

0036215



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**"APLICACION DE LA TEORIA DE LA
TRANSFERENCIA RADIATIVA A UN
DOSEL BOSCOZO"**

T E S I S

**PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (FISICA)**

P R E S E N T A :

OSCAR CASIMIRO SANCHEZ MENESES

DIRECTOR DE TESIS: DR. CARLOS GAY

pcf

posgrado en ciencias físicas
u n a m

JUNIO 2002



**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



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.

DEDICATORIA

***A mis padres, hermanos y sobrinos, con
todo mi cariño,***

***A mis amigas y amigos, que tanto me
apoyaron en momentos difíciles y que no los
cito por sus nombres porque tendría que
agregar otro capítulo***

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

AGRADECIMIENTOS

*Al Dr. Carlos Gay por su acertada dirección y
consejos,*

A los miembros del jurado:

*M. en C. Ana Cecilia Conde Álvarez
Dr. Neil Charles Bruce Davidson
Dr. Héctor Javier Durand Manterola
Dr. Víctor Luis Barradas Miranda
Dr. Juan Américo González Esparza
y
Dr. Ramiro García García*

por la valiosa y dedicada revisión de nuestro trabajo

*y especialmente, agradezco el apoyo, atención y
consejos de la Psic. Cecilia Caballero, del M. en C.
René Garduño y del M. en C. Sergio Guzmán*

A CONACYT y DGAPA por el apoyo económico.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

CONTENIDO

RESUMEN	3
INTRODUCCIÓN	4
CAPÍTULO I. FUNDAMENTOS DE LA TEORÍA DE LA TRANSFERENCIA RADIATIVA.	8
I.1 Conceptos y Definiciones.	
I.2 Tipos de Dispersión por Partículas.	
I.2.1 Dispersión de Mie.	
I.2.2 Dispersión por Partículas Muy Grandes.	
I.2.3 Dispersión de Rayleigh.	
I.3 Ecuación General de Transferencia de Radiación (ETR).	
I.3.1 Intensidad o Campo de Radiación.	
I.3.2 Flujo Neto de Radiación o Irradiancia.	
I.3.3 Coeficientes de Absorción, Dispersión y Extinción.	
I.3.4 Profundidad Óptica.	
I.3.5 Albedo de Dispersión Simple.	
I.3.6 Función Fase.	
I.4 Ecuación de Transferencia en Planos Paralelos.	
I.5 Expansión en Armónicos Esféricos.	
I.6 Superficies Reflectoras.	
I.7 Balance Radiativo.	
CAPÍTULO II. DESCRIPCIÓN DE LA INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN SOLAR CON LA VEGETACIÓN.	25
II.1 Condiciones Radiativas en un DoseL.	
II.1.1 Radiación Solar Incidente en un DoseL.	

- II.1.2 Efectos Combinados de Radiación y Temperatura.
- II.2 Propiedades Espectrales de las Hojas.
- II.3 Propiedades Ópticas del Dosel.

**CAPÍTULO III. SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA DE
RADIACIÓN EN VEGETACIÓN. 43**

- III.1 Dependencia del Campo de Radiación en un Dosel Vegetal.
- III.2 Hipótesis Básicas.
- III.3 Método de Solución.
 - III.3.1 La Función Fase.
 - III.3.2 Aproximación Eddington.
 - III.3.3 Condiciones de Frontera.
 - III.3.4 La Distribución de Orientación.
- III.4 Cálculo de Cantidades Integradas (Reflectancia, Transmitancia, Absorción).

**CAPÍTULO IV. APLICACIÓN A UNA CUBIERTA BOSCOSEA DEL VALLE
DE MÉXICO. 60**

- IV.1 Descripción de las Radiancias Observadas.
- IV.2 Estimación del Índice de Área Foliar.
- IV.3 Datos de Entrada.
- IV.4 Resultados.
- IV.5 Discusión.
- IV.6 Conclusiones.

REFERENCIAS 91

ANEXOS 98

RESUMEN

Se desarrolla un método aproximado de solución de la Ecuación de Transferencia Radiativa (ETR), aplicada a un medio dispersor consistente en un dosel vegetal, con el objetivo de hacer estimaciones acerca de características estructurales importantes de interés agrofísico como son el índice de área foliar (L) y la biomasa foliar (B). La ETR se resuelve usando la aproximación de Eddington para el campo de radiación y dado que las observaciones disponibles corresponden a los flujos radiativos incidente y transmitido se elaboró un programa de cálculo que arroja como resultado el flujo transmitido a través del dosel.

El método se aplicó a doseles de encinos y pinos, localizados al sur del Valle de México de los cuales se tuvo acceso a datos en 5 bandas del espectro solar: A (500-600 nm), B (600-700 nm), C (700-800 nm), D (800-1100 nm) y E (295-385 nm), que abarcan un día de mediciones a intervalos de 1 min (encinos) y 5 min (pinos).

La aplicación hizo necesario hacer simplificaciones a la estructura del dosel como considerarlo un medio homogéneo y continuo con hojas con una distribución de orientación determinada y con un albedo del sotobosque constante. Ante la carencia de mediciones directas, se incluyeron: algunos parámetros específicos, como la reflectividad y transmisividad hemisféricas foliares, una aproximación para las componentes directa y difusa de la radiación incidente y el coeficiente de extinción área - masa (usado para hallar B) que fueron estimados apoyándose en la información existente en la literatura.

Para estimar L se obtuvieron los valores de los flujos transmitidos para un valor inicial de L para cada banda, luego se integraron dichos valores en todo el intervalo de medición y se compararon con su contraparte observada repitiendo el proceso hasta hallar el L que igualara los flujos. Se obtuvieron así valores de (4.25, 4.03 y 3.97) para encinos y de (1.88, 1.85 y 2.2) para pinos que resultaron subestimados (particularmente pinos), respecto a valores tomados de la literatura para otras latitudes, pero que muestran la viabilidad de la aplicación del método. Se propusieron como posibles causas de la subestimación la falta de información específica de los doseles y la compleja geometría de la hojas, particularmente pinos, aunque ha sido reportado que el bosque de pinos no era muy denso. Para estimar B se usó la banda E (UV), pues en dicha banda el flujo transmitido es casi puramente difuso, obteniéndose 0.63 kg/m^2 (encinos) y 3.59 kg/m^2 (pinos), valores que no pudieron ser corroborados en la literatura disponible, pero a partir del coeficiente de extinción de área - masa sí fue posible discutir su validez.

La aplicación desarrollada, a pesar de la falta de mediciones directas de variables importantes, mostró su viabilidad permitiendo concluir que es posible extenderla para incluir otras especies y estimar otras variables como la radiación reflejada y la absorbida por el dosel, que junto con L son de suma importancia en diferentes aspectos del impacto ambiental de la vegetación, la emisión de precursores de contaminantes o fijación de CO_2 atmosférico o simplemente evaluación de recursos naturales.

INTRODUCCIÓN

La aplicación de metodologías de la física fundamental al estudio del sistema atmósfera-océano-continente es de gran importancia ante la necesidad de comprender los fundamentos de los procesos físicos involucrados en la interacción entre todos los elementos de dicho sistema. De este modo, se tiene por ejemplo, que para estudiar los métodos de evaluación, aprovechamiento y preservación de los recursos naturales, es necesaria la aplicación de principios físicos para entender los distintos procesos de intercambio energético que contribuyen al equilibrio de un sistema. De entre todos estos procesos, los de transferencia de radiación destacan por su importancia.

La teoría de la transferencia de radiación surgió del estudio de las atmósferas estelares al intentarse describir el camino que las partículas neutras y la radiación electromagnética generadas en el núcleo de una estrella siguen hasta las capas más externas. Ha sido aplicada también al estudio de la difusión neutrónica en reactores nucleares, entre otras cosas (Chandrasekhar, 1960), y más recientemente, con el desarrollo de la tecnología de la percepción remota (*remote sensing*, en inglés), ha encontrado aplicaciones directas en el sistema complejo atmósfera- océano-continente (Smith, 1983).

El interés en la aplicación de la transferencia radiativa a la vegetación proviene de la necesidad de cuantificar el efecto de la radiación solar sobre la fotosíntesis (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2), el balance hídrico (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 4), y el cálculo de la **biomasa** en un dosel (Grace, 1983 Cap. 2), entre otras cosas.

En este trabajo se analiza la interacción de la radiación solar con un **dosel** boscoso con la idea de diseñar una metodología de estudio que permita estimar sus características más importantes, empleando para tal fin mediciones de cantidades radiativas, como son los **flujos hemisféricos global incidente** y

global transmitido, de tal medio. Estas características pueden ser la cantidad de **radiación absorbida y/o reflejada**, el **índice de área foliar**, el **índice de área de las plantas**, la **distribución de orientación de las hojas**, la **profundidad óptica** y la **biomasa**. De entre todos los anteriores, que además se definen en el capítulo II, destaca el índice de área foliar pues es la variable estructural clave de los ecosistemas forestales y cuya estimación es de gran utilidad en ecofisiología, interacciones atmósfera-ecosistema y cambio climático global (Chen et al., 1997).

Las flujos radiativos empleados en esta aproximación, fueron obtenidos *in situ*, en doseles de encinos y pinos del sur del Valle de México y facilitadas por los autores (Segura y Trujillo, 1993) mediante comunicación personal. Junto con la **reflectancia hemisférica global**, la transmitancia y el flujo incidente globales, cantidades cuyo uso es muy extendido en estudios radiométricos, son relativamente fáciles de obtener. Cabe señalar que la reflectancia hemisférica es un observable de gran aplicación en el estudio de nuestro planeta por medio de satélites.

Es muy importante indicar que el estudio del **balance radiativo** en doseles vegetales, en general, es fundamental en el análisis de los impactos que la actividad humana produce sobre la física y la química de la atmósfera de la Tierra o, mejor dicho, de todo el sistema. Así tenemos que varios ciclos físico-químicos (H_2O , CO_2 , por ejemplo) están íntimamente ligados al balance de energía y su componente radiativa a través de la biosfera. La absorción de radiación en doseles vegetales es elemento primordial en los procesos de fotosíntesis y está directamente relacionado a la fijación de carbono atmosférico en la vegetación. Profesionales de las áreas ambientales precisan un entendimiento de los procesos radiativos dentro del dosel vegetal. De hecho, este estudio ha sido motivado por el interés en la evaluación de la emisión de **hidrocarburos biogénicos** (aquellos que producen los animales y las plantas como resultado de su propio metabolismo) en cubiertas vegetales alrededor del Valle de México. Tales hidrocarburos resultan ser precursores en la formación de ozono en regiones de la atmósfera de baja altitud donde es considerado como un contaminante peligroso (Lamb, et. al. 1993, Ruiz-Suárez, et al. 1999).

Es destacable que la metodología empleada en este caso puede servir como guía para diseñar otras aplicaciones, como podrían ser cubiertas vegetales

de otras especies e inclusive medios como el plancton oceánico. Todo esto debido a que es posible identificar las características radiativamente activas de tales medios con las variables de interés en la teoría de la transferencia radiativa o de transporte de fotones, como también es conocida.

La importancia del estudio sistemático de la interacción de la radiación con doseles vegetales se ve reflejada en la gran cantidad de trabajos sobre el tema, principalmente en especies de importancia agrícola, y algo menos en bosques, sobre todo en los países en donde la silvicultura está muy desarrollada, también en México se tienen algunos estudios (Maass, 1995).

Existen muchos trabajos acerca de la modelación matemática del transporte de fotones dentro de un dosel vegetal (Myneni, et al., 1989 *review paper*) y de métodos directos (muestreo de variables *in situ*) e indirectos (usando instrumentos ópticos y modelos) para la obtención de información acerca de la estructura física de un dosel (Norman y Campbell, 1989 texto clásico de referencia en el tema; Chen, et al. 1997) que resultan más completos si se dispone de mayor cantidad de información específica. En este estudio, que se puede considerar indirecto, solamente se cuenta con mediciones de flujo incidente y flujo transmitido, coeficientes de extinción área-masa, además de reflectividad y transmisividad individual de las hojas, éstas últimas tomadas de la literatura, por lo que el objetivo es investigar la factibilidad de hallar información acerca del índice de área foliar y la biomasa usando un método aproximado de solución de la ecuación de transferencia radiativa.

El contenido de este estudio está organizado de la siguiente manera: en el capítulo I se presentan los fundamentos de la teoría de la transferencia de radiación en un medio caracterizado por variables como la **profundidad óptica**, el **coeficiente de extinción** y la **función fase**; se deduce la ecuación de transferencia radiativa en su forma general, para planos paralelos y en su expansión en armónicos esféricos; además, se definen o precisan términos y cantidades radiativas que serán muy usados en todo este trabajo como es el caso del **balance radiativo**.

En el capítulo II se hace una descripción de las características más destacadas en la interacción de la radiación solar con la vegetación en general

(hojas y dosel) incluyéndose algunos efectos de la temperatura y se hace énfasis en la naturaleza de la radiación solar incidente sobre un dosel vegetal.

Es hasta el capítulo III que se aborda el tema central de este trabajo y donde se describe una solución para el problema de transferencia de radiación en vegetación, donde se citan las aproximaciones necesarias para aplicar la teoría a un dosel vegetal y la metodología correspondiente, destacándose el uso de la **aproximación de Eddington** para obtener el campo de radiación en un dosel en aproximación a primer orden.

La aplicación a una cubierta boscosa en particular, corresponde al capítulo IV, en el que se hace uso de datos experimentales de radiación transmitida a través de un dosel y que abarcan 5 bandas: **UV** (295-385 nm); tres en el visible (500-600 nm, 600-700 nm y 700-800 nm) e **IR cercano** (800-1100 nm) del espectro electromagnético; y que son tomados como base para obtener una estimación del índice de área foliar del dosel a partir de la comparación entre los flujos diarios transmitidos observados y los calculados mediante la aproximación. Igualmente en el capítulo IV se presenta una estimación de la biomasa del dosel, además de la discusión de los resultados obtenidos y las conclusiones encontradas.

CAPÍTULO I

FUNDAMENTOS DE LA TEORÍA DE LA TRANSFERENCIA RADIATIVA

La física del transporte de fotones u otras partículas neutras y su interacción con un medio, sin duda es descrito con muchísimo más detalle y exactitud por medio de la teoría clásica de ondas electromagnéticas, es decir, las ecuaciones de Maxwell. Sin embargo, desde el punto de vista de la transferencia radiativa si en un haz de partículas no se considera la información relativa a la fase, entonces la interacción del haz con un medio material se puede describir cuantitativamente, en un nivel fenomenológico, tomando en cuenta propiedades tales como la longitud de onda, polarización, extinción, dispersión y absorción del haz y dejando de lado las relacionadas con la coherencia, interferencia, difracción o espín de las partículas (Preisendorfer, 1965), es decir, todo se describe con base en las propiedades de la partícula y su transporte.

El uso de la teoría de la transferencia radiativa ha sido muy notable en ramas de la ciencia como son astrofísica, física de la atmósfera, ingeniería de reactores nucleares, propagación e interacción de radiación láser y percepción remota, entre otras.

En este trabajo se emplea la formulación de la teoría de la transferencia radiativa para describir la interacción de la radiación solar con un dosel vegetativo, por esta razón se incluye a continuación una revisión de conceptos y la deducción de la ecuación de transferencia radiativa.

I.1 Conceptos y Definiciones.

Un haz de fotones que interacciona con un medio material puede sufrir dispersión o absorción por las partículas que conforman ese medio. Desde el punto de vista ondulatorio, cuando las partículas del medio extraen energía del haz y reemiten una parte de esa energía se dice que la dispersan o esparcen. Clásicamente esto se explica diciendo que la radiación incidente induce un movimiento vibratorio en los átomos o moléculas que constituyen el medio creando un patrón o distribución de radiación de forma dipolar a medida que la frecuencia de la onda incidente se aproxima a la frecuencia de resonancia de la partícula (e.g. Hecht y Zajac, 1977). Este es el tipo de argumentos usados para explicar fenómenos como la reflexión, transmisión, refracción y difracción de radiación electromagnética.

En el caso de las moléculas, a causa de su mayor masa, los osciladores resuenan en regiones del espectro electromagnético de menor energía, por ejemplo, el infrarrojo (IR) o microondas y las amplitudes vibracionales son relativamente pequeñas. Además, se pueden presentar varios modos de vibración.

Se sabe que la energía extraída del haz de radiación, por el átomo o molécula, es proporcional al cuadrado de la amplitud de la oscilación y ésta alcanza su máximo en la frecuencia de resonancia. Si el material es un gas muy rarificado la energía dispersada es mayor conforme la frecuencia de radiación incidente se aproxime a la de resonancia, en consecuencia, la energía absorbida por el medio será cada vez menor e insignificante.

En el campo de estudio de la transferencia radiativa se considera a la **dispersión** como un proceso en el que se puede alterar la distribución espacial, la intensidad y/o la frecuencia de aquella radiación que interaccione con la materia. Si el patrón de radiación que presenta el medio o partícula dispersora muestra que la dispersión es la misma para todas las direcciones entonces la dispersión se denomina **isotrópica**, en caso contrario será **anisotrópica**.

Se tiene además que si la dispersión va acompañada de **absorción**, que no es otra cosa que la disminución en la intensidad de la radiación incidente

sobre el medio o partícula que se convierte en otra forma de energía o en radiación de distinta frecuencia, entonces al proceso conjunto se le conoce como **extinción**.

Se denomina **dispersión simple**, al proceso que involucra interacción de la radiación con una partícula individual y, cuando la radiación es dispersada por todo un medio se tiene **dispersión múltiple**. La teoría de la transferencia de radiación establece como se relacionan ambas.

1.2 Tipos de Dispersión por Partículas.

El proceso de dispersión es altamente sensible a las características de la partícula (o medio), muy en especial al tamaño y su relación con la longitud de onda de la radiación incidente. Una partícula se considera grande si su mínima dimensión es mucho mayor que la longitud de onda de la radiación incidente sobre ella (o por lo menos comparable) y se considera pequeña si su máxima dimensión es menor o igual que el producto de la longitud de onda de la radiación por la cantidad $(0.2/n)$ donde n es el índice de refracción de la partícula (Hottel y Sarofim, 1967 p. 392). Sin embargo, los criterios no son los mismos siempre, sobre todo, cuando el tamaño de las partículas que se consideran es intermedio, es decir, del orden de la longitud de onda de la radiación.

La forma más directa de obtener el patrón de radiación (también llamado campo de intensidades) indicativo del proceso de dispersión, es resolviendo las ecuaciones de Maxwell de la Teoría Electromagnética para las condiciones de frontera impuestas por las diferentes formas geométricas de las partículas y por la naturaleza del campo de radiación incidente. No obstante, sólo se han calculado soluciones para unas cuantas formas simples (esferas, capas esféricas, cilindros, cilindros infinitos, capas cilíndricas, etc.) ya que la solución se vuelve extremadamente complicada para otras formas y aún para las ya mencionadas las soluciones son muy complicadas. Sin embargo, mediante métodos especiales empleados en casos extremos, por ejemplo, cuando las partículas son muy grandes o muy pequeñas, es posible hallar soluciones para el campo de intensidades, siendo necesario usar las ecuaciones de Maxwell sólo para partículas de tamaño intermedio

(comparable a la longitud de onda de la radiación). En el caso de las partículas grandes y pequeñas es adecuado el uso de la teoría de la transferencia de radiación que, como ya se dijo, se apoya en las propiedades de las partículas y su transporte.

Se describen a continuación, muy brevemente, algunas características de la dispersión de radiación según el tamaño de las partículas dispersoras.

I.2.1 Dispersión de Mie.

Se conoce así a la dispersión originada por partículas de tamaño comparable a la longitud de onda, en honor de Gustav Mie (1869-1957) quien en 1908 usó las ecuaciones de Maxwell para calcular la dispersión en medios formados por partículas esféricas de cualquier tamaño. Este tipo de dispersión origina campos de radiación altamente anisotrópicos. Cuando un gran número de partículas de Mie de igual tamaño (de $10 \mu\text{m}$ de radio o menos) se concentran en la atmósfera se puede originar una gran cantidad de colores dispersados como ocurre con el polvo arrojado en una erupción volcánica cuando se eleva a grandes alturas. El mismo fenómeno, de dispersión de Mie puede presentarse en suspensiones coloidales y metálicas, polvo interestelar, niebla, nubes, corona solar, etc. (Hecht y Zajac, 1977 p. 255).

I.2.2 Dispersión por Partículas Muy Grandes.

Las partículas muy grandes obstruyen una radiación igual a la que incide sobre el área proyectada normal al haz primario. Esta radiación sufrirá reflexión, transmisión, refracción y absorción de forma tal, que sólo es necesario emplear la óptica geométrica para calcular la distribución espacial de la radiación. En éstos términos, la radiación puede pensarse como formada por rayos localizados que viajan en línea recta, siendo ésta, una aproximación asintótica que cobra mayor importancia conforme la longitud de onda se hace más pequeña. En partículas grandes el proceso de dispersión se ve acentuado por el fenómeno de difracción, por ésta causa, el patrón de radiación puede presentar un estrecho lóbulo en la dirección de incidencia y contener una energía igual a la que incide sobre la sección transversal de la partícula (principio de Babinet).

Y si la partícula no es suficientemente grande habrá que usar la solución rigurosa de las ecuaciones de Maxwell. La componente de difracción debe ser añadida a la de reflexión y refracción (formalmente deben añadirse las amplitudes y no las intensidades (Hottel y Sarofim, 1967 p. 392)). Por otro lado, las partículas grandes pueden ser difusas, especulares, transparentes u opacas en distintos grados (ver Sección I.6).

I.2.3 Dispersión de Rayleigh.

El criterio para las partículas pequeñas, usualmente es que su máxima dimensión es menor que $0.2/n$ veces la longitud de onda de la radiación incidente (n es el índice de refracción), entonces la intensidad del campo eléctrico y el ángulo de fase a través de la partícula son iguales a los de la radiación incidente, esto facilita el cálculo de la radiación dispersada. La dispersión por partículas pequeñas recibe el nombre de dispersión de Rayleigh, en honor de Lord Rayleigh (1824-1919), quien dedujo clásicamente que la forma del patrón de radiación dispersada depende de la cuarta potencia de la frecuencia de la radiación incidente. En todo caso, ya sea que el medio dispersor sea sólido, líquido o gaseoso, dispersará en longitudes de onda cortas, como el azul, aunque sea débilmente; sin embargo, es más notable en gases que en sólidos o líquidos, ya que en éstos últimos el esparcimiento lateral se ve reducido debido al mayor orden que presentan sus partículas, éste orden tiende a reforzar la dispersión en la dirección hacia adelante, así, el patrón de la radiación dispersada adquiere una forma simétrica con respecto a la dirección de incidencia (Hecht y Zajac, 1977 p. 255).

Las propiedades individuales de las partículas deben ser integradas de alguna forma para poder establecer características en un medio dispersor, esto se consigue mediante la ecuación de transferencia radiativa (ETR) cuya deducción se presenta a continuación.

I.3 Ecuación General de Transferencia de Radiación (ETR).

Se puede encontrar bibliografía abundante en donde se deduce la ETR (Chandrasekhar, 1960 Cap. I; Liou, 1980 Cap. I, Goody y Yung, 1989 entre

otros). Aquí se comienza definiendo las cantidades radiométricas más importantes:

1.3.1 Intensidad o Campo de Radiación.

La intensidad es la cantidad de energía (dE_ν) radiante, en un intervalo de frecuencias ($\nu, \nu+d\nu$), que fluye a través de un elemento de área (dA), en una dirección inclinada un ángulo (θ) con respecto a la normal exterior a dA y confinada a un ángulo sólido elemental ($d\Omega$), es decir, un “cono de radiación”, durante un tiempo (dt) (Fig. 1.1); esto es:

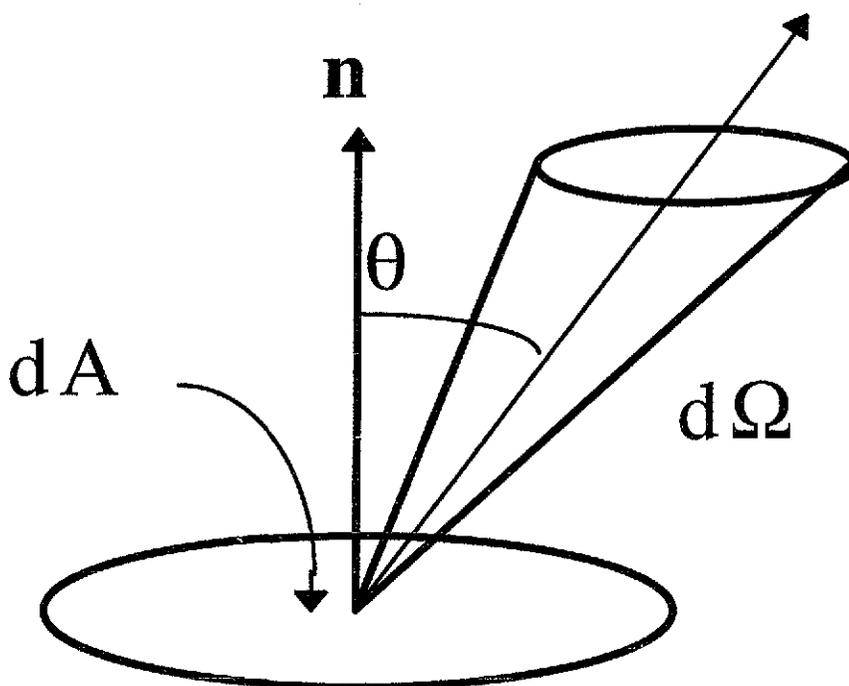


Fig. 1.1 Cono o haz de radiación.

$$I_\nu = dE_\nu / (\cos\theta \, dA \, d\nu \, d\Omega \, dt) \tag{1.1}$$

donde I_ν es la intensidad (a veces llamada **radiancia**) en un intervalo de frecuencias, es decir, intensidad espectral. La intensidad es una cantidad escalar.

I.3.2 Flujo Neto de Radiación o Irradiancia.

En términos de la I_ν , el flujo neto es:

$$\pi F_\nu = \int I_\nu \cos\theta \, d\Omega \quad (1.2)$$

en donde $d\Omega$ es la diferencial de ángulo sólido. La integral se calcula sobre todo el ángulo sólido (4π) y no es otra cosa que la razón de flujo de energía radiante a través de un elemento de área (dA) por unidad de área y por unidad de intervalo de frecuencia. El carácter vectorial se tiene por medio de su signo, si el sentido del flujo es opuesto al vector normal a dA el flujo es positivo.

I.3.3 Coeficientes de Absorción, Dispersión y Extinción.

Un haz colimado de radiación (haz cuyos rayos son paralelos) que atraviesa un medio absorbente y/o dispersor se atenúa en una cantidad dada por:

$$-dI_\nu = K_\nu I_\nu \, dz \quad (1.3)$$

para un pequeño espesor (dz) en la dirección de propagación y donde I_ν es la intensidad incidente sobre el medio y K_ν es el coeficiente de absorción en ausencia de dispersión; o bien, el coeficiente de dispersión en ausencia de absorción y también puede ser la atenuación total o coeficiente de extinción en presencia de absorción y dispersión, en éste último caso se suele escribir como: $K_\nu = \kappa_\nu = \sigma_\nu + \alpha_\nu$ en donde σ_ν es el coeficiente de dispersión y α_ν es el coeficiente de absorción, en adelante se mantendrá esta notación. El coeficiente de extinción se puede expresar también como $\kappa_\nu = k_\nu \rho$ en donde k_ν es el coeficiente por unidad de masa de extinción y ρ es la densidad del material, lo mismo es válido para los otros coeficientes. Es evidente que los 3 coeficientes son característicos de cada sustancia y mas aún, pueden tener una fuerte dependencia espectral para una misma sustancia.

I.3.4 Profundidad Óptica.

Es el espesor del material en términos de las propiedades ópticas del medio. Para un espesor geométrico pequeño (dz) en la dirección de propagación, el incremento en la profundidad óptica se define como:

$$d\tau = \kappa_v dz$$

es decir, depende del coeficiente de extinción lo cual lo convierte en una cantidad espectral. También puede expresarse en forma integral (Liou, 1980 p. 22):

$$\tau = \int_a^b \kappa_v(z) dz = \int_a^b \kappa_v(z) \rho(z) dz \quad (1.4)$$

I.3.5 Albedo de Dispersión Simple.

El albedo para dispersión simple es la fracción de la radiación incidente que ha cambiado de dirección al interactuar con el medio material y se expresa como: $w_o = \sigma_v/\kappa_v$ (dispersión/extinción).

Con los conceptos anteriores se puede obtener una expresión general para la ETR considerando que el campo de radiación en la dirección de propagación se atenúa por extinción y/o se refuerza por emisión y dispersión múltiple proveniente de todas las otras direcciones, así que:

$$dI_v = -\kappa_v I_v dz + j_v dz \quad (1.5)$$

donde j_v es un coeficiente que involucra los procesos de emisión y de dispersión múltiple, definiendo la **Función Fuente** como $J_v = j_v/\kappa_v$, se tendrá:

$$\frac{dI_v}{\kappa_v dz} = -I_v + J_v \quad (1.6)$$

que es la ecuación general de transferencia radiativa.

I.3.6 Función Fase.

Es una función adimensional necesaria y suficiente para describir la distribución angular de la radiación múltiplemente dispersada. La expresión funcional depende del medio o partícula que se estudia y se define como la distribución angular de la energía dispersada, se puede entender como la probabilidad de que un fotón proveniente de una dirección $\Omega'(\mu',\phi')$, sea dispersado en la dirección $\Omega(\mu,\phi)$. Vista así, la función fase toma el carácter de una función de distribución de probabilidad con las siguientes propiedades:

- Su argumento está relacionado con un ángulo de dispersión:

$$\mathbf{P}(\Omega,\Omega') \approx \mathbf{P}(\cos(\Omega,\Omega'))$$

- Nunca toma valores mayores que 1: $0 \leq \mathbf{P}(\Omega,\Omega') \leq 1$

- Debe cumplir con una condición de normalización

$$(1/4\pi) \int \mathbf{P}(\Omega,\Omega') d\Omega' = 1,$$

para el caso en que se conserva la energía, o bien:

$$(1/4\pi) \int \mathbf{P}(\Omega,\Omega') d\Omega' = w_0 < 1, \quad (1.7)$$

para el caso no conservativo (Chandrasekhar, 1960 p. 6). Así se tiene que cualquier fotón que se mueve en la dirección Ω ha emergido con seguridad de alguna dirección Ω' , a no ser que se haya presentado absorción, en cuyo caso, la probabilidad de hallar un fotón después de interactuar con la materia es igual al albedo de dispersión simple.

I.4 ETR en Planos Paralelos.

En este trabajo se empleará la ecuación de transferencia desarrollada para un medio estratificado en planos paralelos, ampliamente usada en el estudio de atmósferas planetarias y que es susceptible de ser aplicada a cuerpos de agua y cuerpos vegetales. Se asume que el medio es homogéneo

en el plano horizontal, con una densidad de partículas dispersoras N y todas las variables de interés presentan cambios sólo en la dirección vertical.

Sea dz una capa del medio dispersor tomada en la dirección vertical (Figura 1.2). Sea πF_0 el flujo monocromático neto incidente sobre el medio que proviene en una dirección definida como $-\Omega_0(-\mu_0, \phi_0)$ siendo μ_0 el coseno del ángulo solar cenital (θ_0) y ϕ_0 el ángulo solar acimutal. Ambos determinan la posición de la fuente de radiación, que para el caso de una atmósfera planetaria, es el Sol; (el signo (-) que acompaña a la dirección indica que ésta es siempre hacia abajo).

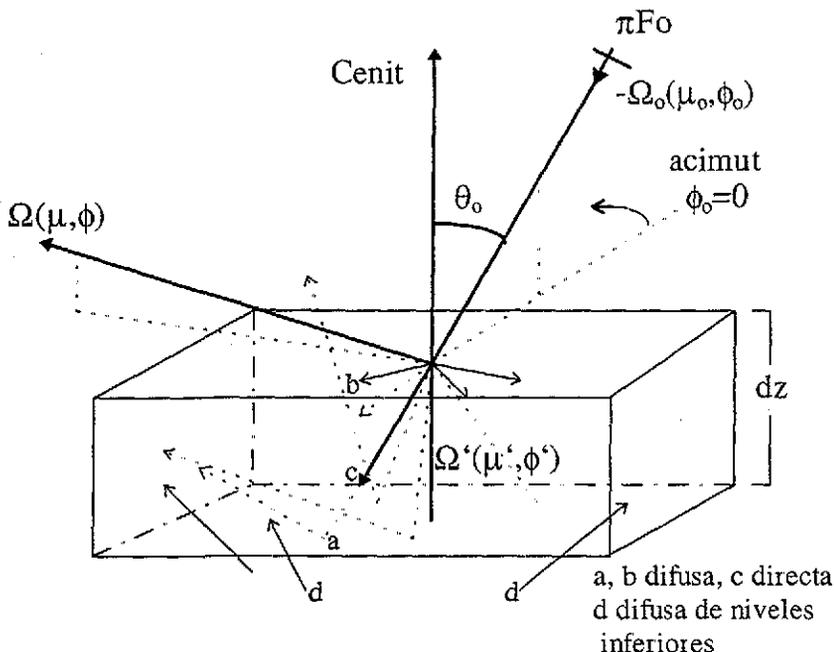


Fig. 1.2 Transferencia de radiación a través de medios estratificados en planos paralelos: a) extinción, b) dispersión múltiple, c) dispersión simple de radiación directa y d) difusa de niveles inferiores (Liou, 1980 p 177).

Ahora, para un haz monocromático $I(z, \Omega)$, que emerge del medio en una dirección arbitraria $\Omega(\mu, \phi)$ las atenuaciones y reforzamientos están dados como (Liou, 1980 p. 177):

a) Dispersión simple y absorción en el medio:

$$dI(z, \Omega) = -K N I(z, \Omega) dz/\mu$$

en donde K es el coeficiente de extinción medio de las partículas de la atmósfera y N es el número total de partículas por unidad de volumen.

b) Dispersión múltiple dentro del medio (radiación que viniendo de un elemento de ángulo sólido $d\Omega'$ alrededor de la dirección $\Omega'(\mu', \phi')$ es dispersada en la dirección Ω , es decir:

$$dI(z, \Omega) = + \sigma N (dz/\mu) \int_{4\pi} I(z, \Omega') \mathbf{P}(\Omega, \Omega')/4\pi d\Omega'$$

en donde σ es el coeficiente de dispersión medio para las partículas del medio, N es el número total de partículas por volumen y $\mathbf{P}(\Omega, \Omega')$ es la función fase.

c) Dispersión simple de la radiación directa de dirección $-\Omega_0$, suponiendo que F(z) es el flujo al nivel z que no ha interactuado, entonces, como en b):

$$dI(z, \Omega) = + \sigma N (dz/\mu) F(z) \mathbf{P}(\Omega, -\Omega_0)/4\pi$$

F(z) se puede calcular de la ley de Beer-Bouguer-Lambert (Liou, 1980 p. 20):

$$F(z) = \pi F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \quad (1.8)$$

Combinando todo lo anterior:

$$\mu dI(z, \Omega)/(K N dz) = -I(z, \Omega) + \sigma/K \int_{4\pi} I(z, \Omega') \mathbf{P}(\Omega, \Omega')/4\pi d\Omega' + \sigma/K \pi F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \mathbf{P}(\Omega, -\Omega_0)/4\pi \quad (1.9)$$

eligiendo $\sigma/K = w_0$ y $d\tau = -KN dz$ (el signo menos es por la geometría del problema ya que τ y z se miden en direcciones opuestas) entonces la expresión final para la ETR es:

$$\mu dI(\tau, \Omega)/d\tau = I(\tau, \Omega) - J(\tau, \Omega) \quad (1.10)$$

en donde:

$$J(\tau, \Omega) = (w_0/4\pi) \int_{4\pi} I(z, \Omega') \mathbf{P}(\Omega, \Omega') d\Omega' + (w_0/4\pi) \pi F_0 \mathbf{P}(\Omega, -\Omega_0) \exp(-\tau/\mu_0) \quad (1.11)$$

La función fuente puede contener la contribución por energía térmica en caso de que ésta se presente.

1.5 Expansión en Armónicos Esféricos.

Para el caso de geometría esférica, según la Figura 1.3, tenemos (ver anexo 1):

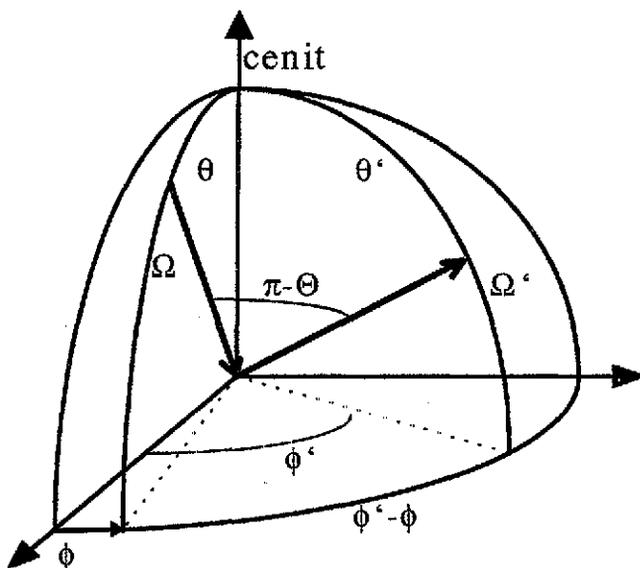


Fig. 1.3 Geometría esférica de la dispersión

$$\Omega \cdot \Omega' = \cos \Theta = \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\phi' - \phi) \quad (1.12)$$

donde Θ es el ángulo de dispersión, $\Omega = (\mu, \phi)$ es la dirección del haz incidente, como vector en coordenadas esféricas y $\Omega' = (\mu', \phi')$ es la dirección del haz dispersado. La función fase, que caracteriza el proceso de dispersión,

depende directamente de los cambios en la dirección del haz dispersado y, en consecuencia, del ángulo de dispersión; o sea que, el argumento de la función fase es en realidad $\cos\Theta$ por lo que es posible proponer una expansión en serie finita de polinomios de Legendre (e.g. Liou, 1980 apéndice G o cualquier texto de métodos matemáticos):

$$\mathbf{P}(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^N w_l P_l(\cos \Theta) \quad (1.13)$$

donde las w_l son un conjunto de $N+1$ constantes obtenidas a partir de:

$$w_l = (2l+1)/4\pi \int P(\cos\Theta) P_l(\mu) d\mu \quad (1.14)$$

y w_0 es 1. Tomando en cuenta (1.13) y (1.14) y el teorema de adición para armónicos esféricos se puede escribir:

$$\mathbf{P}(\mu, \phi; \mu', \phi') = \sum_{m=0}^N \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos m(\phi - \phi') \quad (1.15)$$

en donde
$$\omega_l^m = (2 - \delta_{0,m}) w_l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \quad (l=m, \dots, N, \quad 0 < m < N)$$

con $\delta_{0,m}$ = delta de Kronecker y P_l^m son los polinomios asociados de Legendre.

La intensidad puede expresarse en una serie de la forma:

$$I(\tau; \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I^m(\tau, \mu) \cos m(\phi' - \phi) \quad (1.16)$$

de modo que, combinando (1.10), (1.11), (1.15) y (1.16) y usando las propiedades de ortogonalidad de $\cos m(\phi' - \phi)$ y de los polinomios de Legendre:

$$\mu \frac{dI^m(\tau, \mu)}{d\tau} = I^m(\tau, \mu) - (1 + \delta_{0,m}) \frac{w}{4} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I^m(\tau, \mu') d\mu' - \frac{w}{4\pi} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(-\mu_0) \pi F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (1.17)$$

es decir, un conjunto de $N+1$ ecuaciones para I^m cuyas soluciones pueden ser condensadas en la expresión (1.16) para calcular el campo de radiación. Nótese que el último término de la ecuación contiene la contribución de la radiación directa al campo de radiación, por lo que la I^m corresponde a radiación dispersada.

La solución de la ETR proporciona la intensidad del campo de radiación. Ésta intensidad puede ser usada para obtener los flujos radiativos que a su vez se usan para obtener otras cantidades radiativas de sumo interés como pueden ser absorciones, reflectancias, transmitancias o calentamientos locales. Todo lo anterior, en combinación con el principio de conservación de la energía, proporciona las vías para el estudio de la transferencia de radiación en un medio material.

Una revisión de los métodos de solución de la ETR se puede encontrar en la bibliografía (e. g. Lenoble, 1977; Sánchez 1991 y para vegetación Myneni 1989).

I.6 Superficies Reflectoras.

Algunos términos empleados en este trabajo son aclarados a continuación.

Un medio dispersor (o una partícula) se considera **opaca** o **transparente** (total o parcialmente), si en una cierta longitud de onda la radiación electromagnética la atraviesa con pérdida total o parcial de la intensidad en esa longitud de onda. Del mismo modo un **reflector perfecto** es un medio (o partícula) que refleja el 100% de la radiación incidente, en una cierta longitud de onda. También se tienen medios o partículas **absorbentes** o

no-absorbentes (total o parcialmente); así, un medio (o partícula) se considera **blanco** si su absorción es nula y, consecuentemente, dispersa toda la radiación incidente; **negro** cuando absorbe toda la radiación incidente y **gris** si su absorción es independiente de la longitud de onda. Si se piensa en la superficie de la partícula, ésta puede ser **especular**, **lambertiana** o algún término intermedio. Una partícula es un **reflector especular** si un haz de radiación al incidir sobre su superficie es reflejado con un ángulo igual al de incidencia (como un espejo) con respecto a la normal a la superficie. Una partícula que no es especular se considera **difusora**. Ahora bien, si la intensidad reflejada por la superficie de una partícula es independiente del ángulo de incidencia y el flujo reflejado es proporcional al área aparente de observación (área \times coseno del ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de observación) entonces la partícula es un reflector lambertiano o difusor perfecto. Se pueden revisar los conceptos en Hottel y Sarofim (1967 p. 23 y Cap. 12) y Ozišik (1973 p. 39) entre otros.

Tomando en cuenta lo anterior se puede afirmar que, la intensidad reflejada por una superficie puede tener dos componentes: una difusa (por dispersión en el medio) y otra especular (por reflexión sobre la superficie), del mismo modo, la intensidad transmitida puede ser difusa (que es dispersada por el medio) y directa o especular (que no interaccionó con el medio o sólo sufrió una reflexión especular). Esta terminología es útil en el estudio de la atmósferas planetarias pues sobre la superficie de un planeta la radiación incidente tiene la componente directa (o solar) y la difusa.

I.7 Balance Radiativo.

El estudio del balance de energía hace necesario el uso de otras cantidades, además de la intensidad y el flujo radiativo, estas cantidades son la reflectancia, la transmitancia y la absorción.

Antes que eso se definen propiedades específicas de partículas y medios: se denominan **reflectividad**, **transmisividad**, y **absortividad** a la fracción de la radiación incidente que ha sido reflejada, transmitida y absorbida por una partícula de forma individual, respectivamente, así que

éstas cantidades deben tener valores normalizados a la unidad, es decir, toman valores entre 0 y 1.

Se denomina **reflectancia parcial** a la razón entre la intensidad reflejada a un ángulo dado Ω y la intensidad de un difusor perfecto blanco.

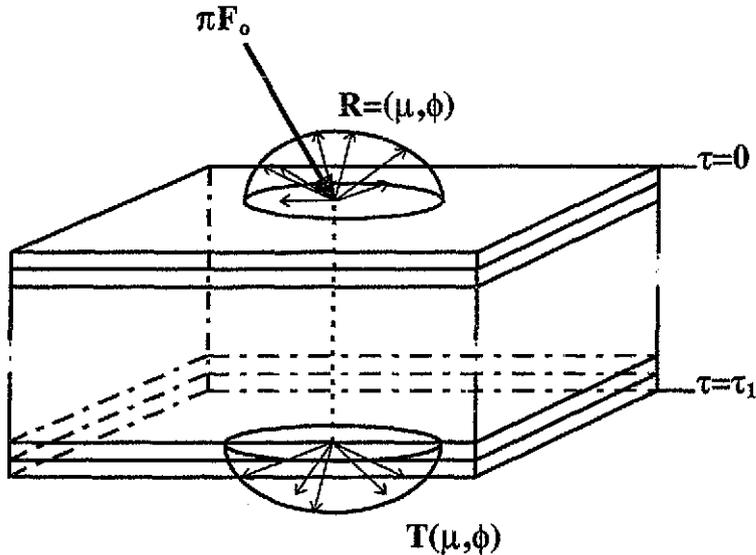


Fig. 1.4 Reflectancia y transmitancia hemisféricas en un medio estratificado en planos paralelos.

Para medios estratificados en planos paralelos (Fig. 1.4) se define como **reflectancia** a la razón entre el flujo hemisférico total (es decir, integrado sobre 2π) hacia arriba en el tope del medio $F^\uparrow(\tau=0)$ (generalmente dispersado) y el flujo neto incidente normal a la superficie $\pi |\mu_\downarrow| F_0$, incluyendo quizá, flujo difuso incidente (hacia abajo también en $\tau=0$), a ésta cantidad se le suele llamar, en estudios atmosféricos, **albedo planetario**. De manera similar, la **transmitancia** es la razón entre el flujo hemisférico total hacia abajo en el fondo del medio $F^\downarrow(\tau=\tau_1)$ y el flujo neto incidente (otra vez incluyendo directo y difuso), o sea que (Liou, 1980 p. 188):

$$R = F^\uparrow(\tau=0) / \pi |\mu_\downarrow| F_0 \quad (1.18)$$

y

$$T = F_{\downarrow}(\tau = \tau_1) / \pi | \mu_0 | F_0 \quad (1.19)$$

La **absorción** (A) del medio se obtiene de las dos expresiones anteriores combinadas con:

$$R + T + A = 1 \quad (1.20)$$

que no es más que una expresión de la conservación de la energía radiante, y nuevamente R, T y A toman valores de 0 a 1.

En general las propiedades de una partícula individual son referidas por el sufijo *-ividad*, mientras que las de un medio difusor tendrán como sufijo *-ancia* (ver Sección III.4)

En el siguiente capítulo se presenta una descripción general de las características más destacadas en la interacción de la radiación solar con la vegetación.

CAPÍTULO II

DESCRIPCIÓN DE LA INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN SOLAR CON LA VEGETACIÓN

Se llama dosel vegetal (*canopy* en inglés) a la parte de una cubierta vegetal en que están incluidas las hojas. La forma en que la radiación electromagnética afecta un dosel presenta características muy destacadas. Para empezar, la distribución de la radiación (también llamada régimen de radiación) presenta una gran variabilidad en espacio y tiempo (Wang y Baldocchi 1989) principalmente debido a las variaciones de la geometría Sol - Tierra, la cantidad, orientación y distribución espacial de las hojas, tallos, ramas y otras características estructurales del dosel así como las propiedades ópticas de todos estos elementos.

Para calcular la distribución de energía radiante en doseles vegetales debe tomarse en cuenta la actividad fotosintética y las características individuales de las hojas (Grace, 1983 Cap. 2), además de la eficiencia en el uso del agua por parte de las plantas (e.g. Halldin et al., 1979 y Grace, 1983 Cap. 4). El conocimiento de tal distribución permite el análisis de las reflectancias con propósitos de percepción remota (Smith, 1983; Running, et al. 1995 y Asner, 1998) y, el no menos importante, uso de fórmulas de inversión para estimar atributos estructurales del dosel (Goel y Strebel, 1983).

Desde luego, existe una gran cantidad de variables de interés agrobiológico que pueden estar relacionadas con cantidades radiométricas, pero las más importantes son, sin duda, el **índice de área foliar**, cantidad adimensional definida como el área de todas las hojas (por un sólo lado) dividida entre el área del suelo sobre la que se proyecta la cobertura de la planta (Chanson, et al. 1991); **la distribución de orientación de las hojas**, que en

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

general puede ser función de la profundidad dentro del dosel vegetal (Myneni, 1989); la **razón fotosintética**, esto es, el número de fotones absorbidos por la planta entre el total incidente, es decir, la eficiencia (Grace, 1983 Cap. 2); la **biomasa** (peso fresco de una planta completa dividido entre el área del suelo que su proyección ocupa) o alguna cantidad alterna como la **biomasa verde o foliar** (que considera el peso de las hojas de una planta sin tomar en cuenta troncos y tallos) y la **biomasa húmeda o seca** (cuando se toma en cuenta su contenido de agua o no).

La longitud de onda es la característica determinante de la radiación electromagnética que actúa sobre una planta ya que los elementos radiativamente activos de un vegetal, por ejemplo, las hojas, responden de manera muy variable a radiaciones de distintas longitudes de onda, por esta razón es importante detallar el comportamiento de las plantas bajo distintas condiciones radiativas.

II.1 Condiciones Radiativas en un Dosel.

Dentro del espectro de radiación terrestre (Fig. 2.1) se pueden distinguir las regiones reflectiva (onda corta) y térmica (onda larga): la curva señalada como A representa el flujo de radiación solar en el exterior de la atmósfera de la Tierra; la B muestra el flujo de radiación solar en la superficie después de ser atenuado por la atmósfera; en C se tiene la curva típica de emisión en onda larga de la superficie de la Tierra correspondiente a un cuerpo negro a unos 280 K de temperatura y D es la radiación de onda larga que abandona la Tierra después de ser atenuada por los gases atmosféricos.

Las barras sombreadas en la parte superior de la Figura 2.1 muestran las bandas de absorción de los principales gases atmosféricos, se puede observar que: en onda corta la absorción debida al O_3 es dominante; en el visible la absorción es prácticamente nula para todos los gases; en cambio, en el IR la capacidad de absorción del H_2O es muy destacada, por otro lado el CO_2 muestra una banda activa en la región conocida como ventana atmosférica mientras que el O_3 no contribuye.

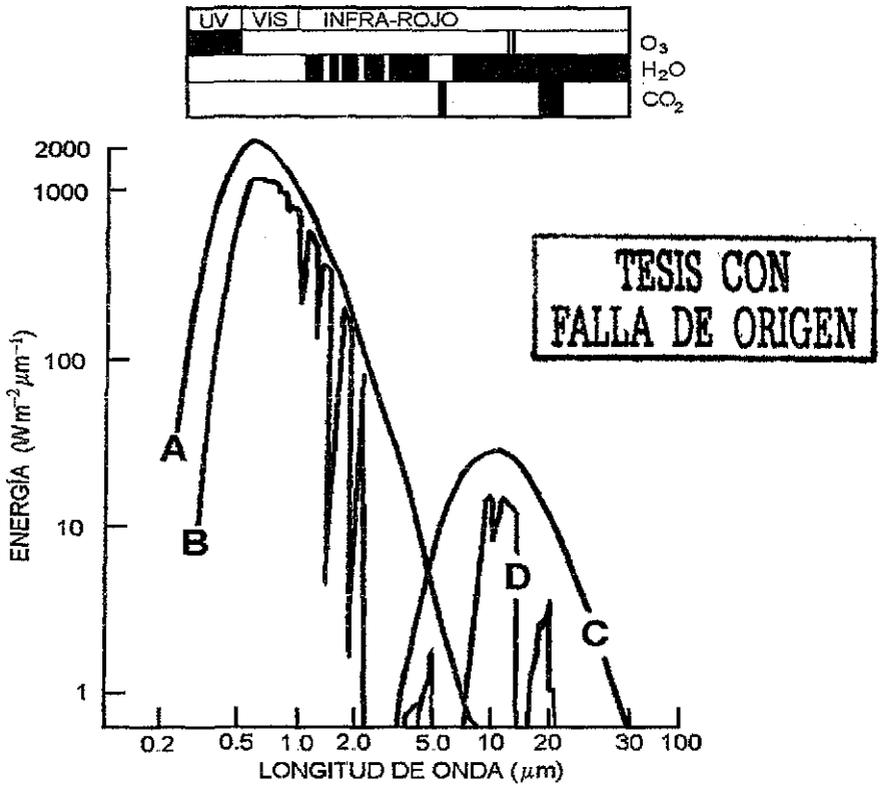


Fig. 2.1 Espectro de radiación solar y terrestre.

Se pueden establecer 3 categorías de interacción entre la radiación y las plantas (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2):

1) Radiación térmica. El 70% de la radiación solar incidente absorbida por un dosel (en la banda de 0.35 a 3 μm) se convierte en calor y activa procesos de balance a través de transpiración y convección con el aire circundante. También, debido a su alto contenido de agua, las plantas absorben y emiten eficientemente radiación de onda larga (en la banda de 3 a 100 μm), por lo que en estudios de micrometeorología el balance de radiación neta (onda corta + onda larga) es importante.

2) Radiación fotosintéticamente activa (RFA). Alrededor de 28% de la radiación solar, en términos de energía, es almacenado químicamente en compuestos orgánicos a través de la fotosíntesis.

3) Fotomorfogénesis. Una parte marginal de la energía radiante es usada por la planta en el control de su crecimiento y desarrollo, la longitud de onda de la radiación que interviene en estos procesos abarca desde ultravioleta, hasta infra-rojo cercano (0.75 μm), pasando por el visible. Sin embargo en este aspecto es muy importante también la variación temporal (horas de insolación). Muchas especies tienen además la propiedad de orientar sus hojas de tal manera que presenten la máxima superficie frente a la radiación solar dicha propiedad se conoce como heliotropismo (Verstraete, 1987) y se ha encontrado que está altamente correlacionado (~ 0.90) con el contenido de humedad relativo de las hojas (Schutt et al., 1985).

En la Tabla 2.1 se muestra una clasificación cualitativa de los efectos de la radiación sobre las plantas en la que se puede destacar la importancia de la RFA para todos los efectos.

Tabla 2.1 Efectos de la radiación sobre las plantas (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2).

Tipo de Radiación	Banda Espectral (μm)	Energía Solar Radiante %	Efectos		
			Térmico	Fotosintético	Fotomorfo-génico
Ultravioleta	0.29-0.38	0 - 4	no-significativo	no-significativo	moderado
Fotosintéticamente Activa (RFA)	0.38-0.71	21 - 46	significativo	significativo	significativo
Infra-roja Cercana NIR	0.71-4.0	50 - 79	significativo	no-significativo	significativo
Onda Larga	3.0-100	---	significativo	no-significativo	no-significativo

El problema importante en el estudio de la transferencia de radiación en un dosel es cómo las características estructurales del dosel influyen en el balance de radiación en su interior, y el problema inverso, a partir de mediciones de radiación, determinar algunas características estructurales del

dosel, es por ello importante describir las propiedades más importantes de los componentes de la radiación que se presentan en un dosel.

Se considera que la radiación presente en un nivel particular en el interior del dosel puede tener las siguientes componentes (Myneni, 1989 y Fitter y Hax, 1987 Cap. 2):

- a) La radiación directa proveniente del Sol que llega al dosel después de atravesar la atmósfera y que no ha sido absorbida ni dispersada,
- b) La radiación solar difusa que penetra hasta el nivel del dosel bajo estudio y que tampoco ha interactuado con el dosel,
- c) La radiación dispersada (transmitida) por el dosel en niveles superiores al que se estudia y
- d) La radiación dispersada por el dosel proveniente de los niveles inferiores, que puede incluir radiación reflejada por la frontera inferior, i.e., el suelo.

Debido a que las regiones reflectiva y térmica son independientes, dado su casi insignificante traslape espectral, según se ve en la Figura 2.1, se describen a continuación las características más importantes de cada una de ellas.

II.1.1 Radiación Solar Incidente en un Dosel.

En el nivel más alto de la atmósfera la irradiancia (flujo) sobre una superficie perpendicular a la dirección de los rayos del Sol, tiene un valor medio de $S_0=1.35 \text{ kW/m}^2$ (en todo el espectro) llamado Constante Solar, al llegar a la superficie de la Tierra se ha atenuado por su interacción con la atmósfera, como puede verse en la Figura 2.1 de modo que puede tomar valores de 0.7 a 1.0 kW/m^2 al nivel del mar al mediodía excepto en los polos. El flujo en la superficie (que es el flujo en la frontera superior del dosel) depende del ángulo cenital solar (θ_0) y un factor de transparencia (p) de la atmósfera, dependiente del estado del tiempo:

$$F_{\text{dir}} = p S_0 / \cos\theta_0 = p S_0 / \mu_0 \quad (2.1)$$

es decir, F_{dir} es lo que se considera como la radiación directa.

En un día despejado el flujo directo acumulado diario puede variar de 20 a 30 MJ/m² en latitudes medias, por su parte, la radiación solar difusa puede ser de 0.07 a 0.2 kW/m² al mediodía y varía también con el ángulo de elevación solar (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2), contiene una proporción mayor de radiación de onda corta y, además, su distribución angular muestra un incremento sustancial en la región circumsolar; hacia el horizonte muestra una relativa simetría con respecto a la vertical solar (línea que pasa por el Sol y por el cenit local y que abarca todo el hemisferio) con un mínimo de intensidad a una distancia angular de 90° del Sol (Kondratyev, 1969 p. 368).

El cálculo, por métodos analíticos, de la radiación solar difusa F_s en días despejados es complicado, sin embargo, los detalles mas importantes quedan evidenciados tan sólo con aplicar la teoría de dispersión simple. Existen fórmulas empíricas o semianalíticas adecuadas a cada localidad que describen la distribución angular de ésta componente (Kondratyev, 1969 Cap. 6). En la Sección IV.3 de este mismo trabajo se utiliza una aproximación empírica obtenida de la literatura precisamente para nuestras latitudes (Fernández, 1987) en donde no se toma en cuenta la distribución angular pero que permite separar la componente difusa de la radiación global.

La presencia de nubes de distintos tipos afecta significativamente la componente difusa que puede variar de 0.35 a 0.45 kW/m² bajo alto-cúmulos y alto-estratos y de 0.03 a 0.05 kW/m² bajo nimboestratos y estratos (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2); para el caso de una nubosidad uniforme la distribución angular de la radiación difusa es muy semejante a la observada sin nubes pero sus rasgos se encuentran mucho más suavizados.

Concluyendo, la radiación total que incide sobre la frontera superior del dosel es la suma de la componente solar directa más la solar difusa, esta última también suele denominarse *skylight*:

$$F_{\text{tot}} = F_{\text{dir}} + F_s \quad (2.2)$$

Así, el flujo total toma valores de 1.0 a 1.2 kW/m² en días sin nubes, dependiendo de la latitud de la localidad bajo estudio. El flujo total diario varía de 2 a 30 MJ/m² (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2). En el caso de una atmósfera con nubes naturalmente las de tipo *cumulus* y *stratus* son las que mejor obstruyen la radiación mientras que las nubes *cirrus* muestran una mayor transmisión (Kondratyev, 1969 p. 301).

A lo largo del día la distribución de radiación en la atmósfera presenta formas casi simétricas con respecto al mediodía solar en días completamente despejados (Fig. 2.2). Para días en los que se presenta nubosidad por la tarde, las curvas son semejantes a las presentadas en la Sección IV.1.

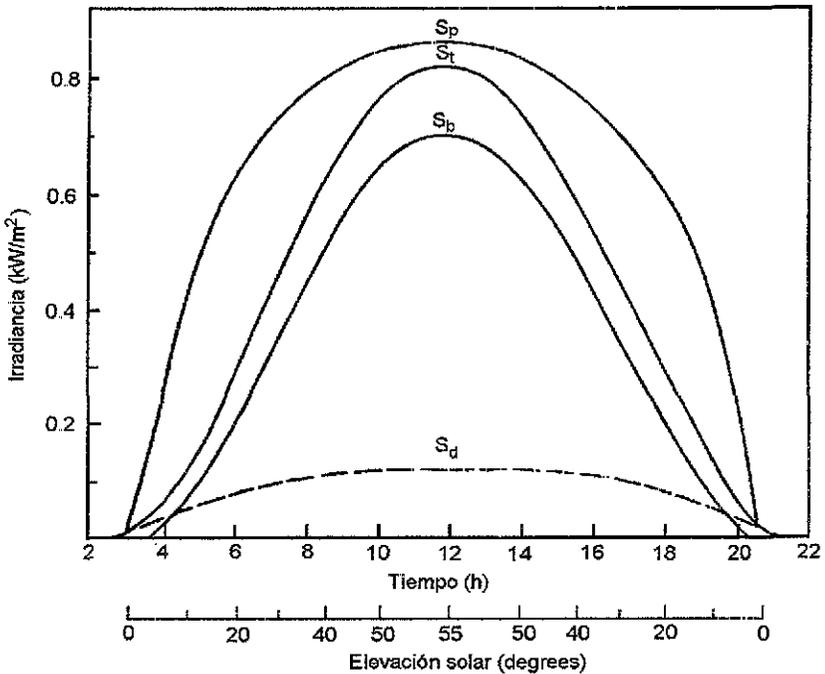


Fig. 2.2 Perfiles diarios de radiación directa sobre la superficie de la Tierra, perpendicular a la dirección de incidencia (S_p); directa (S_b), difusa (S_d) y total (S_t) sobre una superficie horizontal, en un día despejado de verano (19-jun-69) en Tartu, Estonia (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap.2).

La radiación solar incidente también presenta características interesantes en función de su distribución espectral, así, tenemos que como se puede ver en la Figura 2.1, el máximo de intensidad en la radiación directa se presenta en la región visible del espectro, concretamente en el verde-amarillo y es muy obvio que el máximo correspondiente a la radiación solar difusa se tiene en la región del azul. Además, ambas componentes varían espectralmente con el ángulo solar de elevación pero se considera que la radiación solar incidente total es relativamente constante cuando el ángulo solar de elevación está por encima de los 25°. En la Tabla 2.2 se reproducen las fracciones medias de radiación solar incidente en bandas espectrales importantes.

Tabla 2.2 Fracciones medias espectrales de radiación solar directa, difusa y total para días despejados (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2).

Banda espectral (μm)	UV 0.29-0.38	RFA 0.38-0.71	NIR 0.71-4.0	Suma
Radiación Directa	0.02	0.42	0.56	1.00
Radiación Difusa	0.10	0.65	0.25	1.00
Radiación Total	0.03	0.50	0.47	1.00

II.1.2 Efectos Combinados de Radiación y Temperatura.

La región térmica del espectro es muy importante en los estudios de balance de energía en el sistema que forman la vegetación y la atmósfera. La radiación de onda larga que incide sobre un dosel depende del perfil de temperatura sobre el dosel, es decir, de los correspondientes balances de vapor de agua, bióxido de carbono, ozono, y otros gases de los llamados **gases de invernadero**, que son particularmente eficientes en la absorción y emisión en esta región espectral.

Para dar una idea del tamaño de los valores típicos de la radiación de onda larga en la atmósfera, se ha encontrado que (para distintos lugares localizados en la ex- Unión Soviética) van de 0.1 kW/m² para un día despejado frío y seco a 0.4 kW/m² para un día despejado húmedo y caliente. En días nublados los valores son mayores llegando a 0.5 kW/m², pues durante su proceso de formación las nubes ceden calor a la atmósfera (Monteith, 1975 Vol. 1 Cap. 2 y Kondratyev, 1969 Cap. 9).

Dentro de la región térmica de la distribución espectral se puede decir que en la banda de 8.5 a 13.0 μm , (la así llamada **ventana atmosférica** (ver Fig. 2.1)), la absorción y la emisión son muy bajas en un día despejado. Sin embargo, en un día nublado la radiación atmosférica de onda larga es muy semejante a la radiación de un cuerpo negro a una temperatura efectiva usualmente más pequeña que la temperatura de superficie de la Tierra, así que, la ley de Stefan -Boltzmann se emplea para calcular las irradiancias térmicas tanto del suelo como de la vegetación:

$$F_{\text{term}} = \varepsilon \sigma T^4 \quad (2.3)$$

ε = emisividad del cuerpo radiante (igual a 1 para un cuerpo negro)

T = temperatura del cuerpo radiante

σ = constante de Stefan -Boltzmann = $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ deg K}^{-4}$

En cubiertas vegetales la emisividad es muy alta (≈ 0.95) en el intervalo de 8 a 14 μm y algo menor en el intervalo 3 a 5.5 μm (Smith, 1983 p. 94). La emisividad está asociada directamente a la absorción y, como puede verse en la Figura 2.3, en la región de RFA la emisividad puede despreciarse por ser muy baja.

A grandes rasgos, se puede decir que la vegetación, bajo la presencia de radiación en la región fotosintéticamente activa del espectro fija bióxido de carbono (CO_2) y libera oxígeno (O_2) durante la fotosíntesis en cantidades que dependen de muchos factores, sin embargo, no solamente se libera O_2 , también se liberan sustancias orgánicas de tipo hidrocarburos que son subproductos del metabolismo de las plantas, como pueden ser monoterpenos e isopreno, particularmente en bosques de coníferas y de caducifolias (como algunas especies de encinos) y algunos pastizales (Anastasi, et al. 1990 y Lamb et. al. 1993).

Existe una relación muy estrecha entre el balance de radiación, la temperatura que poseen las plantas, la temperatura del aire dentro del dosel y las razones de emisión de tales hidrocarburos llamados biogénicos, pero la verdadera importancia de esta relación radica en que dichos hidrocarburos son precursores en la formación de **ozono**, un oxidante altamente tóxico en

términos ambientales. La radiación influye de manera muy destacada en la emisión de hidrocarburos para todas las especies de plantas, pues las emisiones dependen tanto de la temperatura del aire (Tingey, et. al. 1980), como de la temperatura de las plantas, es un hecho que las plantas en días muy soleados limitan su metabolismo para evitar sobrecalentamientos que produzcan una mayor evapotranspiración de la que pueden soportar, naturalmente esto sucede si también el aire posee una temperatura por encima de cierto valor, las plantas, en días soleados, mantienen diferencias de temperatura con el aire de por lo menos +10 °C (Grace, 1983). En todo esto radica el interés por disponer de una metodología para el cálculo de radiación en un dosel vegetal y es la razón principal de llevar a cabo este trabajo.

Algunas propiedades ópticas tanto de las hojas individuales como en su conjunto se mencionan a continuación, con el propósito de presentar un panorama general.

II.2 Propiedades Ópticas de las Hojas.

Sin duda las propiedades más importantes de las hojas, desde el punto de vista radiativo, son la reflectividad (o coeficiente de reflexión) r y la transmisividad t (o coeficiente de transmisión), que se definen como la parte de la radiación incidente que es reflejada (transmitida) por la superficie de la hoja en todas las direcciones del hemisferio superior (inferior) y que es constante en el caso de una superficie lambertiana, y la absorción (α), relacionadas a través de (ver Sección I.7):

$$r + t + \alpha = 1 \quad (2.4)$$

En estos términos, el albedo de dispersión empleado en transferencia radiativa es:

$$\omega_0 = r + t \quad (2.5)$$

En la Figura 2.3 se presentan las propiedades espectrales de una hoja verde típica. Es notable la similitud de los perfiles de reflexión y de transmisión. Se puede observar que en la región visible del espectro se presenta

alta absorción con un mínimo entre 0.5 y 0.6 μm , esto es, un pequeño pico en la región del verde, determinada por la presencia de clorofilas a y b (con máximos de absorción en el azul y el rojo), por otros pigmentos como carotenos y xantofila y, además, por su estructura interna todo lo cual ocasiona que la hoja aparezca casi opaca (Girard y Girard, 1975). Otra región de gran absorción es la ultravioleta debido a la presencia de moléculas de agua (ver también Fig. 2.1).

Un mecanismo eficiente para la absorción se encuentra en el interior de la hoja donde la radiación interacciona fuertemente con su estructura interna, de modo que es de esperarse que la profundidad óptica se incremente significativamente, dependiendo quizá de la especie, lo cual causa que la absorción se incremente y, consecuentemente, la reflectancia y la transmitancia decrecen. Esto se puede explicar tomando en cuenta que la diferencia entre los índices de refracción del agua líquida (1.33) y el aire (1.00), en los espacios intercelulares dentro de la hoja, ocasiona una gran reflexión interna en cada interfase (Gates et al., 1965).

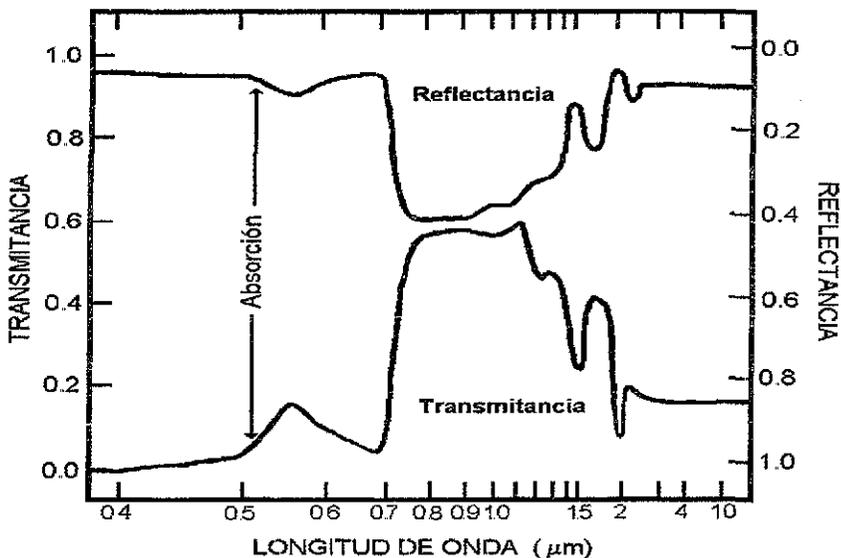


Fig. 2.3 Reflectancia, transmitancia y absorción de una hoja verde común (sombreado indica absorción) (Grace, 1983 p. 22)

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En otras regiones del espectro, como por ejemplo, la región del IR cercano (0.7 a 1.35 μm) existe un brusco descenso en la absorción que es atribuido a la dispersión múltiple dentro de la hoja. Casi la mitad de la radiación solar incidente está en esta región (Tabla 2.2). En longitudes de onda mayores como las regiones de infrarrojo medio e infrarrojo lejano, existe fuerte absorción por el agua líquida y las hojas son prácticamente opacas por lo que prácticamente no reflejan ni transmiten radiación.

Son variadas las características que los especialistas relacionan con su reflectancia espectral, por ejemplo, una hoja en estado maduro presenta una reflectancia en el visible que tiende a decrecer mientras que su reflectancia en el cercano infrarrojo tiende a crecer, además, la senescencia (pérdida de la capacidad de producir biomasa) produce valores más altos en el visible y más bajos en el infrarrojo. Otros factores son: enfermedades, tipo de nutrimentos, salinidad del suelo, etc. (Smith, 1983 y Asner, 1998).

De entre todas las hojas verdes, las de forma de aguja, como son las coníferas, tomadas como caso de estudio en este trabajo, son las que presentan mayor absorción, de 97% en la región PAR y 58% en NIR aproximadamente (Gates, et. al. 1965).

Otras propiedades morfológicas vinculadas con la reflectancia son de interés para los especialistas, como un ejemplo, se puede citar que el haz y el envés de una hoja pueden presentar diferencias en sus propiedades ópticas pero no suelen ser mayores del 10% en las hojas de árboles comunes (Birkebak y Birkebak, 1964). Por otro lado, adaptaciones de tipo ecológico como la pubescencia (vellos que cubren algunas plantas como las cactáceas) tienen la función de aumentar la reflectancia de las hojas, lo cual resulta muy útil en climas desérticos (Grace, 1983 Cap. 2).

Ahora bien, desde el punto de vista geométrico, para una hoja individual se ha establecido que, a incidencias no normales y en longitudes de onda de fuerte absorción, la reflectancia muestra un predominio de la componente especular, (ver Sección I.6), que resulta mayor a medida que mayor es el ángulo de incidencia, mientras que la transmitancia semeja mucho un patrón lambertiano. Curiosamente en longitudes de onda 0.75 a 2.0 μm tanto la reflectancia como la transmitancia tienen una forma casi lambertiana, además,

representan casi equitativamente la radiación dispersada (ver Figura 2.3). En regiones del espectro más allá de $2.0 \mu\text{m}$ las hojas no son ni perfectamente especulares ni perfectamente difusas (Breece y Holmes, 1971).

Una propiedad significativa de las hojas es la **reflectancia infinita** (R_{∞}), que se define como el valor asintótico de la reflectancia cuando el espesor óptico de las hojas se hace infinito. Se ha encontrado que no hay cambios significativos en la reflectancia cuando se colocan 8 o más hojas, una sobre otra, bajo un haz luminoso cuya longitud de onda se encuentre en el intervalo de 0.8 a $1.3 \mu\text{m}$ mientras que para el visible y más allá de $1.5 \mu\text{m}$ la R_{∞} se alcanza con sólo 2 hojas, naturalmente, en el caso de hojas maduras y sanas (Allen y Richardson, 1968). No obstante, existen plantas cuyas hojas son tan gruesas que una sola hoja basta para tener R_{∞} . Existen trabajos (Gausman y Allen, 1973) en donde se citan las propiedades ópticas de varias especies vegetales como son los valores del coeficiente de dispersión, el coeficiente de absorción y la reflectividad infinita en 7 longitudes de onda distintas (0.55 a $2.2 \mu\text{m}$). Si estos datos se dividen en dos categorías (Pinker y Joseph, 1987): plantas de hojas delgadas (frijol de soya, durazno, sorgo, caña de azúcar, maíz) y plantas de hojas gruesas (adelfa, árbol del hule, uña de gato, alheña y crin) las diferencias encontradas indican que las hojas delgadas tienen coeficientes de absorción y dispersión más bajos, como es de esperarse, y la R_{∞} es ligeramente más baja en las hojas gruesas excepto en la región fotosintéticamente activa del espectro.

A manera de ilustración se presenta ahora un ejemplo de balance radiativo global en una hoja típica (Fig. 2.4) en donde, detallando, se tiene que (Grace, 1984):

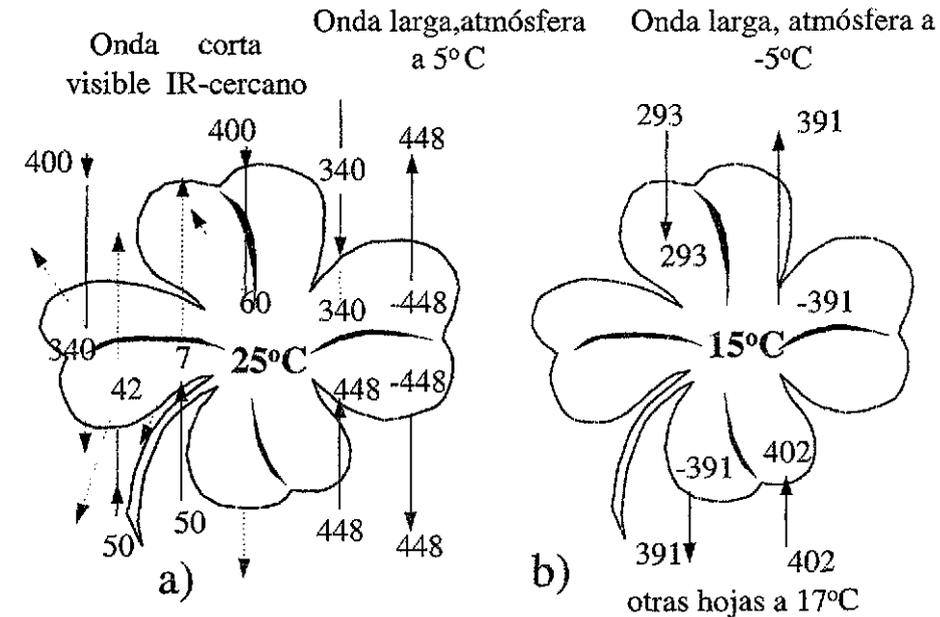
Durante el día:

1) Para una radiación total incidente de unos 400 W/m^2 en el visible, 400 W/m^2 en NIR y 340 W/m^2 en onda larga, correspondiente a una atmósfera a $5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (temperatura estimada pensando en toda la atmósfera por encima del dosel) se tiene un total de 1140 W/m^2 de radiación que se encuentra dentro de valores típicos.

2) Para onda larga se asume que la hoja es un cuerpo negro que se encuentra a 25 °C y emite 448 W/m².

3) El coeficiente de absorción de la cara superior de la hoja es de 0.85 en el visible y de 0.15 en NIR, mientras que para la cara inferior serían de 0.84 y 0.14 respectivamente. Así que, en el visible se absorben 340 W/m² y en el NIR 60 W/m² por la cara superior y, correspondientemente, 42 W/m² y 7 W/m² por la inferior.

4) La radiación incidente por debajo de la hoja es de 50 W/m² en cada una de las bandas visible y NIR, mientras que en onda larga el flujo es de 448 W/m², esta radiación incluye la proveniente de hojas que se encuentran por debajo también a 25 °C.



$$G = 382 + 67 + 788 - 896 = 341 \quad G = 0 + 0 - 98 - 11 = -109$$

Fig 2.4 Balance de radiación en una hoja típica a) diurno, b) nocturno (Grace, 1983 p. 23). (G=ganancia neta W/m²).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

5) De este modo, el balance de radiación queda como:

$$\begin{aligned} \text{Ganancia neta: } & 382 \text{ (visible)} + 67 \text{ (NIR)} + 788 \text{ (onda larga)} - 896 \text{ (onda larga)} \\ & = 341 \text{ W/m}^2 \end{aligned}$$

Durante la noche:

- 1) La radiación incidente en la cara superior de la hoja es de 293 W/m^2 correspondiente a una atmósfera a $-5 \text{ }^\circ\text{C}$, únicamente onda larga.
- 2) Considerando que la hoja se encuentra a una temperatura de $15 \text{ }^\circ\text{C}$ se puede decir que emite 391 W/m^2 .
- 3) De otras hojas colocadas debajo, a una temperatura un poco mayor ($17 \text{ }^\circ\text{C}$) se tiene un flujo de 402 W/m^2 .
- 4) El balance nocturno queda así:

$$\begin{aligned} \text{Ganancia neta: } & 0 \text{ (visible)} + 0 \text{ (NIR)} - 98 \text{ (onda larga)} - 11 \text{ (onda larga)} \\ & = -109 \text{ W/m}^2 \end{aligned}$$

Así, se puede ver que las hojas, en general, ganan alrededor 341 W/m^2 durante el día y pierden 109 W/m^2 durante la noche, lo que arroja unos 232 W/m^2 de diferencia que quedan a disposición de la planta para otros procesos.

II.3 Propiedades Ópticas del Dosel.

Como se puede concluir de las anteriores secciones, las propiedades ópticas del dosel son una consecuencia de las propiedades ópticas de las hojas y la estructura del dosel, es decir, la orientación y densidad de las hojas, influyen también las características ópticas del suelo, las de la atmósfera bajo la cual se desarrolla la planta y las de la fuente de radiación. Todos estos elementos deben ser tomados en cuenta en cualquier modelo que intente describir la interacción de la radiación con una cubierta de vegetación, en particular si es un modelo de transferencia radiativa, ya que, la reflectancia y la transmitancia pueden cambiar con el ángulo solar cenital y la posición del observador; cambian también si el suelo absorbe o dispersa en la longitud de onda de que se trate o si

los vegetales están o no plantados en surcos; también varían para distintos estados de desarrollo de un vegetal, etc. (Smith, 1983). Por ejemplo, para vegetación alta, como un bosque de coníferas, se tiene una baja reflectividad solar sólo por la forma de aguja de sus hojas y la forma cónica o cilíndrica de la planta que actúan como una trampa para la radiación, en algo que se conoce como **efecto terciopelo** (Grace, 1983 Cap. 2).

Es muy importante citar que, para el estudio de las propiedades del dosel, se considera que la vegetación se comporta como si fuera una sola superficie, pues refleja más radiación si el ángulo de incidencia es mayor, como sucede al amanecer y al atardecer, lo cual es evidente en las plantas cuyas hojas son casi horizontales (Grace, 1983 p. 24). En el caso de tener una mezcla de especies las propiedades ópticas del dosel serán la suma de las propiedades ópticas de cada especie, y ya combinadas, determinarán la reflectancia y la transmitancia de la cubierta vegetal; lo anterior es válido también si se incluyen, junto con las hojas, los efectos de los tallos u otros elementos de una planta, aunque generalmente, por su poca superficie, no se toman en cuenta. Se pueden encontrar en la literatura perfiles del área de la superficie de elementos de un dosel de pinos tales como: agujas, conos, corteza, brotes o retoños que son significativos para estudiar su interacción con la radiación. La corteza y los brotes resultan ser $1/20$ y $1/8$ del máximo estacional del área de las agujas a la misma altura dentro del dosel (Halldin, 1985).

En lo que respecta a radiación de onda larga, en un dosel se puede despreciar la dispersión, pues la absorción es muy grande, pero debe ser tomada en cuenta la emisión. Así se tiene que, en un nivel dado dentro del dosel, la radiación de onda larga estará compuesta por radiación proveniente de la atmósfera y radiación proveniente de hojas localizadas en los niveles superiores. Así mismo, en el fondo del dosel se tendrá radiación de onda larga producida por la hojas de los niveles más bajos y radiación reflejada o emitida por el suelo.

En general, se puede afirmar que el estudio de las propiedades de un dosel se realiza en una escala espacial mayor que el de una planta individual y, mas aún, que el de una hoja individual, lo cual implica la importancia de los factores geométricos como la densidad (número de plantas por unidad de área) y la orientación de las hojas para una planta individual. Más aún, las hojas de

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

una planta pueden formar agrupaciones de características distintas como la copa de un árbol, racimos, brotes y distintos niveles de ramas (Chen y Black, 1992 y Norman y Campbell, 1989 Cap. 14).

Es importante agregar aquí que en doseles de alta densidad en el número de plantas individuales es sumamente útil considerarlo como un continuo, como se hace en el capítulo siguiente.

En conclusión, el balance radiativo en un dosel se establece a través de la radiación neta que determina el grado de intercambio de energía radiativa entre la atmósfera y el dosel, se expresa en términos de la suma de todas las componentes del flujo en todas las longitudes de onda, es decir, el flujo total $F_{\text{tot}}(\tau)$:

$$\begin{aligned} F_{\text{neto}}(\text{en el dosel}) &= F_{\text{neto}}(\tau=0) - F_{\text{neto}}(\tau=\tau^*) = \\ &= F_{\text{tot}\downarrow}(\tau=0) - F_{\text{tot}\uparrow}(\tau=0) - (F_{\text{tot}\downarrow}(\tau=\tau^*) - F_{\text{tot}\uparrow}(\tau=\tau^*)) \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde los flujos incluyen tanto radiación de onda corta como de onda larga, radiación solar directa y difusa incidentes en $\tau=0$, la parte más alta del dosel y el flujo dispersado hacia arriba en ese mismo nivel e igualmente en $\tau=\tau^*$ (fondo del dosel).

Con cierto detalle se pueden desglosar los términos del balance anterior, de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} F_{\text{tot}\downarrow}(\tau=0) &= \text{Flujo directo solar (onda corta)} + \text{Flujo difuso solar (onda corta)} \\ &\quad + \text{Flujo térmico (onda larga) proveniente de la atmósfera} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{tot}\uparrow}(\tau=0) &= \text{Flujo difuso (onda corta) proveniente del dosel} \\ &\quad + \text{Flujo térmico (onda larga) proveniente del dosel} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{tot}\downarrow}(\tau=\tau^*) &= \text{Flujo directo solar no dispersado por el dosel (onda corta)} \\ &\quad + \text{Flujo directo solar dispersado por el dosel (onda corta)} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$F_{\text{tot}\uparrow}(\tau=\tau^*) = A_s F_{\text{tot}\downarrow}(\tau=\tau^*) \quad (2.10)$$

donde A_s es el albedo de la superficie del suelo debajo del dosel que, en general, depende de la longitud de onda.

En el siguiente capítulo se describe una forma de solución para la ecuación de transferencia radiativa en un medio dispersor con características de vegetación.

CAPÍTULO III.

SOLUCION DE LA ECUACION DE TRANSFERENCIA RADIATIVA EN VEGETACION

Para aplicar la teoría de la transferencia radiativa a un dosel vegetal, es necesario establecer hipótesis e identificar las variables de la teoría con las características físicas del medio, es indudable que esto implica hacer simplificaciones muy fuertes. Así que, si un dosel vegetal razonablemente denso, es decir, con un índice de área foliar (L) suficientemente grande, digamos $L > 3$, se idealiza como un medio continuo y homogéneo en el plano horizontal sería poco realista esperar información acerca de plantas individuales o de características del dosel relacionadas con alguna inhomogeneidad espacial, tan sólo se podría hallar información referente a propiedades del dosel como un colectivo de hojas. Cantidades estadísticas como la media, la varianza y otros momentos sólo pueden, en estas circunstancias, ser función de la coordenada vertical. Un enfoque para el caso en que se desee obtener información de dispersores individuales colocados en un arreglo espacial necesitaría una descripción del dosel en términos de características discretas como puede ser una aproximación de Monte Carlo (Myneni et al., 1989).

III.1 Dependencia del campo de radiación en un dosel vegetal.

Como puede inferirse de todo lo desarrollado en los capítulos anteriores, el transporte de fotones en un dosel vegetal depende, en general, de:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- a) Las características de los elementos ópticamente activos del dosel como son las hojas principalmente, (otros elementos no son considerados). Dichas características pueden ser la reflectividad, transmisividad, emisividad, etc.
- b) Los detalles estructurales del dosel, como pueden ser altura, edad, densidad, homogeneidad, etc.
- c) Las características del suelo como el albedo, humedad (si se incluye el balance de radiación en onda larga), existencia de surcos o de vegetación en el sotobosque.
- d) Las propiedades de la fuente de radiación, principalmente posición, intensidad espectral, global, difusa, directa, etc.

Toda esta información se conjuga para proporcionar el campo de radiación dispersado y, consecuentemente, el balance radiativo en el dosel. De todos los parámetros citados sólo unos pocos pueden estar disponibles, de modo tal que entre mayor sea el número de ellos mejor será la aproximación obtenida.

III.2 Hipótesis Básicas

Las hipótesis asumidas en este trabajo son:

- 1) Existe un número suficientemente grande de dispersores en el dosel como para ser considerados un medio continuo, es decir, un elemento de volumen suficientemente pequeño refleja las propiedades de todo el volumen (Smith, 1983 p. 62). Dichas propiedades deben ser continuas también.
- 2) Para evitar el análisis de efectos en los bordes, se propone un dosel infinito en la dirección horizontal. En estudios de impacto ambiental, donde lo que interesa son grandes extensiones vegetales, no resulta tan importante el análisis detallado del intercambio en las fronteras laterales como sí lo es en estudios agronómicos, donde tomar en cuenta la distribución espacial de las plantas, la orientación de los surcos y flujo de humedad a través de los límites

del campo de cultivo puede afectar significativamente las estimaciones de su rendimiento.

3) La profundidad óptica del dosel se considera finita, aunque un caso de estudio importante se presenta cuando la profundidad óptica del dosel es infinita presentándose así un comportamiento asintótico.

4) La distribución de los dispersores en el medio presenta homogeneidad horizontal. Además se considera como un medio estratificado en planos paralelos. Lo anterior permite la inclusión de modelos de varias capas horizontales, aunque esto implica que se dispone de propiedades del dosel observadas en varios niveles. En el presente estudio se considera solamente un nivel debido a las observaciones disponibles, pero algunos trabajos para varios niveles pueden encontrarse en la literatura (e.g. Ross, 1981).

Una revisión de los métodos utilizados para resolver la ecuación de transferencia en vegetación está disponible en la literatura (Myneni, et al. 1989). Una solución que propone el uso de una aproximación en el campo de radiación en los ordenes $m=0$ y $m=1$ (ver Sección I.5) ha sido desarrollado (Sánchez, 1991). El procedimiento es descrito aquí en cierto detalle para $m=0$ pues será aplicado en este trabajo.

III.3. Método de solución.

Además de las hipótesis mencionadas anteriormente, se imponen algunas condiciones adicionales al dosel bajo estudio con el fin de simplificarlo:

1) Se considera al dosel formado solamente por hojas que, además, poseen superficies planas lambertianas (ver Sección I.5) con caras ópticamente indistinguibles. Las hojas están orientadas aleatoriamente en el acimut y en el ángulo cenital se conoce su distribución. La densidad vertical del número de hojas es constante.

2) La radiación solar, en una banda de frecuencias, incidente sobre el dosel posee dos componentes, una directa que sólo depende del ángulo cenital solar

y otra difusa isotrópica originada por dispersión múltiple en la atmósfera (llamada en ocasiones *skylight*). No se incluye en este análisis la radiación de onda larga.

3) El suelo es un reflector lambertiano en todas las bandas.

De este modo podemos describir un método de solución para la ecuación de transferencia, para ello es necesario determinar el tipo de función fase y su normalización, la función de distribución de orientación de las hojas y el tipo de aproximación empleado en el campo de radiación.

III.3.1 La función fase.

Ya se ha explicado (ver Sección I.3) la naturaleza de la función fase y existen trabajos en los que se ha obtenido a partir de consideraciones particulares para cada caso (e.g. Sánchez , 1991). El hecho de suponer que las hojas son reflectores lambertianos (ver Secciones I.6 y II.2) significa que la función fase de las hojas individuales es proporcional al área proyectada de la hoja en la dirección de observación, de modo que caracterizando como \mathbf{n} al vector unitario de orientación de la hoja individual (normal a la superficie de ésta) y además, si Ω' y Ω son los vectores unitarios que señalan las direcciones de incidencia y de posición del observador, respectivamente, con respecto a un sistema de referencia externo (Fig. 3.1), entonces la función fase se puede expresar como:

$$P(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) = (\xi/\pi) |\Omega' \cdot \mathbf{n}| |\Omega \cdot \mathbf{n}| \quad (3.1)$$

donde ξ puede ser la reflectividad r o la transmisividad t de la hoja según sea la posición relativa de observación y de incidencia, es decir, si se observa a la hoja del mismo lado en que la radiación está incidiendo sobre ella, se habla de reflectividad, en caso contrario, de transmisividad. El factor $1/\pi$ se agrega debido a que, para un reflector lambertiano perfecto, en una sola dirección cenital el 100% del factor de dispersión es $1/\pi$ de tal modo que, la suma de los factores en todas las direcciones cenitales en un hemisferio sea la unidad:

$$\int_0^{\pi} \frac{1}{\pi} d\theta = 1$$

además, la reflectividad y la transmisividad pueden no ser las mismas para todas las direcciones, pero como hemos supuesto que las hojas son reflectores lambertianos no es necesario incluir este factor.

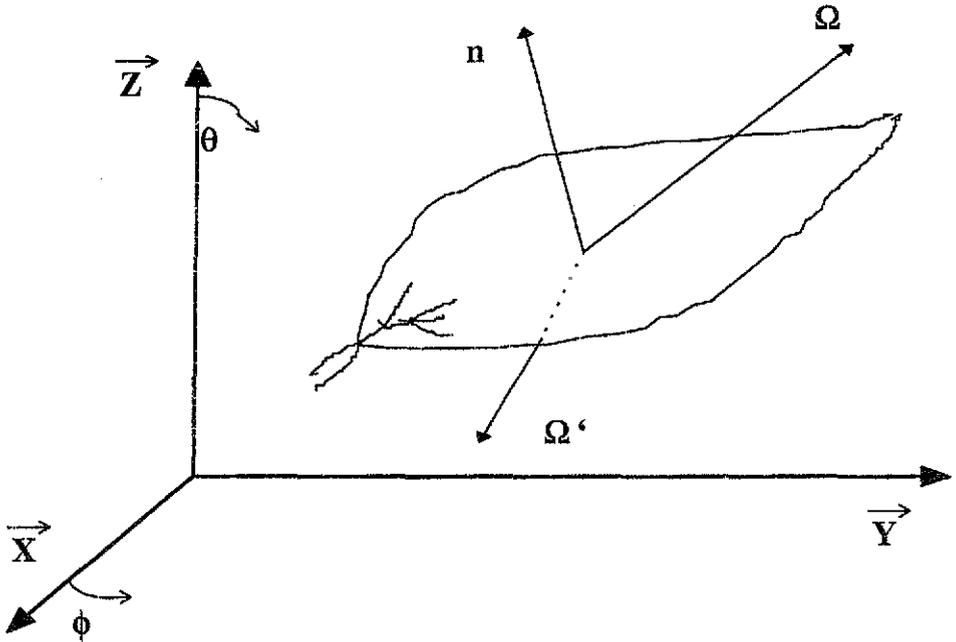


Fig. 3.1 Geometría de la dispersión de radiación en una hoja.

Se tiene entonces caracterizada la función fase para una hoja individual. Además, para determinar la función fase propia de un dosel es necesario establecer la forma en que se orientan las hojas, esto se hace a través de una función de distribución de la orientación de las hojas $f(\mathbf{n})$ que nos permita escribir:

$$\mathbb{P}(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) = f(\mathbf{n}) P(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) \quad (3.2)$$

la cual es la función fase para el dosel que debe ser utilizada en los cálculos. La $f(\mathbf{n})$ será determinada en la Sección III.3.4. Cuando se pretende

implementar un modelo de capas paralelas, se necesita además, que todas la variables dependan de la coordenada vertical, que suele ser la profundidad óptica (ver Sección I.4).

Como se menciona en la Sección I.4, es necesario normalizar la función fase (ec. 3.2). Como puede verse, es posible normalizar por separado $f(\mathbf{n})$ y $P(\Omega, \Omega', \mathbf{n})$. El proceso de normalización de la función fase consiste en calcular la probabilidad de que un haz de radiación incidente sobre la superficie de una hoja y que proviene de una dirección cualquiera Ω' , sea dispersado en alguna dirección Ω y que tal probabilidad tenga un valor igual a la unidad, para el caso conservativo, o al albedo de dispersión simple, para el caso no conservativo. De este modo se propone que:

$$\int_{\Omega} P(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) d\Omega = \begin{cases} 4\pi & \text{caso conservativo} \\ 4\pi\omega & \text{caso no - conservativo} \end{cases} \quad (3.3)$$

donde la integración se realiza sobre Ω y no sobre Ω' , pues lo que interesa es sumar sobre las direcciones de dispersión. Un asunto importante es la determinación del dominio de integración de la función fase, dado que no se puede tener, para una hoja, al mismo tiempo radiación reflejada y transmitida, pues se suponen planas. Se impone una limitante en los valores del argumento de la función fase, para un haz incidente en una dirección fija arbitraria (e.g. $\Omega' \cdot \mathbf{n} = -1$) se observa que la variación de Ω está condicionada por:

$$\begin{aligned} 0 \leq \Omega \cdot \mathbf{n} \leq 1 & \quad \text{caso reflectivo} \\ -1 \leq \Omega \cdot \mathbf{n} \leq 0 & \quad \text{caso transmisivo} \end{aligned} \quad (3.4)$$

tomando en consideración que:

$$\begin{aligned} \Omega &= (\text{sen}\theta \cos\phi, \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \cos\theta) \\ \mathbf{n} &= (\text{sen}\theta_1 \cos\phi_1, \text{sen}\theta_1 \text{sen}\phi_1, \cos\theta_1) \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde θ es el ángulo cenital y ϕ es el ángulo acimutal, se tiene para ambos casos:

$$\left. \begin{array}{l} 0 \\ -1 \end{array} \right\} \leq \cos\theta \cos\theta_1 + \sin\theta \sin\theta_1 \cos(\phi - \phi_1) \leq \left. \begin{array}{l} 1 \\ 0 \end{array} \right\} \quad (3.6)$$

Ahora, el ángulo θ_1 sólo puede tomar valores entre 0 y $\pi/2$, si se define $a = \cos\theta_1$ y $b = \sin\theta_1$ y haciendo $\mu = \cos\theta$ y $\psi = \phi - \phi_1$ la desigualdad (3.6) lleva a:

$$\begin{aligned} \frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} \leq \cos\psi \leq \frac{1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} & \quad \text{caso reflectivo} \\ \frac{-1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} \leq \cos\psi \leq \frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} & \quad \text{caso transmisivo} \end{aligned}$$

y resolviendo para ψ :

$$\begin{aligned} \arccos\left(\frac{1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) \leq |\psi| \leq \arccos\left(\frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) \\ \arccos\left(\frac{-1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) \leq |\psi| \leq \arccos\left(\frac{-1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

como, en general, $\arccos(z)$ está definida si $|z| \leq 1$ entonces se sigue de la desigualdad (3.7), que (ver anexo 3):

$$-b \leq \mu \leq b \quad (3.8)$$

y que

$$\begin{aligned} 0 \leq |\psi| \leq X(\mu) & \quad \text{caso reflectivo} \\ X(\mu) \leq |\psi| \leq \pi & \quad \text{caso transmisivo} \end{aligned} \quad (3.9)$$

en donde:

$$X(\mu) = \arccos\left(\frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) \quad (3.10)$$

es el valor umbral del ángulo acimutal que separa los casos de reflexión y de transmisión y sirve para delimitar el dominio de integración de la función fase (Fig. 3.2).

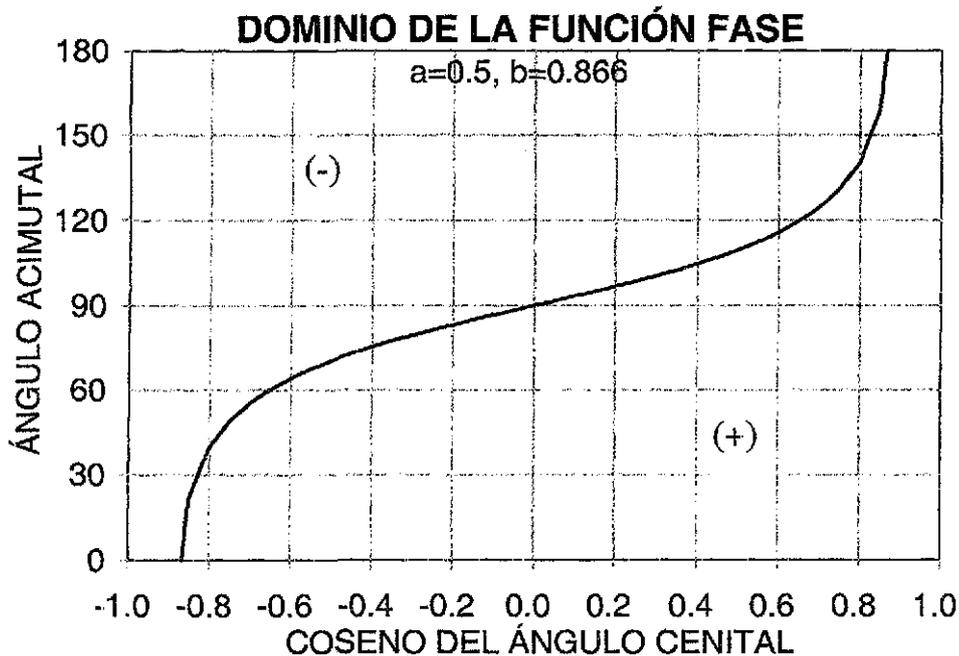


Fig. 3.2 Dominio de la función fase $P(\mu, \psi)$ para una hoja plana de superficie lambertiana. La región donde $-\pi \leq \psi \leq 0$, no mostrada, es simétrica. El signo (+) indica dispersión hacia atrás y el signo (-) hacia adelante

Así tenemos, a partir de la ec. (3.3) (caso no conservativo), tomando en cuenta (3.8) y (3.9):

$$\begin{aligned}
 & (r/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_{-X(\mu)}^{X(\mu)} P(\mu, \psi) \, d\psi \, d\mu \right) + \\
 & (t/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_{X(\mu)}^{\pi} P(\mu, \psi) \, d\psi \, d\mu + \int_{-b}^b \int_{-\pi}^{-X(\mu)} P(\mu, \psi) \, d\psi \, d\mu \right) = 4\pi b \omega_0 \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

en donde $P(\mu, \psi)$ se puede escribir, tomando en consideración a (3.1), (3.5) y que $\Omega' \cdot \mathbf{n} = -1$, como:

$$P(\mu, \psi) = | a\mu + b \sqrt{1-\mu^2} \cos\psi | \quad (3.12)$$

recordando que $a=\cos\theta_1$, $b=\sin\theta_1$, $\mu=\cos\theta$ y $\psi=\phi - \phi_1$.

Según se puede inferir de la Figura 3.2 por simetría las 3 integraciones se reducen a 2, de este modo (ver anexo 2):

$$(1/\pi) (r + t) (\pi/2) (1 - a^3) = 2\pi b \omega_0 \quad (3.13)$$

o bien,

$$(r + t) (1 - a^3) = 4\pi b \omega_0 \quad (3.14)$$

si se escoge una orientación particular de la hoja, tal que, $a=0$, es decir, una hoja horizontal, entonces $b=1$ y luego:

$$\omega_0 = (1/4\pi) (r + t) \quad (3.15)$$

el factor $1/4\pi$ puede ser omitido en caso de reflectividad y transmisividad hemisféricas (ver Sección II.2). Este valor es el más alto que puede tomar el albedo de dispersión.

III.3.2. Aproximación de Eddington.

La solución de la ecuación de transferencia de radiación (1.17) se obtiene para el caso de $m=0$, orden 0 en el campo de radiación, mediante el uso, en este trabajo, de la aproximación de Eddington, elegida por su simplicidad ya que propone una solución del tipo lineal en μ , que además no posee dependencia acimutal:

$$I_0(\tau, \mu) = i_{00}(\tau) + \mu i_{01}(\tau) \quad (3.16)$$

en donde $i_{00}(\tau)$ y $i_{01}(\tau)$ representan campos de radiación isotrópicos que sólo dependen de la profundidad óptica.

La aproximación de Eddington es muy usada en modelos radiativos de la atmósfera en la región de onda corta (e.g. Shettle y Wienman, 1970). Combinando (3.16) con (1.17) tomando $m=0$ y desacoplando se obtienen (ver anexo 4):

$$\begin{aligned} (d^2/d\tau^2) i_{00} &= k^2 i_{00} - \eta \exp(-\tau/\mu_0) \\ (d^2/d\tau^2) i_{01} &= k^2 i_{01} + \vartheta \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Se proponen las soluciones:

$$\begin{aligned} i_{00}(\tau) &= A_{00} \exp(k\tau) + B_{00} \exp(-k\tau) + C_{00} \exp(-\tau/\mu_0) \\ i_{01}(\tau) &= A_{01} \exp(k\tau) + B_{01} \exp(-k\tau) + C_{01} \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde A_{00} , B_{00} , C_{00} , A_{01} , B_{01} y C_{01} son constantes que serán determinadas usando las condiciones de frontera. Por otro lado, A_{01} y B_{01} dependen de A_{00} y B_{00} :

$$\begin{aligned} A_{01} &= k A_{00} / (1-w_{01}/3) \\ B_{01} &= -k B_{00} / (1-w_{01}/3) \end{aligned} \quad (3.19)$$

con $w_{00} = w\omega_{00}$, $w_{01} = w\omega_{01}$. Las constantes C_{00} y C_{01} se expresan como:

$$\begin{aligned} C_{00} &= -\eta / [(1/\mu_0^2) - k^2] \\ C_{01} &= \vartheta / [(1/\mu_0^2) - k^2] \end{aligned} \quad (3.20)$$

con:

$$\begin{aligned} k^2 &= 3(1-w_{00})(1-w_{01}/3) \\ \eta &= (3/4) [w_{00}(1-w_{01}/3) + w_{01}/3] F_0 \\ \vartheta &= (3/4) [(1-w_{00})w_{01}\mu_0 + w_{00}/\mu_0] F_0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

las constantes A_{00} y B_{00} se determinan mediante el uso de condiciones de frontera apropiadas (ver Sección III.3.3).

Ahora pueden calcularse los coeficientes del desarrollo de la función fase en términos de polinomios de Legendre:

$$w_l = (2l+1)/4\pi \int_{\mathbf{D}} (\cos\Theta) P_l(\mu) d\mu \quad (1.14)$$

obteniéndose, después de usar (3.2), (3.12) y una tabla de funciones asociadas de Legendre (ver anexo 5):

$$\begin{aligned} w_{00} = w_0 &= f(\mathbf{n}) (r+t) (1-a^3) \\ w_{01} = w_{11} = w_1 &= f(\mathbf{n}) (r-t) 2ab^2 \\ w_{12} = w_2/3 &= f(\mathbf{n}) (r+t) (5/24) (-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) \end{aligned} \quad (3.22)$$

III.3.3. Condiciones de Frontera.

Las condiciones impuestas al campo de radiación en sus fronteras tienen las siguientes características:

a) En la frontera superior ($\tau=0$) del dosel se exige que el campo de radiación dispersada en el hemisferio inferior sea igual al difuso incidente (*skylight*) isotrópico (la radiación directa incidente está incluida en el último término de la ec. 1.17, ver Sección I.5):

$$I(0, \mu, \phi) = I_s \quad \text{si } -1 \leq \mu \leq 0 \quad (3.23)$$

b) En la frontera inferior ($\tau=\tau_1$) del dosel, el campo de radiación en el hemisferio superior se equilibra con otro que tiene 3 componentes: la radiación directa que no interaccionó I_D , la radiación difusa transmitida a través del dosel I_d y la radiación difusa incidente que no interaccionó con el dosel I' , todos inciden sobre el suelo y son dispersados hacia arriba (ver Sección II.3), por lo que:

$$I(\tau_1, \mu, \phi) = A_s (I_D + I_d + I') \quad \text{si } 0 \leq \mu \leq 1 \quad (3.24)$$

donde A_s es la reflectividad del suelo (albedo), que en este caso se ha supuesto lambertiano y τ_1 es el espesor óptico total del dosel. Ahora, tomando los dos primeros términos en (1.16):

$$I(\tau, \mu, \phi) = I_0(\tau, \mu) + I_1(\tau, \mu) \cos(\phi - \phi_0) \quad (3.25)$$

es posible llevar a cabo un cambio de variable que hace más fáciles algunos cálculos fijando, sin pérdida de generalidad, $\phi_0 = 0$ y haciendo que $\psi = \phi - \phi_1$ como antes (ver Sección III.3.1) tendremos:

$$\cos(\phi - \phi_0) = \cos(\psi + \phi_1) \quad \text{si } -\pi \leq \psi \leq \pi \quad (3.26)$$

Las condiciones de frontera se aplican calculando los flujos radiativos correspondientes a cada componente por medio de las siguientes expresiones (ver Liou (1980) Cap. 6):

a) Flujo radiativo en la frontera superior:

$$F_{\downarrow}(\tau=0) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(0, \mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad \mu \leq 0 \quad (3.27)$$

y para difuso incidente (*skylight*) isotrópico:

$$F_s = \pi I_s \quad (3.28)$$

b) Flujo radiativo en la frontera inferior:

$$F_{\uparrow}(\tau=\tau_1) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I(\tau_1, \mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad 0 \leq \mu \quad (3.29)$$

la componente del flujo directo que no interacciona con el dosel y que llega al suelo es:

$$\begin{aligned} F_D &= \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 I_D \mu \, d\mu \, d\psi \\ &= \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 \pi F_0 \exp(-\tau_1/\mu_0) \mu \delta(\mu - \mu_0) \delta(\psi + \phi_1) \, d\mu \, d\psi \\ &= \pi \mu_0 F_0 \exp(-\tau_1/\mu_0) \end{aligned} \quad (3.30)$$

el flujo difuso transmitido, tomando en cuenta a (3.26), es:

$$F_d = F_{\downarrow}(\tau=\tau_1) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 I(\tau_1, \mu, \psi) \mu \, d\mu \, d\psi \quad (3.31)$$

y el flujo difuso incidente que no interaccionó con el dosel es:

$$F_s' = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 I_s \exp(-\tau_1/\mu) \mu d\mu d\psi = \pi I_s 2E_3(\tau_1) \quad (3.32)$$

donde $E_3(\tau_1)$ representa la integral exponencial de orden 3.

Se tiene así que usando (3.25) en (3.27), considerando (3.26) y mediante (3.16):

$$\begin{aligned} F\downarrow(\tau=0) &= \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 (I_0(0,\mu) + I_1(0,\mu)\cos(\psi+\phi_1)) \mu d\mu d\psi \\ &= \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 (i_{00}(\tau) + \mu i_{01}(\tau) + I_1(0,\mu)\cos(\psi+\phi_1)) \mu d\mu d\psi = \pi(i_{00}(0) - 2/3 i_{01}(0)) \end{aligned}$$

por otro lado, usando (3.23) en (3.27):

$$F\downarrow(\tau=0) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 I_s \mu d\mu d\psi = \pi I_s$$

combinando los dos resultados anteriores, se obtiene, para la frontera superior:

$$i_{00}(0) - 2/3 i_{01}(0) = I_s \quad (3.33)$$

Ahora para $\tau=\tau_1$, siguiendo un procedimiento similar y usando (3.31) se obtiene:

$$F_d = \pi (i_{00}(\tau_1) - 2/3 i_{01}(\tau_1)) \quad (3.34)$$

de modo que (3.24) en términos de flujos radiativos queda como:

$$i_{00}(\tau_1) + 2/3 i_{01}(\tau_1) = A_s [i_{00}(\tau_1) - 2/3 i_{01}(\tau_1) + \mu_0 F_0 \exp(-\tau_1/\mu_0) + I_s 2E_3(\tau_1)] \quad (3.35)$$

para la frontera inferior del dosel. Ahora, usando (3.18) a (3.21) en (3.33) y (3.35) se obtiene un sistema de 2 ecuaciones lineales en A_{00} y B_{00} (ver anexo 6).

III.3.4. La distribución de orientación de las hojas.

La función $f(\mathbf{n})$ depende principalmente de la especie estudiada, puede ser obtenida a partir de mediciones experimentales directas en un trabajo de campo que es muy laborioso, o bien puede usarse una distribución teórica que la represente con suficiente aproximación. No está dentro de los objetivos de este trabajo elaborar una función de distribución de orientación, así que se recurre a los modelos disponibles en la literatura (e.g. Goel y Strebel, 1983, Meyers y Paw, 1986; Myneni, 1989; Sánchez, 1991).

Dado que $f(\mathbf{n})$ y $P(\Omega, \Omega', \mathbf{n})$ se normalizan por separado, para incluir la información de la orientación se hace lo siguiente:

- Se propone una $f(\mathbf{n})$.
- Se normaliza $f(\mathbf{n})$ restringiéndose al hemisferio superior, donde θ_1 varía de 0 a $\pi/2$, pues se supone que las hojas no se orientan hacia abajo.
- Se promedian sobre $f(\mathbf{n})$ las expresiones para los coeficientes w_l del desarrollo en polinomios de Legendre de la función fase presentado en la Sección III.3.3, usando el operador:

$$\int_0^1 \int_0^{2\pi} [\quad] f(\mathbf{n}) d\phi_1 d\mu_1 \quad (3.36)$$

Como un ejemplo se muestran algunas funciones de distribución de orientación (Verstraete, 1987; Goel y Strebel, 1983) en la Tabla 3.1 junto con sus correspondientes constantes de normalización (Sánchez, 1991). En general una función de distribución de orientación de la superficie de la hoja incluirá alguna función centrada en un valor angular que corresponda a la orientación mas frecuente de la hoja de cada especie y suelen ser independientes del ángulo acimutal.

Tabla 3.1 Distintas funciones de distribución de la orientación de la hojas $f(\mathbf{n})$.

	$f(\mathbf{n})$	Normalización $C = \int_0^{\pi/2} f(\mathbf{n}) \text{sen}\theta_1 d\theta_1$
Aleatoria	$f(\mu_1, \phi_1) = 1$	2π
Semi-uniforme	$f(\mu_1, \phi_1) = \delta(\mu_1 - \mu_1^*)$	2π
Coseno1	$f(\theta_1, \phi_1) = 1 + \cos(\theta_1 - \theta_1^*)$	$1 + (1/2)\cos\theta_1^* + (\pi/4)\text{sen}\theta_1^*$
Coseno2	$f(\theta_1, \phi_1) = 1 + 2\cos(\theta_1 - \theta_1^*)$	$1 + (1/3)\cos 2\theta_1^* + (2/3)\text{sen} 2\theta_1^*$

$\mu_1 = \cos\theta_1$, $\mu_1^* = \cos\theta_1^*$ y $\theta_1^* = \text{moda de la distribución}$.

En la tabla anterior **aleatoria** significa que todas las orientaciones de la hoja tienen la misma probabilidad de ocurrencia, también se le llama **uniforme**; **semi-uniforme** indica que todas las hojas están orientadas en una misma dirección cenital; **coseno1** y **coseno2** son distribuciones centradas en una orientación cenital preferencial θ_1^* siendo la segunda una distribución más aproximada a la semi-uniforme que la primera.

Para encontrar los valores de los coeficientes w_i , con $f(\mathbf{n})$ ya incluida se utiliza (3.36):

$$\langle w_i \rangle = \int_0^1 \int_0^{2\pi} w_i f(\mathbf{n}) d\phi_1 d\mu_1 \quad (3.37)$$

obteniéndose, para las distribuciones **aleatoria** y **semiuniforme**, que son las usadas en este trabajo (ver anexo 7), debido a que se ajustan mejor a la información disponible sobre las características de las especies bajo estudio:

1) Función de distribución aleatoria

$$\begin{aligned} \langle w_0 \rangle &= (3/4) (r + t) \\ \langle w_1 \rangle &= (1/2) (r - t) \\ \langle w_2/3 \rangle &= -(r + t) 5/12 (1 + 4\ln 2) \end{aligned} \quad (3.38)$$

2) Función de distribución semiuniforme:

$$\begin{aligned} \langle w_0 \rangle &= (r + t) (1 - \mu_1^{*3}) \\ \langle w_1 \rangle &= (r - t) 2\mu_1^* (1 - \mu_1^{*2}) \\ \langle w_2/3 \rangle &= (r + t) 5/24 g(\mu_1^*) / (1 + \mu_1^*) \end{aligned} \quad (3.39)$$

donde $g(\mu) = -2\mu^4 - 5\mu^3 + 6\mu^2 + 4\mu - 13$.

Estas dos distribuciones fueron escogidas debido a que son de aplicación muy general, dado que para el caso de estudio que nos ocupa no se dispone de información específica acerca de las distribuciones de orientación correspondientes a las especies estudiadas (ver Sección IV.3).

III.4 Cálculo de Cantidades Integradas (Reflectancia, Transmitancia, Absorción).

Tomando en cuenta lo ya señalado en la Sección I.7 en las ecuaciones (1.18), (1.19) y (1.20), se tiene la **reflectancia hemisférica** toma la forma:

$$R = F\uparrow(\tau=0) / F_{\text{tot}} \quad (3.40)$$

en donde:

$$F\uparrow(\tau=0) = \int_0^1 \int_{-\pi}^{\pi} I(0, \mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad (3.41)$$

El flujo incidente total es, en este caso, la suma del flujo solar directo y el flujo difuso en $\tau=0$, es decir (ver Sección II.3):

$$F_{\text{tot}} = \pi \mu_0 F_0 + \pi I_s \quad (3.42)$$

La **transmitancia hemisférica** se obtiene de:

$$T = (F_D + F_d + F_s') / F_{\text{tot}} \quad (3.43)$$

siendo F_d , F_D y F_s' las mismas de la Sección III.3.3. Además, la **absorción** a través del dosel está dada por:

$$A = F_{\text{neto}}(\text{en el dosel}) / F_{\text{tot}} = [F_{\text{neto}}(\tau=0) - F_{\text{neto}}(\tau=\tau_1)] / F_{\text{tot}} \quad (3.44)$$

en donde, según (2.6):

$$F_{\text{neto}}(\tau=0) = F\downarrow(\tau=0) - F\uparrow(\tau=0) \quad (3.45)$$

$$F_{\text{neto}}(\tau=\tau_1) = F\downarrow(\tau=\tau_1) - F\uparrow(\tau=\tau_1) \quad (3.46)$$

en donde todas las componentes ya han sido definidas en (3.27), (3.29), (3.31) y (3.24). Finalmente, el **balance de flujos radiativos** se halla calculando:

$$R + (1-A_s) T + A = 1 \quad (3.47)$$

el factor $(1-A_s)$ se incluye debido a que la radiación transmitida se ve reducida en comparación con (1.20) por el hecho de que existe una superficie reflectora en el fondo del dosel (ver Sección I.7).

En el capítulo IV se aplica parte de los resultados desarrollados en este capítulo a un conjunto de mediciones *in situ* en un dosel boscoso.

CAPITULO IV.

APLICACIÓN A UNA CUBIERTA BOSCOsa DEL VALLE DE MÉXICO.

La realización de este estudio, ha sido motivada por el problema de hallar la cantidad de radiación que un dosel absorbe, pues algunos hidrocarburos biogénicos no metano (como el isopreno) precursores de ozono troposférico, son emitidos por doseles en presencia de radiación solar de modo que dependiendo de la insolación (el número de horas-sol) y de la temperatura (Tingey et.al. 1980), así como también, de la concentración de tales hidrocarburos y su presión de vapor (Yokouchi y Ambe 1984) y aún de la velocidad del viento y de la humedad relativa (Lamb, 1993), se tendrá mayor o menor cantidad de hidrocarburo generada. Naturalmente, la emisión de sustancias es realizada por las hojas a través de los poros o estomas por lo que la conductividad estomática es determinante. Estudios acerca de emisión de hidrocarburos en zonas boscosas se pueden encontrar en la literatura (e.g. Guenther, et al. 1993 y Ruiz-Suárez, et al. 1999). Además, como se ha mencionado, la radiación absorbida está directamente relacionada con la cantidad de CO₂ fijada por el dosel y también con la cantidad de O₂ liberado a la atmósfera (Grace, 1983 p. 35). Se presentan aquí la metodología empleada y los resultados del estudio.

IV.1 Descripción de las radiancias observadas.

Los datos empleados en este trabajo fueron obtenidos *in situ* en bosques del sur del Valle de México (Segura y Trujillo, 1993) para dos especies: pinos (*Pinus spp.*) y encinos (*Quercus spp.*) y proporcionadas directamente por los autores (comunicación personal). La importancia de este tipo de bosques se apoya en el hecho de que constituyen comunidades muy características de las

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

zonas montañosas de México, los bosques de pinos y encinos puros o mixtos (en todos los grados) abundan en nuestro país representando la mayor parte de la cubierta vegetal de áreas de clima templado semi-húmedo (Rzedowsky, 1978 Cap. 17 y 18).

Los datos fueron obtenidos en lugares en donde se garantizaba que la especie de interés fuera la dominante, en una zona de gran extensión y lejos de carreteras, edificios y otras perturbaciones, localizada en terrenos pertenecientes a la Fac. de Medicina Veterinaria y Zootecnia de la UNAM en el municipio de Huitzilac, Mor. El follaje mostraba uniformidad y alta densidad (aprox. 440 individuos por hectárea para encinos) pero no tan alta densidad para pinos (no se cita el número ni el método empleado para las estimaciones). Para obtener los datos se emplearon dos radiómetros uno para el visible e IR-cercano de tipo multibanda Modelo Exotech 100B (Exotech Incorporated) con cuatro canales Landsat MSS, que usa como sensores 4 fotodiodos de silicio; y otro en UV, piranómetro ultravioleta tipo Eppley Mod. 27992 (Eppley Laboratories Inc.) cuyo sensor es una celda fotoeléctrica de selenio *barrier-layer* tipo Weston. Las longitudes de onda correspondientes a cada banda (las 3 primeras bandas cubren la casi totalidad de la región fotosintéticamente activa) se muestran en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1 Bandas Espectrales de Observación.

Banda	Intervalo	Color
A	500 - 600 nm	verde-amarillo
B	600 - 700 nm	naranja-rojo
C	700 - 800 nm	rojo
D	800 - 1100 nm	IR cercano
E	295 - 385 nm	UV

Los datos proporcionados abarcan un día (8:00 a 18:00 h. tiempo local) de mediciones de radiación hemisférica global incidente en el tope del dosel y de radiación hemisférica global transmitida debajo del mismo (zona llamada sotobosque) tomados en mayo 3 (transmitida) y 4 (incidente) para encinos y sólo radiación hemisférica global transmitida para pinos (marzo 6), los datos presentan una resolución temporal de 1 minuto (encinos) y 5 minutos (pinos).

En las Figuras 4.1 a 4.8 se muestran las curvas de radiación incidente y transmitida para encinos en las 5 bandas y las de radiación transmitida también

en 5 bandas en pinos (ver nota acerca de las unidades de medición en la Sección IV.3). Ya se han citado (ver Cap. II Fig 2.3) las propiedades generales de la vegetación en ciertas bandas y en este caso se nota claramente que en las bandas A y B la radiación incidente es muy parecida, aumenta un poco en C y aun más sensiblemente en D aunque hay que señalar que la banda D comprende un ancho de banda espectral más grande (300 nm) que las otras (100 nm) por lo que su intensidad es mayor, es conveniente recordar que el máximo de radiación solar incidente se encuentra alrededor de 550 nm (ver Fig. 2.1). Es notable que aunque la banda D presenta una radiación incidente apenas superior a la de las otras bandas la radiación transmitida es sensiblemente mayor como se esperaba ya que las hojas transmiten mejor en esta banda.

Para encinos la banda E presenta baja incidencia (como es de esperarse) pero también baja transmisión (Fig. 4.5), esto porque en ultravioleta las hojas presentan fuerte absorción, al grado de que, los máximos que presentan las otras bandas en la región central de las gráficas no son tan destacados en la banda E pues han sido fuertemente atenuados. En el caso de pinos los valores proporcionados de flujo radiativo transmitido en la banda E resultan altos y tampoco se aprecian los máximos de la región central (Fig. 4.8).

Se puede constatar que la radiación incidente en el tope del dosel presenta una distribución semejante para todas las bandas. La curva esperada de radiación incidente es simétrica (Fig. 2.2), sin embargo las nubes y las partículas suspendidas que se hacen presentes en la atmósfera en distintas horas del día pueden alterarla provocando una atenuación en su intensidad de forma irregular que se observa en la Figura 4.9, esto puede alterar sensiblemente la proporción de radiación difusa con respecto a la directa, sin embargo las curvas de radiación transmitida no reflejan apreciablemente estos efectos pues son mucho mayores las variaciones debidas a la no-homogeneidad del dosel la cual es apreciable aun a pesar de que el medidor es hemisférico. Como muestra de ello se puede notar que las curvas de transmisión para encinos muestran menos suavidad en la parte vespertina que en la matutina lo cual quizá se deba a una ligeramente menor densidad foliar en el lado poniente del punto de muestreo.

Es evidente que los porcentajes de radiación atenuada son muy grandes en todos los casos, mayor de 90% (Ruiz-Suárez, et al. 1994) para *Quercus Spp.* lo que indica un dosel muy espeso, sin embargo para *Pinus Spp.* la radiación atenuada es considerablemente menor.

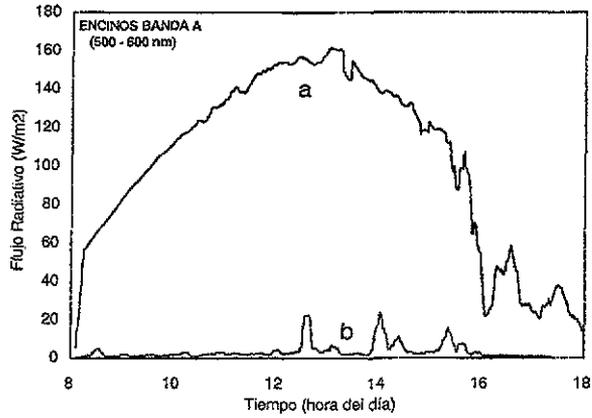


Fig. 4.1. Flujo radiativo incidente (a) y transmitido (b) para encinos (Banda A).

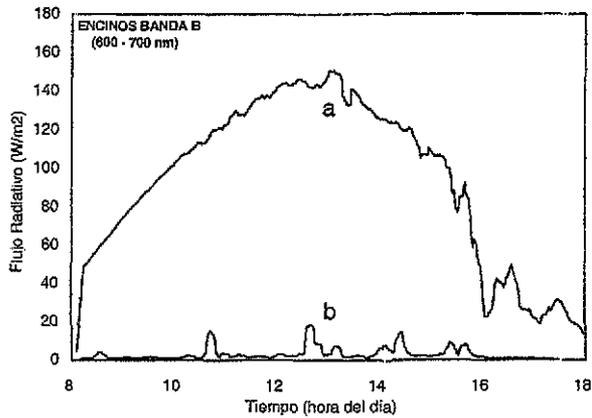


Fig. 4.2. Flujo radiativo incidente (a) y transmitido (b) para encinos (Banda B).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

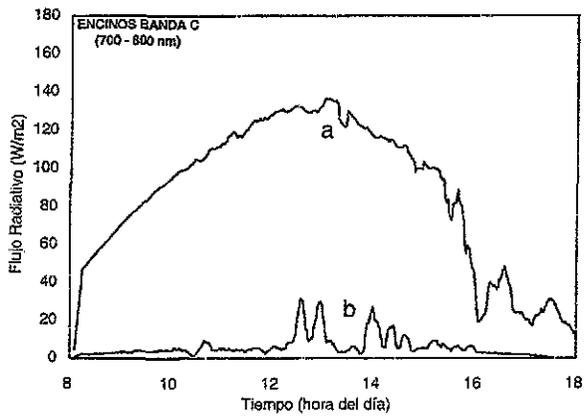


Fig. 4.3. Flujo radiativo incidente (a) y transmitido (b) para encinos (Banda C).

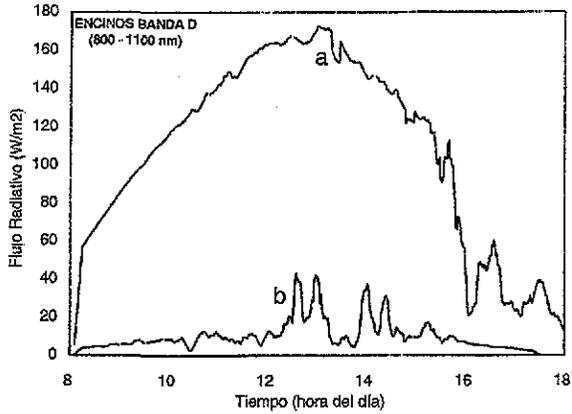


Fig. 4.4. Flujo radiativo incidente (a) y transmitido (b) para encinos (Banda D).

Las irregularidades que presentan las curvas de transmisión (Figs. 4.6, 4.7, 4.8 y 4.10) en el sotobosque se explican en términos de los huecos (*canopy gaps* en inglés) presentes en el dosel, los obstáculos opacos como son los troncos y los tallos, que pueden bloquear completamente la radiación directa, y de la sensibilidad del instrumento de medición, no obstante que el espesor óptico es, en general, bastante grande. Los huecos tienen diferentes tamaños dependiendo de la característica estructural del dosel que los origina, de modo que los más pequeños son los que se presentan cuando la radiación atraviesa los espacios existentes entre hojas y llega al suelo sin tocarlas, después se tienen los huecos ocasionados por racimos de hojas (*clumps* o *clusters* en inglés), en forma de tallos o de ramas enteras y aun por las copas de los árboles (Chen y Black 1992). Se observa que las curvas de transmisión para pinos poseen mayor cantidad y variedad de irregularidades lo que sin duda es reflejo de una mayor variedad estructural del dosel, mientras que las curvas correspondientes para encinos poseen menor cantidad de picos y éstos se encuentran preferentemente en las horas del mediodía.

Así se tiene que para las horas más tempranas las curvas de transmisión son más suaves que para las horas del mediodía pues cuando el Sol se localiza justo encima del dosel la no-homogeneidad del mismo es más evidente y existe una mayor proporción de radiación que no interactúa con el dosel, del mismo modo para las horas de la tarde se aprecia mayor cantidad de irregularidades que en la mañana a causa posiblemente, como ya se ha mencionado, de una no-homogeneidad más acentuada en lado poniente del dosel, cosa que no se aprecia en los pinos (Figs. 4.6 - 4.8 y 4.10). Es notable el hecho de que, en el caso de encinos, mientras la radiación incidente en la banda A es un poco menor que la de la banda B, las transmitidas correspondientes son prácticamente indistinguibles entre sí, esto es así porque en la banda A la transmisión es un poco más eficiente que en la B, ya que la banda A contiene un máximo relativo de transmitancia en el verde (Fig. 2.3). También destaca el hecho de que en las bandas C y D la radiación transmitida es mayor, principalmente en la banda D, lo cual es de esperarse. Para pinos se puede afirmar algo semejante, aunque es menos marcada la diferencia entre las distintas bandas se aprecia con facilidad que la banda D es la que presenta la mayor transmisión (ver Fig. 4.8 y 4.10).

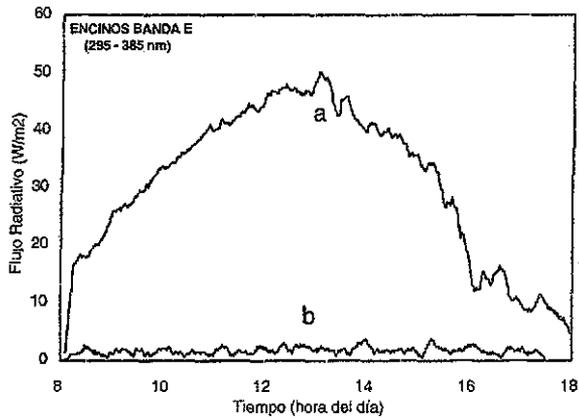


Fig. 4.5. Flujo radiativo incidente (a) y transmitido (b) para encinos (Banda E).

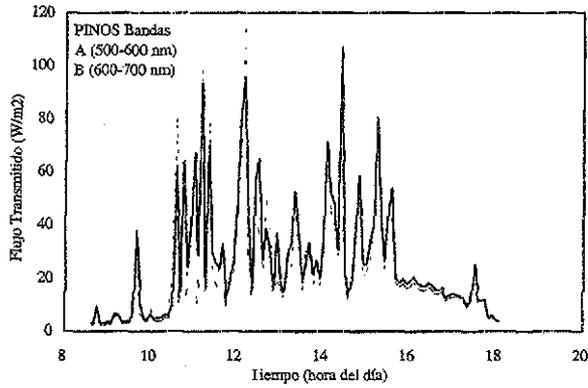


Fig. 4.6. Flujos radiativos transmitidos en pinos: banda A (500-600 nm, línea continua) y banda B (600-700 nm, línea discontinua).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

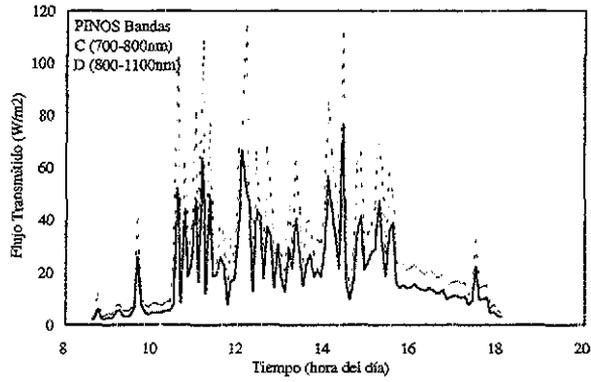


Fig. 4.7. Flujos radiativos transmitidos en pinos: banda C (700-800 nm, línea continua) y banda D (800-1100 nm, línea discontinua).

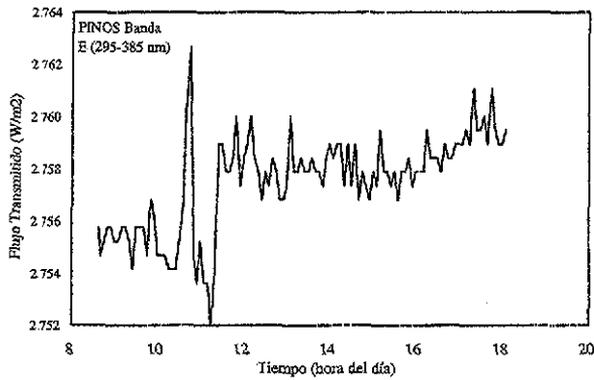


Fig. 4.8. Flujo radiativo transmitido en pinos para la banda E (295-385 nm).

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

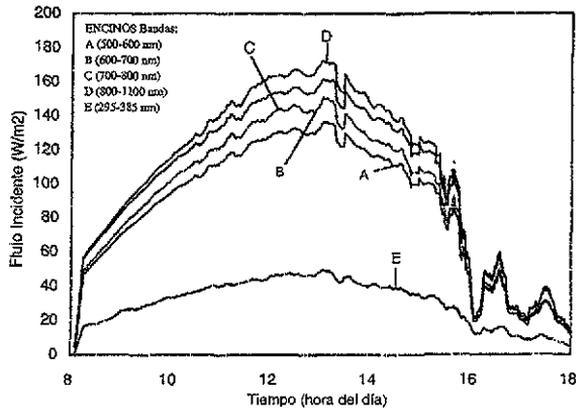


Fig. 4.9. Flujos radiativos incidentes sobre el dosel de encinos en todas las bandas.

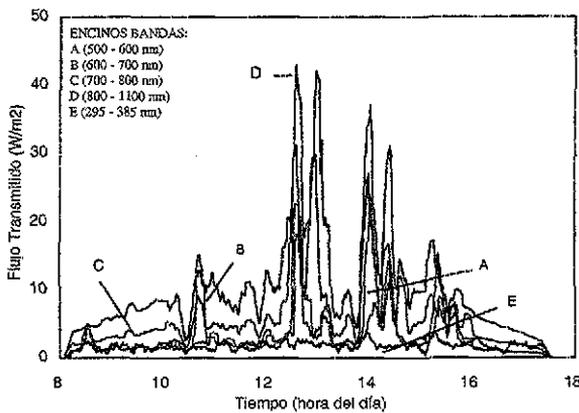


Fig. 4.10. Flujos radiativos transmitidos para encinos en todas las bandas.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Desde el punto de vista biológico es importante calcular la cantidad de energía incidente y la transmitida en todo el fotoperiodo para poder estimar la radiación interceptada por semanas o años, y así, relacionarla con el crecimiento del dosel (Grace, 1983 Cap. 2). Si se integran las curvas de radiación incidente y transmitida, se obtiene (Tabla 4.2):

Tabla 4.2 Flujos radiativos integrados sobre el fotoperiodo.

Especie	Banda Espectral (MJ/m ²)				
	A	B	C	D	E
<i>Quercus, Spp.</i> (incidente)	3.67	3.34	3.09	3.85	1.10
<i>Quercus, Spp.</i> (transmitida)	0.12	0.11	0.21	0.35	0.06
<i>Pinus Spp.</i> (transmitida)*	0.90	0.84	0.69	1.06	0.09

*no se dispone de datos de incidente en pinos.

IV.2 Estimación del índice de área foliar.

Para encontrar los valores del índice de área foliar (L) se ha empleado el método de la Aproximación de Eddington descrito en la Sección III.3.2, esto equivale a suponer que el campo de radiación está suficientemente bien descrito con un término isotrópico más un término que varía linealmente con μ :

$$I_0(\tau, \mu) = i_{00}(\tau) + \mu i_{01}(\tau) \quad (4.1)$$

lo cual es congruente con el interés de este trabajo que se ubica en la realización de un balance de radiación más que en describir con precisión geométrica el campo de radiación.

Por otro lado se tiene que la variable independiente mas importante en la teoría de transferencia radiativa es la profundidad óptica y ésta se puede relacionar con el índice de área foliar (L). El modo de establecer dicha relación depende de las aproximaciones empleadas para modelar el dosel, particularmente la distribución de la orientación de las hojas. Una aproximación útil para este trabajo, pues expresa τ en términos de la inclinación de la hoja y del índice de área foliar (L), es (Verhoef, 1984 ver anexo 8):

$$\tau(L, \theta_p, \theta_0) = (2/\pi) L [\cos\theta_p (X(\theta_p, \theta_0) - \pi/2) + \tan\theta_0 \sin\theta_p \sin X(\theta_p, \theta_0)] \quad (4.2)$$

donde:

θ_0 = ángulo solar cenital.

θ_p = arccos(<cos θ_l >)

θ_l = ángulo cenital foliar

con:

$$\langle \cos\theta_l \rangle = \int_0^{\pi/2} \cos\theta_l \int_0^{2\pi} f(n) \sin\theta_l d\phi_l \quad (4.3)$$

y, como en (3.10):

$$X(\theta_p, \theta_0) = \arccos(-\cot\theta_0 \cdot \cot\theta_p)$$

Se puede ver que en la expresión (4.2) la profundidad óptica varía directamente con el índice de área foliar, los otros factores son de naturaleza geométrica.

IV.3 Datos de entrada.

Tomando en cuenta lo señalado en la Sección III.3 el método necesita ser alimentado con:

1) Propiedades de las hojas. La reflectividad (RHI) y transmisividad (THI) hemisféricas individuales para encinos y pinos se muestran en la Tabla 4.3.

Los valores fueron asignados tomando en cuenta algunos valores hallados en la literatura (Smith, 1983 para encinos y Monteith, 1975 Vol. 2 Cap. 7 para abetos) aunque las especies no son las mismas si son de morfologías semejantes pues abetos y pinos poseen hojas en forma de aguja. Es necesario aclarar que la reflectividad y la transmisividad de las hojas pueden variar entre especies de plantas y aún para la misma especie en condiciones ambientales diferentes, lo que hace necesario para un estudio completo de tipo agrobiológico la medición de tales propiedades de manera directa. Debido a que para coníferas sólo se dispuso de un solo valor de RHI

y THI en las bandas 480-600 nm y 700-1100 nm y para encinos un solo valor para radiación solar total, se tomó como guía la curva típica de reflectancia y transmitancia (Fig. 2.3) para decidir los valores de RHI y THI para las 4 bandas de interés (Tabla 4.1). De cualquier modo los valores mostrados en la Tabla 4.3 se emplean para mostrar la viabilidad del método de trabajo.

Tabla 4.3 Reflectividad (RHI)* y transmisividad (THI)* hemisféricas individuales.

Banda Espectral	Especie	RHI	THI
500-600 nm	Pinus spp.	0.07	0.25
	Quercus spp.	0.09	0.07
600-700 nm	Pinus spp.	0.08	0.20
	Quercus spp.	0.06	0.05
700-800 nm	Pinus spp.	0.40	0.30
	Quercus spp.	0.40	0.35
800-1100 nm	Pinus spp.	0.40	0.50
	Quercus spp.	0.60	0.40

$$(RHI+THI) \leq 1$$

Además, como ya se ha mencionado en la Sección III.3.4, se eligió de entre varias distribuciones de orientación de las hojas las más adecuadas ante la carencia de información específica, es decir, una distribución semi-uniforme con el máximo valor del ángulo cenital foliar en 45° (un valor entre 0° y 90° que no implica compromiso con hojas verticales ni horizontales) para encinos y una aleatoria para pinos, el criterio empleado para la selección fue la morfología de las plantas, pues los encinos poseen hojas cuya morfología permite asignar sin problema un vector normal a la superficie pues hay una distinción clara entre haz y envés mientras que los pinos poseen “hojas” en forma de agujas sin una superficie plana, cabe destacar que en el caso de los pinos, lo que se espera es que en lugar de las agujas mismas sean los grupos de éstas arreglados por rama los que reflejen mejor las propiedades señaladas en la Tabla 4.3 (Chen y Black, 1991; Chen y Black, 1992 y Chen et al., 1997).

2) El campo de radiación incidente medido, al ser global, tuvo que ser descompuesto en directo y difuso (*skylight*) haciendo uso de una

aproximación empírica válida para el Valle de México (Fernández, 1987) y desarrollada en el anexo 9):

$$F_{\text{global}}(h, n_{\text{sol}}) = 750 (\cos(h \pi/n_{\text{sol}}))^{1.2} \quad (4.4)$$

$$F_{\text{dir}}(h, n_{\text{sol}}) = 500 (\cos(h \pi/n_{\text{sol}}))^{1.5} \quad (4.5)$$

con h = hora del día - hora de máxima elevación solar,
 y $n_{\text{sol}} = \arccos(-\tan(\text{latitud}) \tan(\text{declinación})) 24/\pi$
 y flujos en W/m^2 .

Los flujos radiativos suelen estar dados en unidades de watts por metro cuadrado (W/m^2), esto es energía / tiempo / área, en estudios de radiación atmosférica, pero en ciertas aplicaciones (p. ej. fotoquímica, fotosíntesis, etc.) se emplea el flujo radiativo cuantificado en términos del número de fotones por unidad de área y por unidad de tiempo, esto es, einsteins/ $(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, la razón es que en fotosíntesis, por ejemplo, lo que importa es si incide el número de fotones suficiente sobre una hoja y con la energía necesaria para llevar a cabo el proceso ya que un fotón con una energía relativamente más alta que la necesaria induce los mismos procesos metabólicos en una planta y la energía excedente se disipa en forma de calor o por otras vías (Pearcy, 1989).

Se define, entonces, un einstein como un mol de fotones (6.02×10^{23}), así que:

$$\begin{aligned} \text{energía de un einstein de fotones} &= (\text{no. de Avogadro}) \times (\text{cte. Planck}) \\ &\times (\text{velocidad de la luz})/\text{longitud de onda} \end{aligned} \quad (4.6)$$

por lo tanto, con λ en m:

$$1 \text{ Einstein}/(\text{m}^2 \text{ s}) = (N_A h c/\lambda) \text{ W/m}^2 \quad (4.7)$$

para las magnitudes de los flujos usados aquí, la unidad correcta puede ser el micro-einstein/ $(\text{m}^2 \text{ s})$, más extensamente llamado micro-mol/ $(\text{m}^2 \text{ s})$ o $\mu\text{mol}/(\text{m}^2 \text{ s})$, sin embargo se ha preferido usar W/m^2 como unidad única. De este modo, si se conoce la distribución espectral de la radiación es posible la conversión directa entre las dos unidades, por ejemplo, para el visible el

factor es $1\text{W/m}^2=4.6\mu\text{E/m}^2\text{s}$ (Fitter y Hax, 1987 Cap. 2). En este trabajo, como una aproximación, para hacer las conversiones en las distintas bandas se tomó la longitud de onda central de cada banda.

3) Albedo de superficie. En la literatura (Smith, 1983) se encontró un valor muy genérico de 0.15 para el albedo de la vegetación que crece en el sotobosque. No se tuvo acceso a más información, por lo que se decidió tomar dicho valor para todo caso, con las reservas correspondientes.

IV.4 Resultados.

Con toda la información disponible se elaboró un programa de cálculo que permite hallar el balance radiativo en un dosel con la capacidad de ajustar los valores de los parámetros de entrada señalados en la sección anterior. Una vez fijos todos los parámetros sólo se deja libre L y ofrece como salida la transmisión hemisférica por bandas integrada durante todo el día, esta cantidad, que es una medida de la energía transmitida diaria espectral, se compara con su contraparte observada y después de varias iteraciones determina cual es el mejor valor de L .

La razón de usar a la energía radiante como variable para hacer el ajuste de el índice de área foliar (L) radica en que una de las variables mas importantes asociada a dicho índice es la biomasa, definida como la cantidad de masa que posee un dosel por unidad de área de suelo. La importancia de esta conexión se fundamenta en el hecho de que se sabe que la razón de crecimiento de la biomasa en un dosel es proporcional a la cantidad de radiación interceptada por el dosel por unidad de tiempo (Grace, 1983).

En la Tabla 4.4 se muestran los resultados obtenidos para cada caso; se encontró paradójicamente cierta variación espectral de L , por lo que el ajuste se realiza con cada banda por separado, lo anterior es consecuencia de la variación espectral tanto de los flujos incidentes, como de RHI y THI. A pesar de todo lo anterior se consideró aproximar L hasta dos cifras decimales, pero el programa de cálculo permite ajustar los valores de L sin restricciones.

Tabla 4.4 Flujos transmitidos integrados diarios (MJ/m²)

Indice de área foliar L	Banda Espectral (nm)			
	500 - 600	600 - 700	700 - 800	800 - 1100
Pinos				
	Flujos Observados			
	0.90	1.60	2.07	2.70
	Flujos Calculados			
1.88	0.90(0%)	1.57(-2%)	2.33(12.6%)	3.24(20%)
1.85	0.91(1.1%)	1.60(0%)	2.37(14.5%)	3.17(17.5%)
2.20	0.73(-19%)	1.27(-20.6%)	1.92(-7.2%)	2.70(0%)
Encinos				
	Flujos Observados			
	0.12	0.21	0.39	0.66
	Flujos Calculados			
4.25	0.12(0%)	0.20(-5%)	0.34(-13%)	0.56(-15%)
4.03	0.13(8.3%)	0.23(9.5%)	0.39(0%)	0.64(-3%)
3.97	0.14(17%)	0.24(14%)	0.40(2.6%)	0.66(0%)

Es notable el hecho de que para pinos el método arroja valores de L más bajos que para encinos lo cual se debe a que la radiación transmitida es mucho mayor, lo que significa que el bosque de pinos en realidad no es muy espeso, lo cual ha sido reportado anteriormente (Segura y Trujillo 1993).

La variación del flujo transmitido calculado para encinos, en función del ángulo cenital foliar modal θ_1^* (ver Sección III.3.4) de la distribución de orientación utilizada, se muestra en la Fig. 4.11. Los valores corresponden a un L fijo de 4.25, para las cuatro bandas estudiadas y se puede comprobar la importancia, para este método, de dicho parámetro estructural del dosel y la necesidad de conocerlo, por mediciones *in situ*. En la gráfica $\theta_1^* = 0^\circ$ significa hoja completamente horizontal por lo que gran parte de la radiación es interceptada pues $L=4.25$ es relativamente grande y $\theta_1^* = 90^\circ$ significa hoja totalmente vertical, así que, a medida que la hoja se inclina, deja pasar mayor cantidad de radiación, hasta que en el límite cuando $\theta_1^* \rightarrow 90^\circ$ alcanza un máximo, esto no significa que el dosel ya no interacciona con la radiación

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

pues el campo de radiación incidente posee una componente directa y otra difusa.

Por otro lado, en el caso de pinos, ante la carencia de datos de radiación incidente, se estimó que usando la correspondiente a encinos el error no era mayor que el 10% que es la diferencia entre los máximos (al mediodía) de radiación global correspondientes a los meses de marzo y mayo para la localidad bajo estudio, de acuerdo con mapas mensuales de radiación máxima directa consultados (Fernández, 1987). El efecto de ésta estimación se discute en la sección IV.5.

En las Figuras 4.12 a 4.19 se muestran los resultados de la comparación para las cuatro bandas estudiadas. El perfil de la curva de radiación transmitida calculada es el mismo que el de la directa observada dado que, para efectos de cálculo, se ha supuesto que el dosel es homogéneo, pues no se tomó en cuenta la fracción de huecos (*sunflecks*) presentes en el dosel. En la Tabla 4.4 se puede ver que, cuando un valor de L ajusta bien para una banda, las otras aumentan su discrepancia con el valor observado.

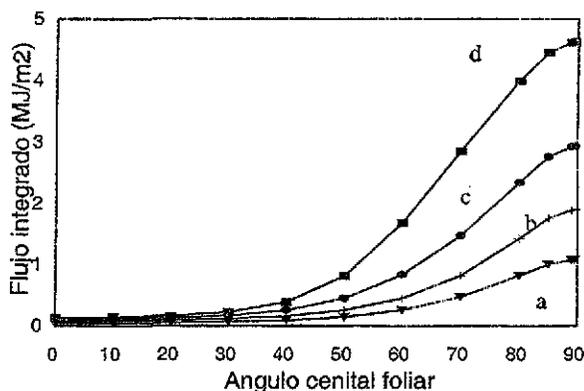


Fig. 4.11. Efecto del ángulo cenital foliar modal sobre el flujo radiativo transmitido integrado durante el fotoperiodo a) Banda A, b) Banda B, c) Banda C y d) Banda D.

De modo congruente con lo citado en el Cap. 2 (Fig. 2.3), las bandas A y B muestran siempre discrepancias similares, lo mismo ocurre con las

bandas C y D que también muestran afinidad. Los datos presentados en la Tabla 4.4 representan las mejores aproximaciones encontradas, pues el método de cálculo es muy sensible no sólo a la variable L, sino que también es sensible a las reflectividades y transmisividades hemisféricas individuales de las hojas en una gran medida, y es necesario tener presente que los valores empleados en este trabajo fueron seleccionados de manera casi arbitraria aunque están dentro de las magnitudes citadas en las referencias (ver Sección IV.3).

Como puede verse en las figuras, para el cálculo de L se hizo una sustitución del dosel real con sus no-homogeneidades por un dosel homogéneo equivalente que deja pasar la misma cantidad de radiación acumulada durante todo el día. En un dosel el índice L se puede medir directamente (mediante la defoliación de una o varias plantas en un tramo de suelo determinado para medir físicamente el área de las hojas) y/o indirectamente (por medio de modelos como el que aquí se estudia) (Chanson et al. 1991, Norman y Campbell, 1989), en el caso de éstos últimos, lo que en realidad se puede estimar es: el **índice de área de la planta**, que incluye hojas, tallos, troncos de la planta o el **índice de área foliar efectivo**, que es el anterior multiplicado por un factor que contiene la información del agrupamiento (*clumping*, en inglés) de las hojas (Chen, 1996; Barradas et al., 1999) aunque para validar los métodos indirectos es necesario usar los directos.

El cálculo de la biomasa (biomasa foliar en este caso, ver Cap. II) es de gran utilidad en el ámbito de las ciencias biológicas y ambientales, sin embargo, es necesario tener una relación entre la biomasa y alguna otra variable cuya medición, o bien su cálculo, sea más directo.

Se sabe que el flujo transmitido a través de un medio no dispersor y no emisor, que sólo absorbe, depende del flujo incidente y de un factor de atenuación como se expresa a continuación (Liou, 1980, Cap. 1):

$$F(s_1) = F(0) \exp\left(-\int_0^{s_1} k_p ds\right) \quad (4.8)$$

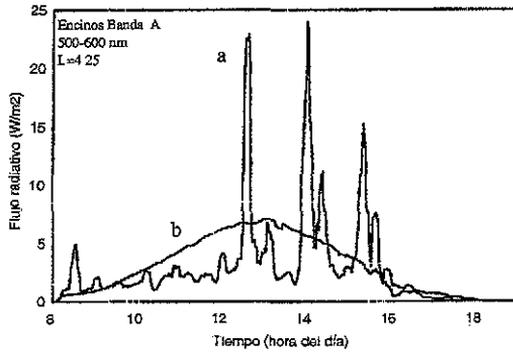


Fig. 4.12. Flujos radiativos transmitidos a) observado y b) calculado para encinos (Banda A) $L=4.25$.

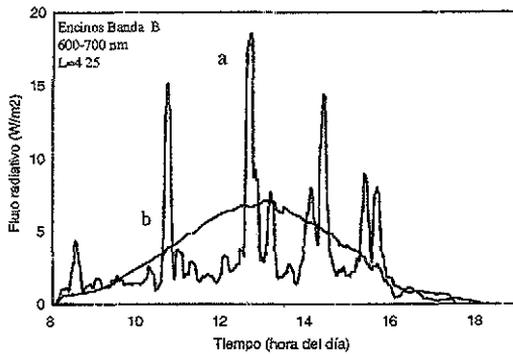


Fig. 4.13. Flujos radiativos transmitidos a) observado y b) calculado para encinos (Banda B) $L=4.25$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

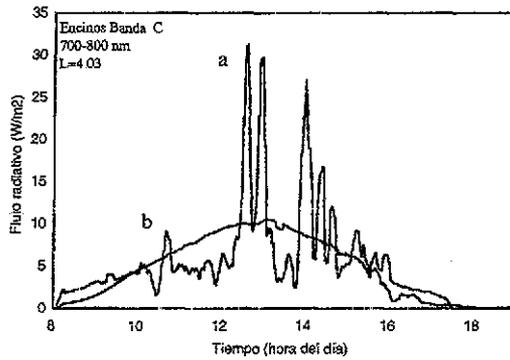


Fig. 4.14. Flujos radiativos transmitidos a) observado y b) calculado para encinos (Banda C) $L=4.03$.

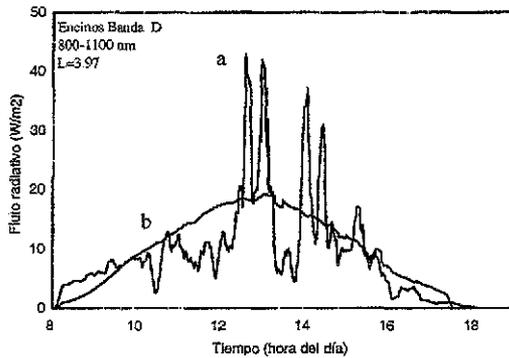


Fig. 4.15. Flujos radiativos transmitidos a) observado y b) calculado para encinos (Banda D) $L=3.97$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

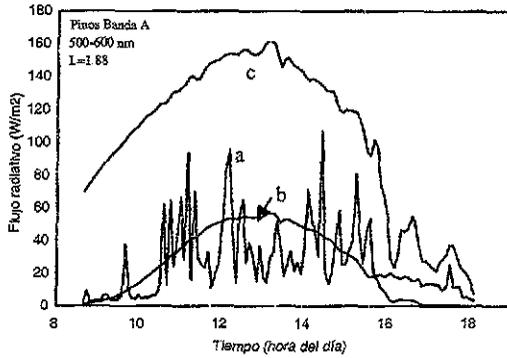


Fig. 4.16. Flujos radiativos a) transmitido observado, b) transmitido calculado y c) incidente para pinos(Banda A) $L=1.88$.

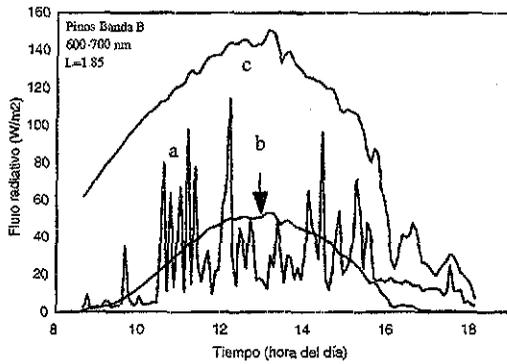


Fig. 4.17. Flujos radiativos a) transmitido observado, b) transmitido calculado y c) incidente para pinos (Banda B) $L=1.85$.

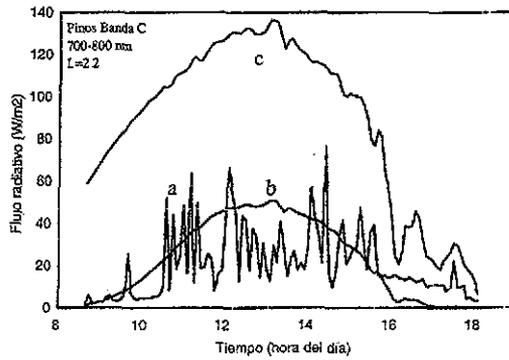


Fig. 4.18. Flujos radiativos a) transmitido observado, b) transmitido calculado y c) incidente para pinos(Banda C) $L=2.2$.

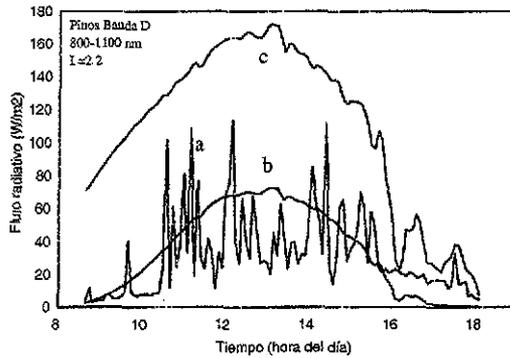


Fig. 4.19. Flujos radiativos a) transmitido observado, b) transmitido calculado y c) incidente para pinos(Banda D) $L=2.2$.

donde s_1 es el espesor, en alguna unidad física, del medio, k es la sección eficaz de absorción de masa en unidades de área/masa, ρ es la densidad del medio en unidades de masa/volumen y ds es el elemento de espesor.

Si se conviene en que k y ρ no dependen del espesor y éste está dado en unidades de distancia, se puede escribir que:

$$\int_0^{s_1} k\rho ds = k(\text{m}^2/\text{kg}) \rho(\text{kg}/\text{m}^3) s_1(\text{m}) = k(\text{m}^2/\text{kg}) B(\text{kg}/\text{m}^2) \quad (4.9)$$

con $B =$ biomasa, de modo que de acuerdo con (4.8):

$$k B = - \ln (F(B)/F(0)) \quad (4.10)$$

Cuando se tiene el caso de que el espesor está dado en términos de la profundidad óptica τ (ver Secciones I.3.4 y IV.2) entonces, con incidencia vertical (μ_0):

$$\tau = K L = - \ln (F(B)/F(0)) \quad (4.11)$$

donde K depende de la estructura del dosel (ver ec. 4.2) y L es el índice de área foliar.

Por lo tanto la biomasa B es similar al índice de área foliar L desde el punto de vista de la transferencia radiativa, pues ambas pueden ser obtenidas a partir del cociente entre la radiación transmitida a través del dosel y la radiación incidente pero los coeficientes de extinción no son los mismos.

En este trabajo se emplea la banda E (UV) para estimar la biomasa pues como se ha señalado en el Capítulo II (ver Fig. 2.3) la reflectividad y transmisividad de las hojas en UV es sumamente baja y, correspondientemente, la absorción muy alta lo que permite asociar al dosel propiedades de un medio de alta absorción de radiación en esa banda del espectro. Se presenta la gráfica de flujo transmitido dividido entre flujo incidente en la banda E para encinos (Fig. 4.20) en donde se puede observar que, para las horas del mediodía, la atenuación no presenta grandes variaciones, sino que más bien parece oscilar alrededor de un valor promedio,

esto ha sugerido tomar como representativo de kB un valor medio calculado entre las 10 y las 14 horas.

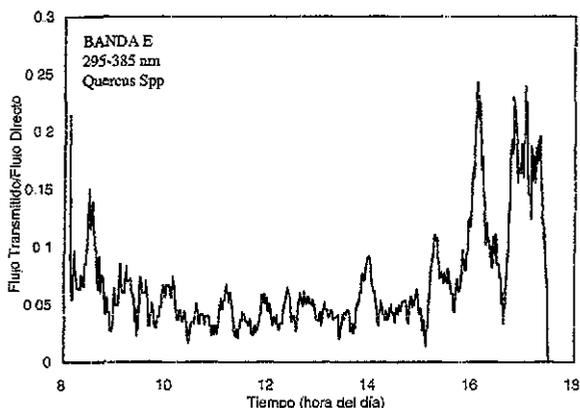


Fig. 4.20. Cociente entre flujo transmitido y flujo incidente para encinos (Banda E).

A manera de comparación se repitió el proceso para las otras bandas espectrales, a pesar de que los cocientes entre flujo transmitido e incidente son muy irregulares en este caso. Así se obtiene para ambas especies:

Tabla 4.5 Estimaciones de Biomasa.

	Banda Espectral				
	A	B	C	D	E
Encinos					
k B	3.90	3.79	2.95	2.60	3.17
B (kg/m ²)	0.78	0.76	0.59	0.52	0.63
B (ton/ha)	7.8	7.6	5.9	5.2	6.3
Pinos					
k B	1.78	1.79	1.84	1.61	5.03
B (kg/m ²)	1.27	1.28	1.31	1.15	3.59
B (ton/ha)	12.7	12.8	13.1	11.5	35.9

en donde para dar una estimación aproximada de k , se ha tomado una cantidad de hojas verdes similares a las de los encinos midiendo el área que ocupan ajustando un valor determinado (0.25 m^2) y luego midiendo su masa (aprox. 50 grs.) por lo que un gramo de hojas ocupan unos 50 cm^2 de área efectiva para *Quercus Spp.* y para *Pinus Spp.* un área de 400 cm^2 es cubierta por 28.6 gramos de hojas de modo que un gramo ocupa unos 14 cm^2 .

IV.5 Discusión.

El objetivo del presente trabajo ha sido la determinación del índice de área foliar de un dosel boscoso (área de todas las hojas, por un sólo lado, dividida entre el área del suelo sobre la que se proyecta la cobertura de la planta) tomando como fundamento la Teoría de la Transferencia Radiativa. Para tal fin se ha propuesto como hipótesis principal que un dosel boscoso se comporta radiativamente como un medio dispersor. La importancia del índice de área foliar (L) radica en que es la característica estructural más significativa de un dosel vegetal y su estudio es de interés en agricultura, ecofisiología vegetal, estudios ambientales, entre otras ciencias; además de la estrecha relación que existe con otra variable de gran importancia como es la biomasa foliar (peso de las hojas de una planta sin tomar en cuenta troncos y tallos dividido entre el área del suelo que ocupa su proyección).

Los datos experimentales empleados en ésta aplicación consistieron en radiación total transmitida e incidente a través de un dosel boscoso en 5 bandas del espectro electromagnético: 3 aproximadamente en el visible (A:500-600 nm, B:600-700 nm, C:700-800 nm), una en el IR-cercano (D:800-1100) y una última en el UV (E: 295-385 nm). Los datos fueron tomados durante sólo un día para cada una de dos especies vegetales, encinos (*Quercus Spp.*) y pinos (*Pinus Spp.*), localizadas en bosques mono-específicos al sur del Valle de México. Los sitios de medición reportaron condiciones favorables (días despejados por la mañana y un tanto nublados por la tarde, alta densidad de árboles, aislamiento, etc.) aunque para pinos no se contó con datos de radiación incidente.

Resulta indispensable llevar a cabo grandes simplificaciones del medio estudiado para poder aplicar los fundamentos de la teoría (ver Sección III.2 y

III.3), entre las que destacan la homogeneidad del dosel (horizontal y vertical) y el hecho de suponer que sólo las hojas interactúan con la radiación. Observando las gráficas 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4 se aprecia que la radiación transmitida para encinos no presenta curvas suaves sino que muestra las irregularidades del dosel, más aún, ligeramente menor densidad foliar en el lado poniente del punto de muestreo, lo cual no se aprecia en pinos.

El índice de área foliar, por definición, no debe depender de la longitud de onda, sin embargo en este caso sí se manifiesta tal dependencia debido a que tanto la reflectividad y la transmisividad hemisféricas individuales como los flujos incidentes, son espectrales, esto es algo inevitable en cualquier método indirecto de estimación de L que utilice radiación.

Los valores del índice de área foliar obtenidos para los dos casos de estudio en cada una de las bandas espectrales (encinos: 4.25, 4.03 y 3.97 y pinos: 1.88, 1.85 y 2.2 ver Tabla 4.4) resultan razonables, aunque bajos en el caso de pinos, dada la información que al respecto ha sido encontrada en la bibliografía y que se resume en la Tabla 4.6.

Así se tiene que, para encinos el índice de área foliar estimado para cada banda aparece subestimado (15%, 19% y 20%) siendo menor la subestimación para las bandas A y B y habiendo tomado como referencia que el mayor valor es cercano a 5 para un bosque de 30 años (aunque no necesariamente para la latitud del Valle de México), a medida que el bosque adquiere mayor edad se espera que L disminuya y es probable que el bosque de encinos estudiado sea mayor de 30 años por lo que L seguramente sería menor que 5, sin duda es importante conocer la edad precisa del bosque con lo que se podría mejorar la comparación. Para pinos, respecto al valor de 2.7 citado en la Tabla 4.6, el índice de área foliar resulta también subestimado (30%, 31% y 18%) y el menor error corresponde a las bandas C y D, pero es necesario tener presente que el dosel de pinos fue reportado como no muy denso. Es necesario agregar que la productividad de la misma especie en latitudes distintas no necesariamente es la misma.

Tabla 4.6 Valores del índice de área foliar L.

Especie	L	Referencia
Encinos		
<i>Quercus robur</i>	4.6 (20 años)	Rauner (1975)
	~5 (30 años)	
	3.5 (40 años)	
	3.6 (~200 años)	
Caducifolias (Varias especies)	4.2±0.4 (máx. anual)	Maass (1995)
	2.7±0.2 (mín. anual)	
Pinos		
Abeto Douglas (<i>Pseudotsuga menziesii</i>)	2.0±0.2 (L efectivo)	Chen y Black (1992)
<i>Pinus Banksiana</i>	~1.5 (L efectivo)	Chen (1996)
<i>Pinus contorta</i> var. <i>latifolia</i>	2.5 (94 años, escaso)	Sampson y Smith (1993)
	3.0 (89 años, denso)	
Pino Scots (<i>Pinus sylvestris</i>)	2.6 ^a	Lindroth y Perttu (1981)
<i>Pinus resinosa</i>	2.6	Jarvis, et al. (1975)
<i>Pinus resinosa/Strobus</i>	3.1	
<i>Pinus Sp.</i>	2.7	

^a 400 árboles por Ha

Es necesario recordar que los datos consignados en la Tabla 4.6 se refieren a una banda que incluye, por lo menos, la región fotosintéticamente activa del espectro (400 - 700 nm, aproximadamente), mientras que los valores obtenidos en este trabajo corresponden a la región de 500 - 1100 nm (ver Tabla 4.4), de modo que promediando L de la Tabla 4.4 para ésta última región se tiene para pinos L=2.09 y para encinos L=4.07 como valores representativos.

Una explicación posible para la subestimación sistemática de L se encuentra en el hecho de que los métodos indirectos de medición basados en

radiación transmitida, miden en realidad el índice de área foliar efectivo (ver Sección IV.4) que, al menos para un dosel de abeto Douglas, ha sido reportado como sensiblemente menor que L (aprox. 0.6 L , Chen y Black, 1992) y se ha explicado que el efecto de agrupamiento de las hojas provoca, principalmente en pinos, una subestimación de L . Sería necesario entonces llevar a cabo mediciones directas para estimar ese factor de agrupamiento, tanto en encinos como en pinos. Sin embargo, también puede ser que el bosque de pinos posea una productividad baja a causa de algún agente externo (plagas, nutrientes, etc.) que no es tan apreciable en el bosque de encinos.

No se debe olvidar que la mayoría de los datos obtenidos de la literatura corresponden a otras latitudes por lo que no se puede asegurar que constituyan una referencia precisa y la referencia nacional (Maass, 1995) corresponde a un bosque tropical.

Otro hecho destacable es que, al no haber disponibilidad de datos observados de radiación directa para pinos, se recurrió a los observados para encinos que corresponden a una fecha distinta (mayo para encinos, marzo para pinos), si se consideran los distintos ángulos de declinación solar y que para ambos casos se llevaron a cabo las observaciones en días razonablemente despejados, el máximo diario de radiación total incidente esperado debe ser mayor para encinos que para pinos (~10%, ignorando efectos meteorológicos), por lo tanto, la estimación de L correspondiente implica una radiación incidente mayor que la real, por lo que L tendrá una sobre-estimación implícita. Consultando mapas de valores medios mensuales de radiación total (difusa + directa) para la localidad de estudio, se encuentra que la diferencia entre mayo y marzo es aproximadamente del 7% (Fernández, 1987) o prácticamente indistinguible (Galindo y Chávez, 1977), pero los promedios mensuales necesariamente toman en cuenta la meteorología.

El hecho de haber tomado el albedo del suelo (A_s) como 0.15 para las dos especies pudo haber influido en el caso del cálculo de las radiancias transmitidas para pinos reduciéndolas en favor de las reflejadas, pero para encinos fue prácticamente irrelevante dado que el dosel de encinos presenta una profundidad óptica más grande.

El criterio en la estimación de L , consistente en comparar la cantidad de energía radiativa transmitida espectral observada, acumulada durante todo el día debajo del dosel, con la calculada, ha resultado de gran utilidad, sin embargo, los datos observados incluyen necesariamente la influencia de los elementos estructurales del dosel como tallos, ramas y troncos que no pueden ser incluidos dentro de la biomasa foliar sino más bien dentro de la biomasa bruta. Además, los huecos (*gaps*) presentes en el dosel, que debilitan la hipótesis de homogeneidad, afectan el comportamiento de L , según estudios hechos al respecto (Norman y Campbell, 1989; Chen y Black, 1992, entre otros) por lo que se estima conveniente la inclusión, en el método de estudio aquí presentado, de mejoras que los contemplen.

En la aproximación empleada en este trabajo se ha encontrado que el tipo de función de distribución de la orientación de la hojas afecta significativamente los flujos transmitidos integrados (ver caso para encinos, Fig. 4.11) por lo que es muy importante tener bien establecida dicha característica estructural. Si el ángulo de inclinación modal de las hojas es mayor de unos 40° las diferencias entre las bandas empiezan a ser muy importantes, siendo mayor el efecto a medida que se incrementa la longitud de onda, esto se debe al comportamiento espectral de la reflectividad y transmisividad hemisféricas individuales de las hojas pues en el IR cercano las hojas reflejan y/o transmiten casi toda la radiación lo que ocasiona que para un ángulo de inclinación modal de las hojas mayor de unos 89.5° se produzca una indeterminación en el flujo transmitido integrado para encinos en la banda D, en la cual $RHI+THI=1$ (ver Tabla 4.3). De hecho, la aproximación empleada es muy sensible a RHI y THI por lo que sería necesario medirlos para mejorar las estimaciones.

En lo que respecta a pinos se ha afirmado (Verstraete, 1988) que un dosel con una distribución aleatoria de orientaciones tiene, en promedio, un ángulo de inclinación de 60° lo que podría tener implicaciones respecto a la forma de aprovechar la radiación solar a lo largo del día aunque, en este caso, no es relevante al haber hecho sumas de flujos transmitidos para todo el fotoperiodo. Por todo esto, tener mediciones directas de la orientación de las hojas es muy importante para una aplicación precisa de éste método.

Los valores obtenidos para la biomasa B del dosel (encinos 0.63 y pinos 3.59 kg/m²), hallados mediante el uso de los flujos transmitidos e incidentes en la banda E de UV, no pudieron ser corroborados con información confiable de la literatura, sin embargo, los valores de la sección eficaz de absorción de masa pueden ser discutidos tomando en cuenta que, para coníferas del tipo *Douglas fir* (un abeto) el cociente: área de las agujas/peso seco se reporta como de 5.2 a 7.6 m²/kg para abetos jóvenes y de 4.5 a 6.4 m²/kg para abetos maduros (Chen y Black, 1992) contra el valor de 1.4 m²/kg usado en la Tabla 4.5 y para encinos se ha reportado que en hojas caducas la relación área/peso es de 11.04 (encino negro), 9.98 (encino rojo) y 10.34 (encino blanco) m²/kg (Chason et al., 1991) contra 5 m²/kg usado en la Tabla 4.5.

Como los valores usados en este trabajo se estimaron con hojas húmedas, que pesan más, es justificable que hayan resultado menores pues mientras mayor es la masa, la razón área/masa es menor, suponiendo que el área de las hojas caducas, o las secas, no varía mucho respecto a la de las no caducas, o las frescas. Además de lo anterior, en pinos la diferencia es más notable, posiblemente porque la geometría de las hojas o grupos de hojas ocasiona que la sección eficaz sea mucho más compleja de estimar pues aparte de que las hojas son de forma irregular se orientan en todas direcciones.

Para las otras bandas los valores de biomasa para encinos muestran afinidad A con B y C con D (ver Tabla 4.5), sin embargo, se ven demeritados por el hecho de que en las horas usadas (10 a 14h) para promediar los valores del logaritmo del factor de transmisión (ec. 4.11) se presenta gran variabilidad, por esta causa se decidió no mostrar las gráficas correspondientes.

Es muy importante señalar que los valores que toma la biomasa reflejan los efectos de una gran cantidad de circunstancias presentes en un dosel, por ejemplo, la biomasa varía en función de la especie o variedad, la época del año (con variaciones abruptas en especies caducifolias), la edad o nivel de crecimiento, las plagas o enfermedades, el tipo de suelo, los nutrientes y otras. Por esta razón hacer una estimación de la biomasa foliar de un dosel a partir solamente de una variable ambiental (en este caso a partir de la

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

radiación transmitida) tiene utilidad diagnóstica pero podría complementarse con información adicional acerca del dosel como la posición y orientación de las hojas. Otras variables como la reflectividad y la transmisividad foliares permitirían caracterizar más aún el dosel y estimar los efectos de factores ambientales sobre la biomasa sin necesidad de medidas destructivas.

IV.6 Conclusiones.

Concluyendo, es posible la aplicación de la aproximación de Eddington a un dosel vegetal para calcular el índice de área foliar, si los flujos incidentes y transmitidos están dados y teniendo a disposición información relativa a las características individuales de las hojas como son la reflectividad, la transmisividad y la distribución de orientación, obtenibles a través de mediciones directas.

También se puede estimar el valor de la biomasa si se proporciona un valor del coeficiente de extinción en términos de área-masa y si, además, el flujo transmitido es casi puramente difuso lo que se consigue empleando una longitud de onda particular (UV) o bien doseles en los que el índice de área foliar sea relativamente grande, aunque la estimación de la biomasa ha quedado pendiente de verificar con datos confiables.

Este método permite ajustar, o bien, evaluar, los efectos de los distintos parámetros que intervienen en el proceso, todo depende de cuánta información adicional está disponible preferentemente a partir de mediciones *in situ*. Así se puede evaluar también la radiación reflejada y estimar la radiación absorbida por el dosel, esta última de gran importancia, pues es proporcional a la razón de fijación de CO₂ atmosférico. La radiación reflejada tiene la ventaja de que puede ser obtenida mediante fotografía aérea o satelital, no se necesita tener acceso al dosel para medirla, si se usa simultáneamente con la transmitida es posible estimar más parámetros (como RHI y THI) haciendo cambios sencillos en el programa de cálculo empleado en este trabajo.

radiación transmitida) tiene utilidad diagnóstica pero podría complementarse con información adicional acerca del dosel como la posición y orientación de las hojas. Otras variables como la reflectividad y la transmisividad foliares permitirían caracterizar más aún el dosel y estimar los efectos de factores ambientales sobre la biomasa sin necesidad de medidas destructivas.

IV.6 Conclusiones.

Concluyendo, es posible la aplicación de la aproximación de Eddington a un dosel vegetal para calcular el índice de área foliar, si los flujos incidentes y transmitidos están dados y teniendo a disposición información relativa a las características individuales de las hojas como son la reflectividad, la transmisividad y la distribución de orientación, obtenibles a través de mediciones directas.

También se puede estimar el valor de la biomasa si se proporciona un valor del coeficiente de extinción en términos de área-masa y si, además, el flujo transmitido es casi puramente difuso lo que se consigue empleando una longitud de onda particular (UV) o bien doseles en los que el índice de área foliar sea relativamente grande, aunque la estimación de la biomasa ha quedado pendiente de verificar con datos confiables.

Este método permite ajustar, o bien, evaluar, los efectos de los distintos parámetros que intervienen en el proceso, todo depende de cuánta información adicional está disponible preferentemente a partir de mediciones *in situ*. Así se puede evaluar también la radiación reflejada y estimar la radiación absorbida por el dosel, esta última de gran importancia, pues es proporcional a la razón de fijación de CO₂ atmosférico. La radiación reflejada tiene la ventaja de que puede ser obtenida mediante fotografía aérea o satelital, no se necesita tener acceso al dosel para medirla, si se usa simultáneamente con la transmitida es posible estimar más parámetros (como RHI y THI) haciendo cambios sencillos en el programa de cálculo empleado en este trabajo.

Otra ventaja es que el método usado permite también probar varias distribuciones de orientación de las hojas debidamente determinadas para escoger la que mejor se reproduzca los datos observados.

Así, se tiene que las principales desventajas de esta aplicación, además de las simplificaciones llevadas a cabo para su implementación, radican en la carencia de mayor información específica acerca del dosel, es decir, como recomendación para llevar a cabo mediciones completas se sugiere:

- Medir los flujos radiativos para varios días con el fin de dar significado estadístico a las estimaciones realizadas.
- Sería sumamente útil una medida del área típica de las hojas así como de su masa, posición y de la forma en que se agrupan, esto permitiría hacer una calibración precisa de la aplicación para emplearla en otros doseles.

Por otro lado, medir la humedad relativa, la temperatura del aire dentro y fuera del dosel y la temperatura de las hojas, permitiría establecer el balance en onda larga de los flujos en vías de un balance radiativo global, útil para otras aplicaciones pero que, probablemente no mejore la estimación de L .

REFERENCIAS

- Allen, W.A., Richardson, A. J. (1968) Interaction of light with a plant canopy (Proc. 5th Symp. on Remote Sensing of Environment), Univ. of Michigan (Ann Arbor), 219-232.
- Asner, G.P. (1998) Biophysical and biochemical sources of variability in canopy reflectance. *Rem. Sens. of Envir.*, 64:234-253.
- Anastasi, C., Hopkinson, L., Simpson, V.J. (1991) Natural hydrocarbon emissions in the United Kingdom, *Atmos. Environ.* Vol. 25A, No. 7 1403-1408.
- Barradas, V.L., Jones, H.G., Clark, J.A. (1999) Leaf orientation and distribution in a *Phaseolus vulgaris* L. crop and their relation to light microclimate, *Int. J. Biometeorol.* (43) 64-70.
- Birkebak, R., Birkebak, R. (1964) Solar radiation characteristics of tree leaves, *Ecology* 34(3), 646-649.
- Breece, H.T., Holmes, R.A. (1971) Bidirectional scattering characteristics of healthy green soybean and corn leaves *in vivo*, *Appl. Opt.* 10(1), 119-127.
- Chandrasekhar, S. (1960) *Radiative Transfer*, Dover, New York.
- Chanson, J.W., Baldocchi, D.D., Huston, M.A. (1991) A comparison of direct and indirect methods for estimating forest canopy leaf area, *Agric. For. Meteorol.* (57) 107-128.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- Chen, J.M. (1996) Optically-based methods for measuring seasonal variation of leaf area index in boreal conifer stands, *Agric. For. Meteorol.* (80) 135-163.
- Chen, J.M., Black, T.A. (1991) Measuring leaf area index of plant canopies with branch architecture, *Agric. For. Meteorol.* (57) 1-12.
- Chen, J.M., Black, T.A. (1992) Foliage area and architecture of plant canopies from sunfleck size distribution, *Agric. For. Meteorol.* (60) 249-266.
- Chen, J.M., Rich, P.M., Gower, S.T., Norman, J.M., Plummer, S. (1997) Leaf area index of boreal forests: Theory, techniques and instruments, *J. Geophys. Res.* 102(D4) 29429- 29443.
- Fernández, J. L. (1987) Introducción al Estudio de los Sistemas Solares Activos. Series del Instituto de Ingeniería, No. D-26, UNAM.
- Fitter, A.H., Hax, R.K.M. (1987) *Environmental Physiology of Plants*. 2nd Ed. Academic Press. London.
- Galindo, I., Chávez, A. (1977) Estudio del clima solar en la República Mexicana. I. Radiación solar total. Dirección general del Servicio Meteorológico Nacional / Instituto de Geofísica UNAM. México
- Gates, D.M., Keegan, H.J., Schleter, J.C., Weidner, V.R. (1965) Spectral properties of plants, *Appl. Opt.* 4(1), 11-20.
- Gausman, H.W., Allen, W.A. (1973) Optical parameters of leaves of 30 plant species, *Plant Physiol.* 52, 57-62.
- Girard, C.M., Girard, M.C. (1975) *Applications de la télédétection a l'étude de la biosphère*, Collection "Sciences Agronomiques", Masson et C. Editeurs, Paris.

- Goel, N.S., Strebel, D.E. (1983) Inversion of vegetation canopy reflectance models for estimating agronomic variables. I. Problem definition and initial results using the suits model, *Rem. Sens. of Envir.* 13, 487-507.
- Goody, R. M. Yung, Y. L. (1989) *Atmospheric Radiation: Theoretical basis*, 2nd ed. New York: Oxford University Press, pp. 315-316.
- Grace J. (1983) *Plant-Atmosphere Relationships*, "Outline Studies in Ecology", Chapman and Hall, London and New York.
- Guenther, A., Zimmerman, P. Wildermuth, M. (1993). Natural volatile organic compound emission rate estimates for U.S. woodland landscapes. *Am. J. Bot.* 80: 239-243.
- Halldin, S. (1985) Leaf and bark area distribution in a pine forest. En: *The forest-atmosphere interaction (Proc. of the Forest-Environmental Measurements Conference)*, D. Reidel Publishing Co., pp. 684, Oak Ridge Tennessee.
- Halldin, S., Grip, H., Perttu, K. (1979) Model for energy exchange of a pine forest canopy. En: S. Halldin (Ed.) 1979, *Comparison of Forest Water and Energy Exchange Models*, International society for ecological modeling, Copenhagen, pp. 59-75.
- Hecht, E., Zajac, A. (1977) *Óptica*. Fondo Educ. Inter. México.
- Hottel, H. C., Sarofim, A. F. (1967) *Radiative Transfer*, Mc. Graw Hill, New York.
- Jarvis, P.G., James, G.B., Landsberg, J.J. (1975) 7. Coniferous Forest. En: *Vegetation and the Atmosphere Vol. 2 Case studies* (Monteith, J. L. Editor). Academic Press. London.
- Kondratyev, K. Ya. (1969) *Radiation in the Atmosphere*. Academic Press. New York.

- Lamb, B., Gay D., Westberg, H. (1993) A biogenic hydrocarbon emission inventory for the U.S.A. using a simple forest canopy model. *Atmos. Envir.* Vol. 27A, No. 11, 1673-1690.
- Lenoble, J. (1977) (Editor) Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere, IAMAP, Boulder, Co.
- Lindroth, A., Perttu, K. (1981) Simple calculation of extinction coefficient of forest stands. *Agric. Met.* (25) 97-110
- Liou, K.N. (1980) *An Introduction to Atmospheric Radiation*, Academic Press, New York.
- Liu, B.Y., Jordan, R.C. (1960) The interrelationship and characteristic distribution of direct, diffuse and total solar radiation. *Solar Energy*, 4:1-19.
- Maass, J.M., Vose, J.M., Swank, W.T., Martínez-Yrizar, A. (1995) Seasonal changes of leaf area index (LAI) in a tropical deciduous forest in west Mexico. *Forest Ecology and Management* (74) 171-180.
- Meyers, T. P., Paw U K. T. (1987) Modelling the plant canopy micrometeorology with higher-order closure principles. *Agric. For. Meteorol.* (41) 143-163.
- Monteith, J. L. Editor (1975) *Vegetation and the Atmosphere Vol. 1 Principles*. Academic Press. London
- Monteith, J. L. Editor (1975) *Vegetation and the Atmosphere Vol. 2 Case Studies*. Academic Press. London
- Myneni, R. A., Ross, J. Asrar, G. (1989) A review on the theory of photon transport in leaf canopies. *Agric. and For. Meteorol.* (45) 1-153.
- Norman, J.M., Campbell, G.S. (1989) Canopy structure. En: *Plant physiological ecology: Field methods and instrumentation*, R.W. Pearcy et al. (Ed.) Chapman and Hall, New York.

- Ozišik, M.N. (1973) Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection, A Wiley Intersciences Publication.
- Pearcy, R.W. (1989) Radiation and light measurements. En: Plant physiological ecology: Field methods and instrumentation, R.W. Pearcy et al. (Ed.) Chapman and Hall, New York.
- Pinker, R.T., Joseph, J.H. (1987) Use of the delta-eddington approximation in treatment of radiative transfer in plant canopies, (Preprint) Rem. Sens. of Envir.
- Preisendorfer, R.W. (1965) Radiative Transfer on Discrete Spaces, Pergamon Press. New York.
- Rauner, Ju. L. (1975) 8. Deciduos Forest. En: Vegetation and the atmosphere Vol. 2 Case Studies (Monteith, J. L. Editor). Academic Press. London.
- Ross, J. (1981) The Radiation Regime and Architecture of Plant Stands, W. Junk (publishers), The Hague.
- Ruiz-Suárez, L.G., Imaz-Gispert, M., Montero, M., Sánchez, O., Hernández-Galicia, F., Conde, C., Castro, T. (1994) Cálculos y mediciones de hidrocarburos naturales en el valle de México. Reporte Final. Proyecto del mismo nombre con cargo del Departamento del Distrito Federal.
- Ruiz-Suárez, L.G., R. Longoria R., F. Hernández, E.H. Segura, A. Trujillo, C. Conde, (1999) Emisiones biogénicas de hidrocarburos no-metano y de óxido nítrico en la Cuenca del Valle de México. *Atmósfera* 12: 89-100
- Running, S. W., Loveland, T. R., Pierce, L. L., Nemani, R. R., Hunt, E. R. Jr (1995) A remote sensing based vegetation classification logic for global land cover analysis. *Rem. Sens. of Envir.* 51(1):39-48.
- Rzedowsky J., (1978) Vegetación de México, Ed. Limusa, México.

- Sánchez, O. (1991) Transferencia de radiación y cubiertas vegetales. Tesis de Licenciatura en Física (Fac. de Ciencias UNAM).
- Sampson, D.A., Smith, F.W. (1993) Influence of canopy architecture on light penetration in logpole pine (*Pinus contorta* var. *latifolia*) forests. Agric. For. Meteorol. (64) 63-79.
- Schutt, J.B., Kimes, D.S., Newcomb, W.W. (1985) Effect of heliotropism on the bidirectional reflectance of irrigated cotton, Rem. Sens. of Envir. 17, 13-25.
- Segura, E.H., Trujillo, A. (1993) Transferencia de radiación en follaje y cálculo de emisiones de hidrocarburos biogénicos. Tesis de Licenciatura. Universidad Autónoma del Estado de Morelos, Cuernavaca, Morelos.
- Shettle, E.P., Weinman, J.A. (1970) The transfer of solar irradiances through inhomogeneous turbid atmosphere evaluates by Eddington's approximation, J. Atmos. Sci. 27, 1048-1055.
- Smith, J.A. (1983) Matter-energy interaction in the optical region, en: Manual of remote sensing (Vol.I, Chapter 3) (Colwell, R.N. Editor) American Society of Photogrametry, The Sheridan Press, U.S.A.
- Tingey, D. T., Manning, M., Grothaus, L. C., Burns, W. (1980) Influence of light and temperature on monoterpene emission rates from slash pine. Plant Physiol. Vol(65) 797-801.
- Verhoef, W. (1984) Light scattering by leaf layers with application to canopy reflectance modeling: The SAIL model, Re. Sens. of Envir. 16(2), 125-141.
- Verstraete, M.M. (1987) Radiation transfer in plant canopies: Trasmision of direct solar radiation and the role of leaf orientation, J. Geophys. Res. 92, 10985-10995.

Wang, H., Baldocchi, D. (1989) A numerical model for simulating the radiation regime within a deciduous forest canopy. *Agric. For. Meteorol.* (46) 313-337.

Yokouchi, Y., Ambe, Y. (1984) Factors affecting the emission of monoterpenes from red pine (*Pinus densiflora*) *Plant Physiol.* 75, 1009-1012.

ANEXO 1

Geometría esférica de la dispersión.

$$\begin{aligned}
 \text{Definiendo: } \Omega &= (\text{sen}\theta \cos\phi, \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \cos\theta) \\
 \Omega' &= (\text{sen}\theta' \cos\phi', \text{sen}\theta' \text{sen}\phi', \cos\theta') \\
 \mathbf{n} &= (\text{sen}\theta_l \cos\phi_l, \text{sen}\theta_l \text{sen}\phi_l, \cos\theta_l)
 \end{aligned} \tag{a.1.1}$$

Se calcula:

$$\begin{aligned}
 \cos \Theta = \Omega \bullet \Omega' &= \text{sen}\theta \text{sen}\theta' (\cos\phi \cos\phi' + \text{sen}\phi \text{sen}\phi') + \cos\theta \cos\theta' \\
 &= \text{sen}\theta \text{sen}\theta' (\cos(\phi' - \phi)) + \cos\theta \cos\theta'
 \end{aligned}$$

estableciendo: $\mu = \cos\theta$, $\mu' = \cos\theta'$, $\text{sen}\theta = (1 - \mu^2)^{1/2}$ y $\text{sen}\theta' = (1 - \mu'^2)^{1/2}$ se tiene:

$$\begin{aligned}
 \Omega \bullet \Omega' &= \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\phi' - \phi) \\
 \Omega \bullet \mathbf{n} &= \mu \mu_l + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu_l^2)^{1/2} \cos(\phi - \phi_l) \\
 \Omega' \bullet \mathbf{n} &= \mu' \mu_l + (1 - \mu'^2)^{1/2} (1 - \mu_l^2)^{1/2} \cos(\phi' - \phi_l)
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

ANEXO 2

Normalización de la función fase.

Se tienen las expresiones para la función fase y para su normalización:

$$P(\mu, \psi) = | a\mu + b \sqrt{(1 - \mu^2)} \cos\psi | \tag{3.12}$$

y

$$\begin{aligned}
 (r/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_{-X(\mu)}^{X(\mu)} P(\mu, \psi) d\psi d\mu \right) + \\
 (t/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_{X(\mu)}^{\pi} P(\mu, \psi) d\psi d\mu + \int_{-b}^b \int_{-\pi}^{-X(\mu)} P(\mu, \psi) d\psi d\mu \right) = 4\pi b \omega_0
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

Tomando la expresión 3.11 y observando la Fig. 3.2 se puede escribir, después de sustituir (3.12):

$$\begin{aligned} (r/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_0^{X(\mu)} P(\mu, \psi) d\psi d\mu + \int_{-b}^b \int_{-X(\mu)}^0 P(\mu, \psi) d\psi d\mu \right) &= (r/\pi) 2 \int_{-b}^b \int_0^{X(\mu)} P(\mu, \psi) d\psi d\mu \\ &= (r/\pi) 2 \left(a \int_{-b}^b \mu X(\mu) d\mu + b \int_{-b}^b \sqrt{1-\mu^2} \operatorname{sen} X(\mu) d\mu \right) \end{aligned} \quad (\text{a.2.1})$$

y como la expresión (3.12) toma signo (-) en la parte del dominio que corresponde al caso transmisivo (ver Fig. 3.2):

$$\begin{aligned} (t/\pi) \left(\int_{-b}^b \int_{X(\mu)}^{\pi} P(\mu, \psi) d\psi d\mu + \int_{-b}^b \int_{-\pi}^{-X(\mu)} P(\mu, \psi) d\psi d\mu \right) &= (t/\pi) 2 \int_{-b}^b \int_{X(\mu)}^{\pi} P(\mu, \psi) d\psi d\mu \\ &= (t/\pi) 2 \left(a \int_{-b}^b -(\pi - X(\mu)) \mu d\mu + b \int_{-b}^b -\sqrt{1-\mu^2} (\operatorname{sen} \pi - \operatorname{sen} X(\mu)) d\mu \right) \\ &= (t/\pi) 2 \left(a \int_{-b}^b \mu X(\mu) d\mu + b \int_{-b}^b \sqrt{1-\mu^2} \operatorname{sen} X(\mu) d\mu \right) \end{aligned} \quad (\text{a.2.2})$$

pues $\pi - X(\mu) = X(-\mu)$ (ver Fig. 3.2). Como (a.2.1) y (a.2.2) son prácticamente iguales solamente se realizan dos integraciones:

$$\int_{-b}^b \mu X(\mu) d\mu = \pi/2 a(1-a) \quad (\text{a.2.3})$$

donde se ha tomado en cuenta que:

$$X(\mu) = \arccos \left(\frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} \right) \quad (3.10)$$

y que:

$$\int \operatorname{sen}^2 px / (q + r \cos^2 px) dx = 1/pr \sqrt{(1+r/q)} \arctan \left(\sqrt{q/(q+r)} \tan px \right) - x/r \quad (\text{a.2.4})$$

y, por otro lado, se obtiene:

$$\int_{-b}^b \sqrt{1-\mu^2} \operatorname{sen} X(\mu) d\mu = \pi/2 b \quad (\text{a.2.5})$$

después de haber considerado que $\text{sen}x = \sqrt{1 - \cos^2x}$ y que si x toma valores en el intervalo $(0, \pi)$ entonces $\text{sen}x > 0$.

Sustituyendo (a.2.3) y (a.2.5) en (a.2.1) y (a.2.2) se tiene:

$$\begin{aligned} (r/\pi) 2(\pi/2 a^2(1-a) + \pi/2 b^2) + (t/\pi) 2(\pi/2 a^2(1-a) + \pi/2 b^2) \\ = (1/\pi) (r+t) 2(\pi/2) (1 - a^3) \\ = (r+t) (1 - a^3) \end{aligned} \tag{a.2.6}$$

Comparando (a.2.6) con (3.11) se obtiene (3.14):

$$(r+t) (1 - a^3) = 4\pi b \omega_0 \tag{3.14}$$

ANEXO 3

Se necesita que: $\left| \frac{-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} \right| \leq 1$ y que $\left| \frac{1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}} \right| \leq 1$

La primera desigualdad implica:

$$(-a\mu)^2 \leq b^2(1-\mu^2) \Rightarrow a^2\mu^2 \leq b^2 - b^2\mu^2 \Rightarrow \mu^2 \leq b^2 \Rightarrow \boxed{-b \leq \mu \leq b} \tag{3.8}$$

La segunda desigualdad lleva a que:

$$\begin{aligned} (1-a\mu)^2 \leq b^2(1-\mu^2) &\Rightarrow 1 - 2a\mu + a^2\mu^2 \leq b^2 - b^2\mu^2 \\ \Rightarrow 1 - 2a\mu + a^2\mu^2 + b^2\mu^2 &\leq b^2 \Rightarrow 1 - 2a\mu + (a^2+b^2)\mu^2 \leq b^2 \\ \Rightarrow (a^2+b^2) - 2a\mu + \mu^2 &\leq b^2 \Rightarrow a^2 - 2a\mu + \mu^2 \leq 0 \Rightarrow (a-\mu)^2 \leq 0 \Rightarrow \mu = a \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \arccos\left(\frac{1-a\mu}{b\sqrt{1-\mu^2}}\right) = \boxed{\arccos(1) = 0}$$

Por lo tanto, para el caso reflectivo: $\boxed{0 \leq |\psi| \leq X(\mu)}$ (a.3.1)

Por otro lado, se necesita que: $\left| \frac{-1 - a\mu}{b\sqrt{1 - \mu^2}} \right| \leq 1$

lo que lleva a:

$$\begin{aligned} (1+a\mu)^2 \leq b^2(1-\mu^2) &\Rightarrow 1 + 2a\mu + a^2\mu^2 \leq b^2 - b^2\mu^2 \\ \Rightarrow 1 + 2a\mu + a^2\mu^2 + b^2\mu^2 &\leq b^2 \Rightarrow 1 + 2a\mu + (a^2+b^2)\mu^2 \leq b^2 \\ \Rightarrow (a^2+b^2) + 2a\mu + \mu^2 &\leq b^2 \Rightarrow a^2 + 2a\mu + \mu^2 \leq 0 \Rightarrow (a+\mu)^2 \leq 0 \Rightarrow \mu = -a \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \arccos\left(\frac{-1 - a\mu}{b\sqrt{1 - \mu^2}}\right) = \boxed{\arccos(-1) = \pi}$$

Por lo tanto, para el caso transmisivo: $\boxed{X(\mu) \leq |\psi| \leq \pi}$ (a.3.2)

Las ecs. (a.3.1) y (a.3.2) contituyen (3.9).

ANEXO 4

La aproximación de Eddington.

Se propone que el campo de radiación depende linealmente del coseno del ángulo cenital (μ) de modo que:

$$I_0(\tau, \mu) = i_{00}(\tau) + \mu i_{01}(\tau) \quad (3.16)$$

esta expresión se combina con la ecuación de transferencia:

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI^m(\tau, \mu)}{d\tau} = I^m(\tau, \mu) - (1 + \delta_{0,m}) \frac{w}{4} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') I^m(\tau, \mu') d\mu' \\ - \frac{w}{4\pi} \sum_{l=m}^N \omega_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(-\mu_0) \pi F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \end{aligned} \quad (1.17)$$

(con $m=0$) para obtener ecuaciones para i_{00} e i_{01} en términos de la profundidad óptica (τ). El dominio de la función fase establece que μ toma valores en el intervalo $(-b, b)$ (ec. 3.8) por esta causa se emplea en la ec. 1.17

una variable alterna definida como μ/b que toma valores en $(-1,1)$ dejando la ecuación sin cambio. Así que:

$$\begin{aligned} \mu((d/d\tau)i_{00} + \mu(d/d\tau)i_{01}) &= i_{00} + \mu i_{01} \\ &+ (1 + \delta_{0,0}) \frac{w}{4} \sum_{l=0}^N \omega_l^0 P_l^0(\mu) \int_{-1}^1 P_l^0(\mu') (i_{00} + \mu' i_{01}) d\mu' \\ &- \frac{w}{4\pi} \sum_{l=0}^N \omega_l^0 P_l^0(\mu) P_l^0(-\mu_0) \pi F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \end{aligned} \quad (\text{a.4.1})$$

sabiendo que:

$$P_0^0(\mu)=1 \quad \text{y} \quad P_0^1(\mu)=\mu \quad (\text{a.4.2})$$

y que la ortogonalidad de las funciones de Legendre es:

$$\int_{-1}^1 P_l^m(\mu') P_k^m(\mu) d\mu = \frac{2(l+m)!}{(2l+1)(l-m)!} \quad \text{si } l=k \quad (\text{a.4.3})$$

se obtiene después de reducir:

$$\begin{aligned} \mu((d/d\tau)i_{00} + \mu(d/d\tau)i_{01}) &= i_{00} + \mu i_{01} - w(\omega_{00}i_{00} + 1/3\omega_{01} i_{01} P_0^1(\mu)) \\ &- \frac{w}{4\pi} \sum_{l=0}^N \omega_l^0 P_l^0(\mu) P_l^0(-\mu_0) \pi F_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \end{aligned} \quad (\text{a.4.4})$$

aplicando el operador $\int_{-1}^1 (\) d\mu$ a la ec. a.4.4 y usando a.4.3, se obtiene, después de reducir:

$$(d/d\tau)i_{01} = 3(1-w\omega_{00})i_{00} - 3/4 w\omega_{00} F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \quad (\text{a.4.5})$$

y haciendo lo propio con el operador $\int_{-1}^1 \mu (\) d\mu$:

$$(d/d\tau)i_{00} = (1-w\omega_{01}/3)i_{01} + (w\omega_{01}/4) F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \quad (\text{a.4.6})$$

calculando la derivada con respecto a τ , de ec. a.4.6 y sustituyendo la ec. a.4.5, se obtiene:

$$\begin{aligned} (d^2/d\tau^2)i_{00} &= 3(1-w\omega_{00})(1-w\omega_{01}/3)i_{00} \\ &\quad - 3/4(w\omega_{00}(1-w\omega_{01}/3) + w\omega_{01}/3)F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \\ &= k^2 i_{00} - \eta \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (a.4.7)$$

similarmente, derivando a.4.5 y combinando con a.4.6:

$$\begin{aligned} (d^2/d\tau^2)i_{01} &= 3(1-w\omega_{00})(1-w\omega_{01}/3)i_{01} + 3/4((1-w\omega_{00})w\omega_{01}\mu_0 + w\omega_{00}/\mu_0)F_0 \exp(-\tau/\mu_0) \\ &= k^2 i_{01} + \vartheta \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (a.4.8)$$

(a.4.7) y (a.4.8) forman la ec. 3.17

ANEXO 5

Cálculo de los coeficientes w_1 y w_2 del desarrollo de la función fase en términos de funciones de Legendre.

La expansión de la función fase (ec. 1.13) en armónicos esféricos exige que los coeficientes sean calculados por medio de:

$$w_l = (2l+1)/4\pi \int_{\mathbb{D}} (\cos\Theta) P_l(\mu) d\mu \quad (1.14)$$

pero sabiendo que: $\mathbb{D}(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) = f(\mathbf{n}) P(\Omega, \Omega', \mathbf{n}) \quad (3.2)$

y que: $P(\mu, \psi) = a\mu + b\sqrt{1-\mu^2} \cos\psi \quad (3.12)$

así se propone, teniendo en consideración la simetría del dominio de la función fase y con argumentos similares a los expuestos en el anexo 2:

$$\begin{aligned}
w_1 &= (3/4\pi b) 2 \int_{-b}^b \int_0^\pi f(\mathbf{n}) P(\mu, \psi) P_1(\mu/b) d\psi d\mu \\
&= (3/4\pi b) 2 f(\mathbf{n}) \int_{-b}^b \left(\int_0^{X(\mu)} r P(\mu, \psi) d\psi + \int_{X(\mu)}^\pi t |P(\mu, \psi)| d\psi \right) (\mu/b) d\mu \\
&= (3/4\pi b) 2 f(\mathbf{n}) \left(\int_{-b}^b r(a\mu X(\mu) + b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu)) (\mu/b) d\mu \right. \\
&\quad \left. + \int_{-b}^b t(-a\mu(\pi - X(\mu)) - b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen}(\pi - X(\mu))) (\mu/b) d\mu \right) \quad (a.5.1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
w_2 &= (5/4\pi b) 2 \int_{-b}^b \int_0^\pi f(\mathbf{n}) P(\mu, \psi) P_2(\mu/b) d\psi d\mu \\
&= (5/4\pi b) 2 f(\mathbf{n}) \int_{-b}^b \left(\int_0^{X(\mu)} r P(\mu, \psi) d\psi + \int_{X(\mu)}^\pi t |P(\mu, \psi)| d\psi \right) 1/2(3\mu^2/b^2 - 1) d\mu \\
&= (5/4\pi b) 2 f(\mathbf{n}) \left(\int_{-b}^b r(a\mu X(\mu) + b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu)) 1/2(3\mu^2/b^2 - 1) d\mu \right. \\
&\quad \left. + \int_{-b}^b t(-a\mu(\pi - X(\mu)) - b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen}(\pi - X(\mu))) 1/2(3\mu^2/b^2 - 1) d\mu \right) \quad (a.5.2)
\end{aligned}$$

donde se han usado la ec. 3.12 y el hecho de que:

$$P_1(\mu) = \mu \quad \text{y} \quad P_2(\mu) = 1/2 (3\mu^2 - 1) \quad (a.5.3)$$

ahora, como $\pi - X(\mu) = X(-\mu)$ (ver Fig. 3.2) y $\operatorname{sen}(\pi - X(\mu)) = -\operatorname{sen} X(\mu)$:

$$\begin{aligned}
&\int_{-b}^b (a\mu X(\mu) + b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu)) (\mu/b) d\mu \\
&= \left(\int_{-b}^b a\mu^2 X(\mu)/b d\mu + \int_{-b}^b \sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu) \mu d\mu \right) = (a/b) \pi/3 b^3 + 0 \\
&= \pi/3 ab^2 = - \int_{-b}^b (-a\mu(\pi - X(\mu)) - b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen}(\pi - X(\mu))) (\mu/b) d\mu \quad (a.5.4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\int_{-b}^b (a\mu X(\mu) + b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu)) 1/2(3\mu^2/b^2 - 1) d\mu \\
&= 3a/2b^2 \int_{-b}^b \mu^3 X(\mu) d\mu + 3/2b \int_{-b}^b \sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu) \mu^2 d\mu \\
&\quad - a/2 \int_{-b}^b \mu X(\mu) d\mu - b/2 \int_{-b}^b \sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen} X(\mu) d\mu \\
&= 3a/2b^2 (\pi b^4/4 - \pi(a-1)(a^2+a-4)/8) + (3/2b)(\pi b^3/8) - (a/2)(\pi/2)a(1-a) - \pi b^2/4 \\
&= \pi/16(-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) \\
&= \int_{-b}^b (-a\mu(\pi - X(\mu)) - b\sqrt{(1-\mu^2)} \operatorname{sen}(\pi - X(\mu))) 1/2(3\mu^2/b^2 - 1) d\mu \quad (a.5.5)
\end{aligned}$$

sustituyendo (a.5.4) y (a.5.5) en (a.5.1) y (a.5.2) se tiene:

$$\begin{aligned} w_1 &= f(\mathbf{n}) (r - t) 2ab^2 \\ w_2/3 &= f(\mathbf{n}) (r + t) (5/24) (-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) \end{aligned} \quad (3.22)$$

ANEXO 6

Determinación de A_{00} y B_{00} .

Se tienen las relaciones:

$$\begin{aligned} i_{00}(\tau) &= A_{00} \exp(k\tau) + B_{00} \exp(-k\tau) + C_{00} \exp(-\tau/\mu_0) \\ i_{01}(\tau) &= A_{01} \exp(k\tau) + B_{01} \exp(-k\tau) + C_{01} \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$i_{00}(0) - 2/3 i_{01}(0) = I_s \quad (3.33)$$

$$i_{00}(\tau_1) + 2/3 i_{01}(\tau_1) = A_s [i_{00}(\tau_1) - 2/3 i_{01}(\tau_1) + \mu_0 F_0 \exp(-\tau_1/\mu_0) + I_s 2E_3(\tau_1)] \quad (3.35)$$

Si se sustituye (3.18) en (3.33) y (3.35) se obtiene, agrupando términos semejantes y reduciendo:

$$\left(1 - \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) A_{00} + \left(1 + \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) B_{00} = I_s - \left(C_{00} - \frac{2}{3} C_{01} \right) \quad (a.6.1)$$

$$\begin{aligned} \left(1 - A_s + \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} (1 + A_s) \right) e^{k\tau_1} A_{00} + \left(1 - A_s - \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} (1 + A_s) \right) e^{-k\tau_1} B_{00} \\ = (A_s \mu_0 F_0 - C_{00} (1 - A_s) - \frac{2}{3} C_{01} (1 + A_s)) \exp(-\tau_1/\mu_0) \end{aligned} \quad (a.6.2)$$

La solución al sistema formado por (a.6.1) y (a.6.2) es:

$$A_{00} = \frac{1}{D} \left((I_s - (C_{00} - \frac{2}{3} C_{01})) \left(1 - A_s - (1 + A_s) \left(\frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \right) e^{-k\tau_1} \right. \\ \left. - \left(1 + \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \left(A_s(\mu_0 F_0 + I_s 2E_3(\tau_1) \exp(\tau_1/\mu_0)) - (1 - A_s)C_{00} - \frac{2}{3} (1 + A_s)C_{01} \right) \exp(-\tau_1/\mu_0) \right)$$

$$B_{00} = \frac{1}{D} \left(\left(1 - \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \left(A_s(\mu_0 F_0 + I_s 2E_3(\tau_1) \exp(\tau_1/\mu_0)) - (1 - A_s)C_{00} - \frac{2}{3} (1 + A_s)C_{01} \right) \exp(-\tau_1/\mu_0) \right. \\ \left. - (I_s - (C_{00} - \frac{2}{3} C_{01})) \left(1 - A_s + (1 + A_s) \left(\frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \right) e^{k\tau_1} \right)$$

$$\text{donde: } D = \left(1 - \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \left(1 - A_s - (1 + A_s) \left(\frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \right) e^{-k\tau_1} \\ - \left(1 + \frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \left(1 - A_s + (1 + A_s) \left(\frac{2}{3} \frac{k}{1 - \frac{w\omega_{01}}{3}} \right) \right) e^{k\tau_1}$$

ANEXO 7

Cálculo de los coeficientes w_l en términos de $f(n)$.

Habiendo calculado los coeficientes w_l normalizados en términos de la parte angular de la función fase, falta normalizar empleando la distribución de orientación de las hojas, para esto se emplea la relación:

$$\langle w_l \rangle = \int_0^1 \int_0^{2\pi} w_l f(\mathbf{n}) d\phi_l d\mu_l \quad (3.37)$$

donde las w_l se toman de (3.22) y las $f(\mathbf{n})$ de la Tabla 3.1. Así se tiene que:

1) Función de distribución aleatoria: $f(\mu_l, \phi_l) = 1/2\pi$

$$\langle w_0 \rangle = \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r+t) (1-a^3) (1/2\pi) d\phi_l d\mu_l$$

como $a = \cos\theta_l = \mu_l$, entonces $da = d\mu_l$ por lo que se tiene:

$$\langle w_0 \rangle = (r+t) \int_0^1 (1-a^3) da \int_0^{2\pi} (1/2\pi) d\phi_l = (3/4) (r+t) \quad (a.7.1)$$

$$\langle w_1 \rangle = \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r-t) 2ab^2 (1/2\pi) d\phi_l da = (r-t) \int_0^1 2a(1-a^2) da = (1/2) (r-t) \quad (a.7.2)$$

$$\begin{aligned} \langle w_2/3 \rangle &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r+t) (5/24) (-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) (1/2\pi) d\phi_l da \\ &= (r+t)(5/24) \int_0^1 (-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) da = -(r+t) 5/12 (1+4\ln 2) \end{aligned} \quad (a.7.3)$$

2) Función de distribución semiuniforme: $f(\mu_l, \phi_l) = \delta(\mu_l - \mu_l^*)/2\pi$

$$\langle w_0 \rangle = \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r+t) (1-a^3) (\delta(\mu_l - \mu_l^*)/2\pi) d\phi_l d\mu_l$$

aprovechando la propiedad de la δ de Dirac: $\int_0^1 f(x)\delta(x-x_0)dx = f(x_0)$ se puede escribir:

$$\begin{aligned} \langle w_0 \rangle &= (r+t) \int_0^1 \int_0^{2\pi} (1-a^3) (\delta(a-a^*)/2\pi) d\phi_l da = (r+t) \int_0^1 (1-a^3) \delta(a-a^*) da \\ &= (r+t) (1-a^{*3}) = (r+t) (1-\mu_l^{*3}) \end{aligned} \quad (a.7.4)$$

$$\begin{aligned} \langle w_1 \rangle &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r-t) 2ab^2 (\delta(a-a^*)/2\pi) d\phi_t da = (r-t) \int_0^1 2a(1-a^2) \delta(a-a^*) da \\ &= 2a^*(1-a^{*2}) (r-t) = (r-t) 2\mu_1^* (1-\mu_1^{*2}) \end{aligned} \quad (a.7.5)$$

$$\begin{aligned} \langle w_2/3 \rangle &= \int_0^1 \int_0^{2\pi} (r+t)(5/24) \left((-2a^4 - 5a^3 + 6a^2 + 4a - 13)/(1+a) \right) (\delta(a-a^*)/2\pi) d\phi_t da \\ &= (r+t) (5/24) (-2a^{*4} - 5a^{*3} + 6a^{*2} + 4a^* - 13)/(1+a^*) \\ &= (r+t) (5/24) (-2\mu_1^{*4} - 5\mu_1^{*3} + 6\mu_1^{*2} + 4\mu_1^* - 13)/(1+\mu_1^*) \end{aligned} \quad (a.7.6)$$

las relaciones (a.7.1) - (a.7.3) y (a.7.4) - (a.7.6) constituyen, respectivamente, (3.38) y (3.39).

ANEXO 8

Relación entre la profundidad óptica y el índice de área foliar.

De acuerdo con Verhoef (1984) la eficiencia de extinción para flujo directo de una hoja simple es.

$$Q_{\text{ext}}(F_0) = \text{sección transversal de extinción} = |A(-\Omega_0 \bullet \mathbf{n})/A\mu_0| \quad (a.8.1)$$

donde A es el área de una hoja individual, $-\Omega_0$ es la dirección del haz incidente de radiación y \mathbf{n} es la normal a la superficie de la hoja.

Definiendo el coeficiente de extinción para flujo directo dada una orientación cenital fija de la hoja (θ_l) como:

$$k(\theta) = L/2\pi h \int_0^{2\pi} Q_{\text{ext}}(F_0) d\phi_l \quad (a.8.2)$$

donde L es el índice de área foliar y h es la altura del dosel vegetal en unidades de distancia. Sabiendo que ψ varía según:

$$\begin{aligned} 0 \leq |\psi| \leq X(\mu) & \quad \text{caso reflectivo} \\ X(\mu) \leq |\psi| \leq \pi & \quad \text{caso transmisivo} \end{aligned} \quad (3.9)$$

dado que $\psi = \phi - \phi_0$, se tiene que para μ_0 y ϕ_0 fijos y \mathbf{n} variable el intervalo de variación de ϕ_1 es el mismo que el de ψ así que de manera similar a como se ha hecho con la normalización de la función fase en el anexo 2:

$$k(\theta) = L/2\pi h \left(2 \int_0^{X(\mu)} Q_{\text{ext}}(F_0) d\phi_1 + 2 \int_{X(\mu)}^{\pi} Q_{\text{ext}}(F_0) d\phi_1 \right) \quad (\text{a.8.2})$$

Una expresión para $Q_{\text{ext}}(F_0)$ se puede desarrollar a partir de (a.8.1) usando relaciones como las mostradas en el anexo 1:

$$\begin{aligned} Q_{\text{ext}}(F_0) &= |(-\Omega_0 \bullet \mathbf{n})/\mu_0| = |(\cos\theta_0 \cos\theta_1 + \text{sen}\theta_0 \text{sen}\theta_1 \cos(\phi_1 - \phi_0))/\cos\theta_0| \\ &= |\mu_1 + \tan\theta_0 \sqrt{1-\mu_1^2} \cos\phi_1| \end{aligned} \quad (\text{a.8.3})$$

pues se puede suponer, sin pérdida de generalidad, que $\phi_0 = 0$.

Observando la Fig. 3.1 y la Fig. 3.2 se nota que, de acuerdo con las posiciones relativas de $-\Omega_0$ y \mathbf{n} , la expresión dentro de las barras en (a.8.3) toma valores positivos si $0 \leq \phi_1 \leq X(\mu)$ y negativos si $X(\mu) \leq \phi_1 \leq \pi$ de modo que:

$$\begin{aligned} k(\theta) &= L/2\pi h \left(2 \int_0^{X(\mu)} (\mu_1 + \tan\theta_0 \sqrt{1-\mu_1^2} \cos\phi_1) d\phi_1 \right. \\ &\quad \left. + 2 \int_{X(\mu)}^{\pi} -(\mu_1 + \tan\theta_0 \sqrt{1-\mu_1^2} \cos\phi_1) d\phi_1 \right) \\ &= L/2\pi h \left(2(\mu_1 X(\mu) + \tan\theta_0 \sqrt{1-\mu_1^2} \text{sen}X(\mu)) \right. \\ &\quad \left. + \mu_1 (X(\mu) - \pi) + \tan\theta_0 \sqrt{1-\mu_1^2} \text{sen}X(\mu) \right) \\ &= 2L/\pi h \left(\mu_1 (X(\mu) - \pi/2) + \tan\theta_0 \text{sen}\theta_1 \text{sen}X(\mu) \right) \end{aligned} \quad (\text{a.8.4})$$

así, para calcular la profundidad óptica (τ) basta con escribir:

$$\tau = h k(\theta) \quad (\text{a.8.5})$$

ANEXO 9

Modelo de radiación solar global y difusa.

El campo de radiación solar posee dos componentes llamadas **directa** (radiación que llega a la superficie de la Tierra sin interaccionar con la atmósfera) y **difusa** (que llega a la superficie terrestre después de ser dispersada por la atmósfera) a la suma de las dos componentes se le denomina radiación **total** o **global**. Se propone (Fernández, 1987) un modelo senoidal para calcular radiación global y directa:

$$\begin{aligned} F_{\text{global}}(h, n_{\text{sol}}) &= F_{\text{global, Max}} \cos^{1.2}(180 \theta/n_{\text{sol}}) \\ F_{\text{dir}}(h, n_{\text{sol}}) &= F_{\text{dir, Max}} \cos^{1.5}(180 \theta/n_{\text{sol}}) \end{aligned} \quad (\text{a.9.1})$$

con: θ = tiempo (en horas) a partir del mediodía solar (0 a las 12:00 meridiano, 2 a las 10:00 a.m., -4 a las 16:00 h, etc.)

n_{sol} = longitud del día solar en horas.

$F_{\text{global, Max}}$ = Valor máximo observado para el flujo global.

$F_{\text{dir, Max}}$ = Valor máximo observado para el flujo directo.

los valores máximos se pueden obtener mediante mediciones directas o consultando tablas y mapas con valores medios climatológicos mensuales. La componente difusa se obtiene restando la componente directa de la global.

Las curvas típicas de radiación presentan formas parecidas a una curva de Gauss (ver Fig.2.2), las Figuras A.9.1 y A.9.2 muestran una comparación entre el modelo propuesto (ec. a.8.1) y otro modelo muy usado (Liu y Jordan, 1960) aplicado a la radiación media diaria en la ciudad de Chihuahua para enero y mayo.

La longitud del día solar se puede calcular usando la relación:

$$n_{\text{sol}} = \arccos(-\tan(\text{latitud}) \tan(\text{declinación})) 24/\pi$$

y el argumento del coseno en la ec. (a.8.1) se puede cambiar a radianes considerando que la longitud del día solar es equivalente a π radianes. Por otro lado, consultando mapas de promedio mensual de radiación solar máxima total y directa (Fernández, 1987), correspondientes al lugar y fecha en que se

llevaron a cabo las mediciones de radiación empleadas en este trabajo, se obtienen valores de 750 y 500 watt/m² para global y directa, respectivamente. Así se tiene:

$$F_{\text{global}}(h, n_{\text{sol}}) = 750 (\cos(h \pi/n_{\text{sol}}))^{1.2} \quad (4.4)$$

$$F_{\text{dir}}(h, n_{\text{sol}}) = 500 (\cos(h \pi/n_{\text{sol}}))^{1.5} \quad (4.5)$$

donde h = hora del día - hora de máxima elevación solar.

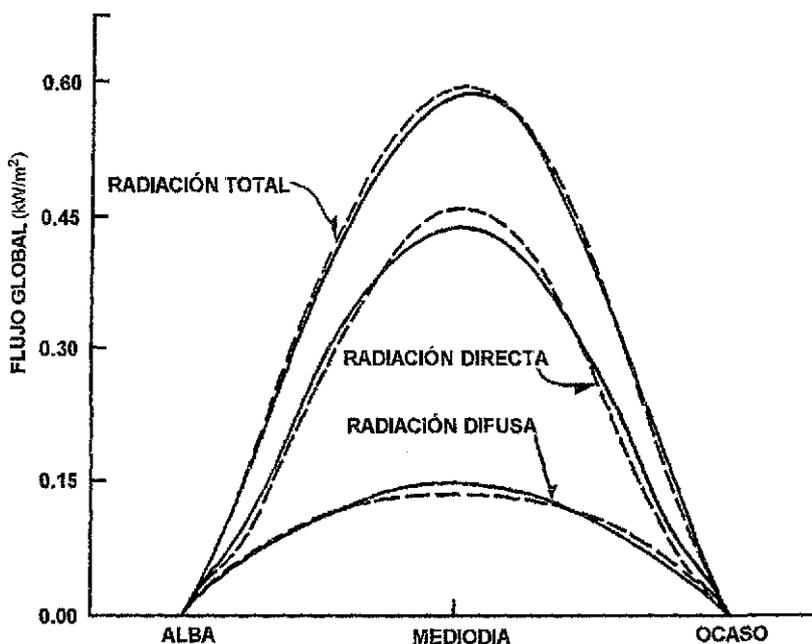


Fig. A.9.1. Radiación media diaria calculada para la ciudad de Chihuahua en el mes de Enero: (—) modelo de Liu y Jordan y (---) ec. (a.9.1) (tomada de Fernández, 1987)

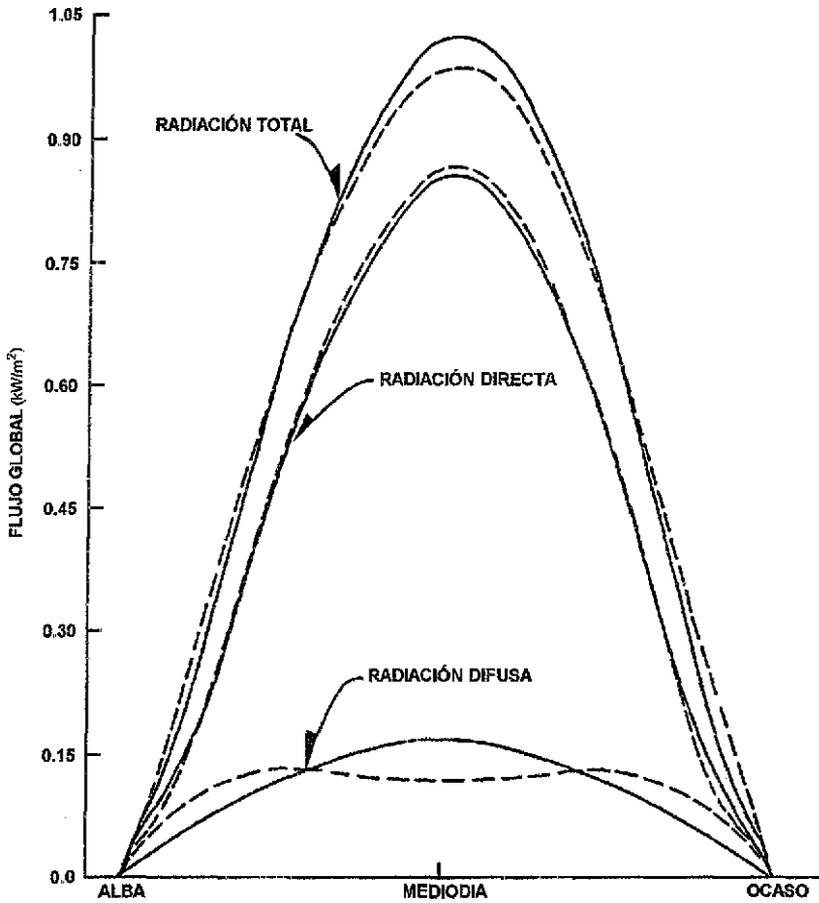


Fig. A.9.2 Radiación media diaria calculada para la ciudad de Chihuahua en el mes de Mayo: (—) modelo de Liu y Jordan y (---) ec. (a 9.1) (tomada de Fernández, 1987)