire} \quad h = \frac{0.5 (U_s)^{0.8}}{(D')^{0.2}} \quad (24)$$

para agua
$$h = \frac{150(1+0.011 T) (U_s)^{0.8}}{(D')^{0.2}} \quad (25)$$

donde U_s es la velocidad del fluido *

T es la temperatura del fluido *

D' es el diámetro característico *

14.2 FLUJO EN LA ZONA DE TRANSICION

Cuando el flujo se encuentra en la zona de transición los efectos de entrada son importantes. Cuando el fluido entra por primera vez al cabezal (tubo de gran diámetro) o cuando cambia de dirección se presentan perturbaciones que mejoran el coeficiente de transferencia de calor.

Los efectos de entrada suministran la turbulencia necesaria para la transferencia de calor; es por esta razón que los captadores que utilizan aire rara vez tienen más de 5 cm de espesor.

Los efectos de la entrada solo se presentan en cierta longitud determinada por la siguiente ecuación

$$\frac{L}{D} = 0.05 N_{Re} N_{Pr} \quad (26)$$

Para estudiar la transferencia de calor en la zona de transición (Reynolds $< 10\ 000$) se utiliza el factor j (de Colburn), figura 15.

* los valores en unidades del sistema ingles

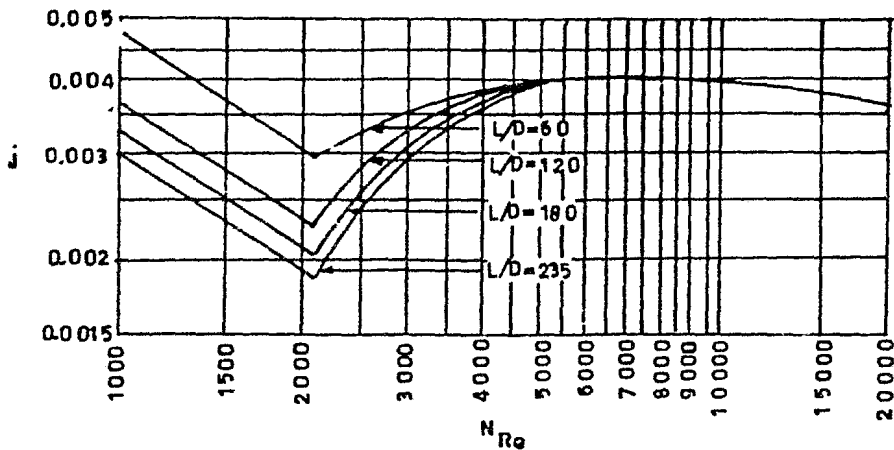


FIG. 15 a) Factor j de Colburn para relacionar la transferencia de calor en flujo en transición (Ref 7).

El factor j incluye el número de Prandtl, la velocidad másica (masa del fluido por unidad de área) w/A_x y el calor específico c :

$$j = \frac{h A_x (N_{Pr})^{2/3}}{c w} \quad (27)$$

14.3 FLUJO LAMINAR

Si el flujo es laminar y completamente desarrollado el coeficiente de transferencia de calor es constante porque las capas de fluido no se mezclan y el fluido se comporta como un sólido transfiriendo calor por conducción.

Si el calor es absorbido del captador en la misma proporción en todas sus partes el número de Nusselt tiene un valor constante y el coeficiente de transferencia de calor depende solo

del diámetro de los tubos y de la conductividad térmica.

$$\frac{hD}{K} = 4.36 \quad (28)$$

El calor transferido es proporcional al producto UA el cual en un tubo circular esta dado por:

$$UA = h A = \frac{4.36 K}{D} \pi D L = 4.36 \pi K L \quad (29)$$

De esta ecuación se puede observar que el calor transferido en régimen laminar en tubos circulares es independiente del diámetro de éstos.

15. DISEÑO DEL CAPTADOR

El diseño de captadores con fluido líquido es menos difícil que para los que utilizan aire. Es relativamente fácil mantener coeficientes de transferencia de calor arriba de $500 \text{ W/}^\circ\text{C}\cdot\text{m}^2$ los cuales tienen poco efecto sobre el comportamiento del captador cuando el tamaño de los tubos es el adecuado.

Los factores más importantes en el diseño de un captador han sido ya mencionados (número de Reynolds, Nusselt y Prandtl) así como también las ecuaciones más importantes.

Los captadores que tienen como fluido al aire no cumplen la ecuación 29; sin embargo, el coeficiente de transferencia de calor varía de acuerdo con las ecuaciones 23 o 27 .

16. FACTORES QUE AFECTAN LA TRANSFERENCIA DE CALOR

16.1 EFICIENCIA DE LA ALETA

Para ayudar a la transferencia de calor de la superficie absorbadora al fluido se utilizan aletas. Algunas veces la superficie absorbadora funciona como una aleta para los tubos a través de los cuales circula el fluido. Al hacer esto, los tubos pueden ser de diámetro pequeño, reduciendo los costos, simplificando problemas de distribución y asegurando un coeficiente de transferencia de calor alto.

En los captadores que utilizan aire la superficie extendida está en la corriente de aire pero su análisis es idéntico al de la aleta en el tubo absorbador. Esto se muestra en la figura 16.

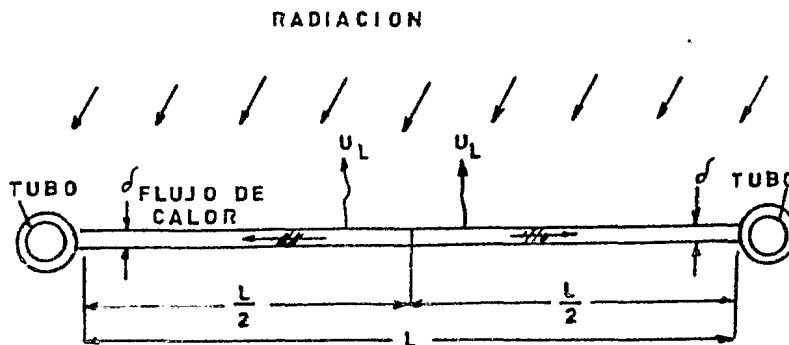


FIG. 16 Transferencia de calor en la placa absorbadora.

La radiación solar irradia uniformemente la aleta y el calor se conduce hacia el tubo. No hay flujo de calor cruzando el plano equidistante entre los tubos.

El flujo de calor se incrementa conforme la distancia hacia el tubo disminuye.

La ecuación para el calor absorbido en función de la eficiencia de la aleta (η_f) es:

$$\frac{Q}{A} = \eta_f (\alpha I - U_L (T_c - T_a)) \quad (30)$$

donde T_c es la temperatura en la base de la aleta y

$$\eta_f = \frac{\text{Tanh } \beta}{\beta} \quad (31)$$

donde β esta dada por

$$\beta = \frac{L}{2} \sqrt{U_L / (K \delta)} \quad (32)$$

En las expresiones anteriores:

- L es la longitud de la aleta
- K es la conductividad térmica
- δ es el espesor de la aleta
- U_L es el coeficiente de pérdidas de calor

La figura 17 muestra la eficiencia de la aleta conociendo β . La eficiencia de la aleta es función del coeficiente de pérdidas de calor U_L y de la naturaleza física de la superficie absorbadora.

16.2 EFECTO DEL GASTO MASICO SOBRE LA TRANSFERENCIA DE CALOR EN EL TUBO DEL CAPTADOR

Las pérdidas en la superficie absorbadora dependen de la temperatura local ya que el fluido remueve el calor del captador las pérdidas son menores a la entrada del fluido y mayores cerca de la salida. Sin embargo, el promedio de pérdidas puede ser calculado utilizando la temperatura promedio del fluido.

Considérese la figura 18, donde T_f es la temperatura variable del fluido, T_i es la temperatura del fluido a la entrada, T_o la temperatura a la salida y T_c es la temperatura de la superficie absorbadora, A_{fT} es el área total de transferencia de calor en el tubo, A_f es el área de transferencia de calor del tubo en una distancia dada, A_c es el área de la aleta en una distancia dada, U_f es el coeficiente de transmisión de calor al -

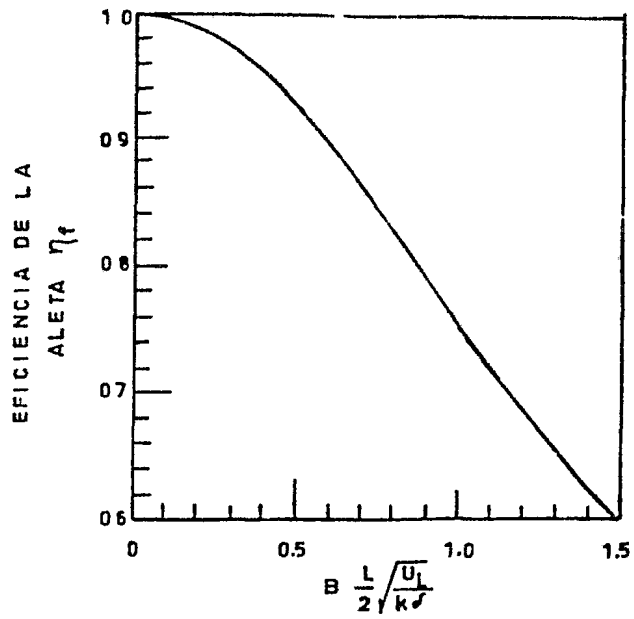


FIG. 17 Eficiencia de la aleta.

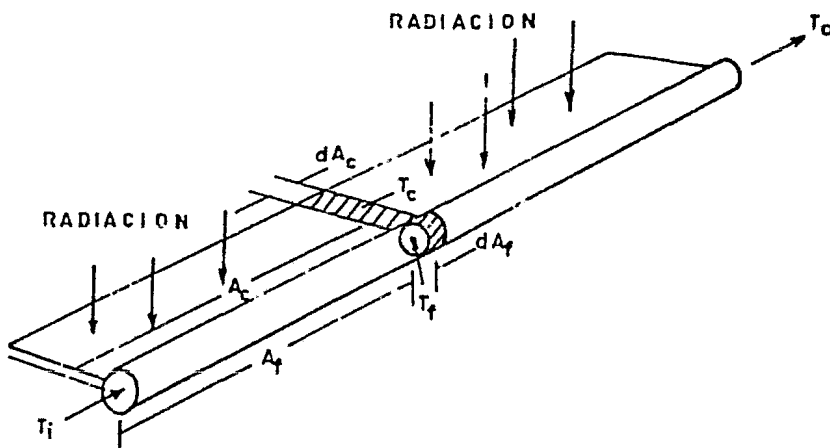


FIG. 18 Figura para deducir las ecuaciones del factor de transferencia de calor

fluido y $\bar{\eta}_f$ es la eficiencia promedio. El calor acumulado a una distancia dada de la entrada es Q , variando de cero a Q_T , donde Q_T es el calor total absorbido, w es el gasto másico y c es el calor específico.

Considerando que la diferencia de temperaturas entre el fluido y la superficie absorbidora es uniforme, el calor transferido al fluido es:

$$Q = U_f A_f (T_c - T_f) \quad (33)$$

donde Q , A_f , T_c y T_f son medidas en cualquier sitio (pero todas en el mismo lugar) a lo largo de la trayectoria del fluido.

El calor total absorbido por el fluido en el mismo punto es:

$$Q = w c (T_f - T_{fi}) \quad (34)$$

Diferenciando cada ecuación con respecto al área transversal A_f se obtiene:

$$\frac{dQ}{dA_f} = m c \frac{dT_f}{dA_f} \quad (35)$$

Como T_{fi} es constante, entonces $(T_c - T_f)$ es constante

$$\frac{dQ}{dA_f} = U_f (T_c - T_f) \quad (36)$$

Eliminando dQ/dA_f de las dos ecuaciones anteriores e integrando en un punto situado a lo largo de la trayectoria del fluido se obtiene T_f

$$\int_{T_i}^{T_f} dT_f = \frac{U_f}{w c} (T_c - T_f) \int_0^{A_f} dA_f$$

$$T_f = T_i + \frac{U_f}{w c} (T_c - T_f) A_f \quad (37)$$

Si la ecuación 33 se escribe para el final de la trayectoria del fluido entonces $(T_c - T_f)$ es constante.

$$Q_T = U_f (T_c - T_f) A_{fT} \quad (38)$$

Despejando T_f de la ecuación anterior se obtiene

$$T_f = T_c - \frac{Q_T}{U_f A_{fT}} \quad (39)$$

Igualando esta ecuación y la ecuación 37 resulta

$$T_c = T_i + \frac{Q_T}{A_{fT}} \left(\frac{A_f}{w c} + \frac{1}{U_f} \right) \quad (40)$$

Escribiendo la ecuación básica para el captador con la ecuación de la eficiencia de la aleta para una área diferencial (del captador) y considerando la eficiencia promedio ($\bar{\eta}_f$) de la aleta se obtiene

$$dQ = \bar{\eta}_f (\tau \alpha I dAc - U_L (T_c - T_a) dAc) \quad (41)$$

Sustituyendo el valor de T_c (ecuación 40) se tiene:

$$\frac{dQ}{\bar{\eta}_f} = \tau \alpha I dAc - U_L \left\{ T_i + \frac{Q_T}{A_{fT}} \left(\frac{A_f}{w c} + \frac{1}{U_f} \right) - T_a \right\} dAc \quad (42)$$

Integrando sobre toda la trayectoria del fluido

$$\frac{1}{\bar{\eta}_f} \int_0^{Q_T} dQ = \tau \alpha I \int_0^{A_{cT}} dAc - U_L (T_i - T_a) \int_0^{A_{cT}} dAc - \frac{Q_T U_L}{A_{fT}} \int_0^{A_{cT}} \left\{ \frac{A_f}{w c} + \frac{1}{U_f} \right\} dAc \quad (43)$$

Si el área del absorbedor y del fluido se relacionan

$$A_f = K A_c \quad (44)$$

la última integral es:

$$\int_0^{A_{cT}} \left\{ \frac{K A_c}{w c} + \frac{1}{U_f} \right\} dA_c = \left\{ \frac{K A_c^2}{2 w c} + \frac{A_c}{U_f} \right\}_0^{A_{cT}} = \frac{K A_{cT}^2}{2 w c} + \frac{A_{cT}}{U_f} \\ = \frac{A_{fT} A_{cT}}{2 w c} + \frac{A_{cT}}{U_f} \quad (45)$$

Integrando la ecuación 43 se obtiene

$$\frac{Q_T}{\eta_f} = \tau \alpha I A_{cT} - U_L (T_i - T_a) A_{cT} - Q_T U_L \left\{ \frac{A_{cT}}{2 w c} + \frac{A_{cT}}{U_f A_{fT}} \right\} \quad (46)$$

Como el flujo de calor total absorbido es

$$q = \frac{Q_T}{A_{cT}} \quad (47)$$

incorporando el factor de transferencia de calor F_i el flujo de calor captado queda como:

$$q = F_i (\tau \alpha I - U_L (T_i - T_a)) \quad (48)$$

donde F_i está dado por:

$$F_i = \frac{1}{\frac{1}{\eta_f} + \frac{U_L A_c}{U_f A_f} + \frac{U_L A_c}{2 w c}} \quad (49)$$

Aplicando las ecuaciones 48 y 49, el comportamiento del captador puede ser analizado en términos de la temperatura del fluido a la entrada.

Frecuentemente se utiliza una temperatura media del fluido con lo que las ecuaciones (48) y (49) se transforman en:

$$q = F_m (\tau \alpha I - U_L (T_m - T_a)) \quad (50)$$

$$F_m = \frac{1}{\frac{1}{\bar{\eta}_f} + \frac{U_L A_C}{U_f A_f}} \quad (51)$$

donde

$$T_m = \frac{T_i + T_o}{2} \quad (52)$$

o también se utiliza la temperatura del fluido a la salida, obteniéndose:

$$q = F_o (\tau \alpha I - U_L (T_o - T_a)) \quad (53)$$

$$F_o = \frac{1}{\frac{1}{\bar{\eta}_f} + \frac{U_L A_C}{U_f A_f} - \frac{U_L A_C}{2 w c}} \quad (54)$$

17. CURVAS DE EFICIENCIA

Considerando la ecuación para el calor captado y dividiendo entre la radiación incidente se obtiene la eficiencia

$$\eta = \frac{q}{I} = \frac{F_i}{I} (\tau \alpha I - U_L (T_i - T_a)) \quad (55)$$

Si se considera la temperatura de entrada, la ecuación de eficiencia es:

$$\eta_i = F_i \tau \alpha - \frac{F_i U_L (T_i - T_a)}{I} \quad (56)$$

Si se considera la temperatura de salida la ecuación de eficiencia es

$$\eta_o = F_o \tau \alpha - \frac{F_o U_L (T_o - T_a)}{I} \quad (57)$$

o si la temperatura considerada es la temperatura media, la eficiencia se calcula por la ecuación:

$$\eta_m = F_m \tau \alpha - \frac{F_m U_L (T_m - T_a)}{I} \quad (58)$$

$F_{i\tau\alpha}$, $F_{m\tau\alpha}$ y $F_{o\tau\alpha}$ cada una de ellas representa la intercepción con el eje de las ordenadas; la pendiente está dada por F_{iU_L} , F_{mU_L} o F_{oU_L} . Estas gráficas se muestran en la figura 19.

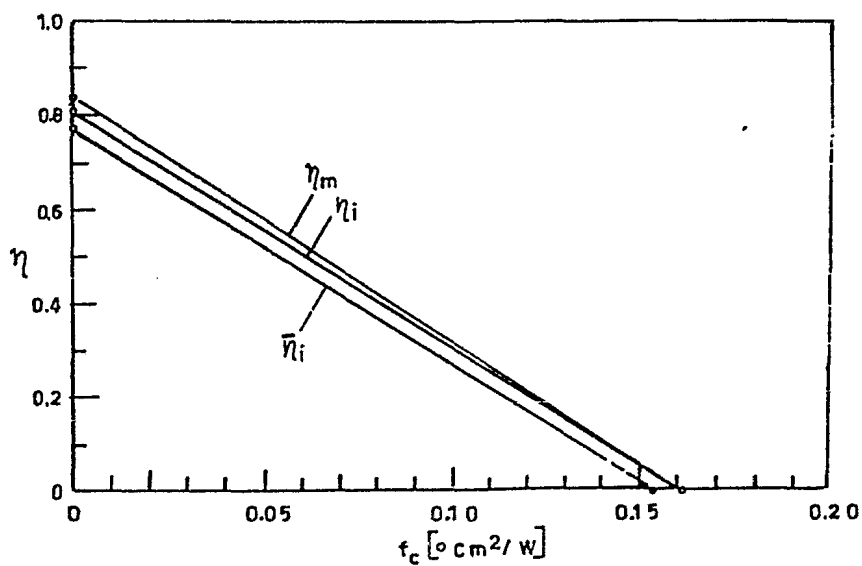


FIG. 19 Curvas de eficiencia para captadores planos.(Ref 7)