

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA
Y DE EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

DIVISION DE OCEANOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ECOLOGIA

MODELOS PARA ESTIMAR EL COEFICIENTE DE ATENUACION VERTICAL DE LUZ
DIFUSA EN FUNCION DE LA CONCENTRACION DE CLOROFILA Y LA
PROFUNDIDAD PARA AGUAS CASO I

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para
obtener el grado de DOCTOR EN CIENCIAS, presenta

ALMA DELIA GILES GUZMAN

Ensenada, Baja California

Diciembre de 1998

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA
Y DE EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

DIVISION DE OCEANOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ECOLOGIA

MODELOS PARA ESTIMAR EL COEFICIENTE DE ATENUACION VERTICAL DE LUZ
DIFUSA EN FUNCION DE LA CONCENTRACION DE CLOROFILA Y LA
PROFUNDIDAD PARA AGUAS CASO I

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para
obtener el grado de DOCTOR EN CIENCIAS, presenta

ALMA DELIA GILES GUZMAN

Ensenada, Baja California

Diciembre de 1998

RESUMEN de la tesis de Alma Delia Giles Guzmán presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en ECOLOGIA MARINA. Ensenada, Baja California, México, Diciembre de 1998.

MODELOS PARA ESTIMAR EL COEFICIENTE DE ATENUACION VERTICAL DE LUZ DIFUSA EN FUNCION DE LA CONCENTRACION DE CLOROFILA Y LA PROFUNDIDAD PARA AGUAS CASO I

Resumen aprobado por:

El cálculo de la fotosíntesis del fitoplancton oceánico es un elemento importante para el estudio del flujo global del carbono y el efecto climático de "invernadero". Los sensores de color del océano orbitando en satélites no dan la oportunidad de estimar la fotosíntesis de grandes áreas oceánicas de una manera sinóptica. Los modelos bio-ópticos para estimar la productividad primaria oceánica son matemáticamente tediosos pero nos permiten una capacidad predictiva. Parte considerable de las complicaciones se desarrollan porque las variables y los parámetros se descomponen espectralmente, y además varían con la composición del agua de mar (v.g.: la irradiancia in situ, $E_o(\lambda, z)$; el coeficiente de absorción del fitoplancton, $a_{fito(\lambda, z)}$, donde z es la profundidad y λ es la longitud de onda de la luz). Sería mucho mejor si pudiéramos hacer los cálculos usando valores únicos para toda la irradiancia fotosintéticamente activa ($PAR(z)$, 400-700 nm), con parámetros promedios como $a_{fito(z)}$. Estos promedios, en su caso, deberán ser ponderados por la distribución espectral in situ de $PAR(z)$. El objetivo de este trabajo fue el coadyuvar a hacer menos complicado el cálculo de la productividad primaria mediante modelos matemáticos relativamente sencillos para estimar el promedio del coeficiente específico de absorción del fitoplancton ($\bar{a}_{fito(z, Chl)}^*$, donde Chl es la concentración de clorofila), el de absorción total del agua de mar ($a_{T(z, Chl)}$) y el de esparcimiento de la luz hacia atrás ($b_{b(Chl)}$) en función de Chl y z . Además, se desarrollaron expresiones para calcular el coseno promedio ($\bar{\mu}_{d(z)}$) de la irradiancia descendente, inmediatamente por debajo de la superficie del mar en función del ángulo del zenit del sol, y su variación con la profundidad. Las propiedades ópticas inherentes $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ y $\bar{b}_{b(z, Chl)}$, y $\bar{\mu}_{d(z)}$, nos permiten calcular el coeficiente de atenuación vertical de irradiancia escalar ($K_{o(z)}$); y $\bar{a}_{fito(z, Chl)}^*$ nos permite corregir la pendiente inicial de la curva fotosíntesis-irradiancia, normalizada por unidad de Chl ($\bar{\alpha}$), por la distribución espectral de la irradiancia in situ y el efecto de paquete ($\phi_{max(z)} = \bar{\alpha}_{(z)inc}^* / \bar{a}_{fito(Chl, inc)}^*$ y $\bar{\alpha}_{(z)} = \bar{a}_{fito(z, Chl)}^* \phi_{max(z)}$, donde ϕ es la

eficiencia cuántica de la fotosíntesis, y el subíndice inc significa que el promedio ha sido ponderado por la distribución espectral de la luz del incubador). Como un objetivo previo, con base en el algoritmo del Coastal Zone Color Scanner y una expresión empírica de la reflectancia se obtuvo una expresión para estimar la absorción espectral de detritus y gilvin en función de Chl ($\alpha_{gd(\lambda)}$). Todo esto se realizó para aguas Caso I que constituyen más del 95% del océano mundial.

Palabras clave: Aguas oceánicas caso I, atenuación de la luz, concentración de clorofila

ABSTRACT of the thesis of Alma Delia Giles Guzmán, presented as partial requirement to obtain the DOCTOR IN SCIENCES degree in MARINE ECOLOGY. Ensenada, Baja California, México, December 1998.

MODELS TO ESTIMATE THE VERTICAL ATTENUATION COEFFICIENT OF DIFFUSED LIGHT AS FUNCTIONS OF CHLOROPHYLL CONCENTRATION AND DEPTH FOR CASE I WATERS

Quantifying oceanic phytoplankton photosynthesis is an important element for the study of global carbon flux and the "green house" effect. Ocean color sensors flying on board satellites give us the opportunity to obtain synoptic estimates of photosynthesis for large oceanic areas. Bio-optical models to estimate oceanic primary productivity are mathematically tedious but they allow us a predictive capability. A considerable part of the complications arise from the fact that variables and parameters have a spectral distribution, and also because they change with the water composition (e.g., in situ irradiance, $E_{o(\lambda, z)}$; the phytoplankton absorption coefficient, $\alpha_{fito(\lambda, z)}$, where z is depth and λ is the light's wavelength). It would be much better if we could perform the calculations for the whole photosynthetically active radiation ($PAR(z)$, 400-700 nm), with average parameters like $\bar{\alpha}_{fito(z)}$. These averages would have to be weighted by the in situ spectral distribution of $PAR(z)$. The objective of this work was to provide means to simplify the calculation of primary productivity such as relatively simple models to estimate the average of the specific absorption coefficient of phytoplankton ($\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$, where Chl is the chlorophyll *a* concentration), that of total seawater absorption ($\bar{\alpha}_{T(z, Chl)}$) and that for backscattering of light ($\bar{b}_{b(Chl)}$) as functions of Chl and z . Also, expressions were developed to calculate the average cosine ($\bar{\mu}_{d(z)}$) of downwelling irradiance just under the sea surface, as a function of the sun's zenith angle, and for its vertical variation. The inherent optical properties $\bar{\alpha}_{T(z, Chl)}$ and $\bar{b}_{b(z, Chl)}$, and $\bar{\mu}_{d(z)}$, allow us to calculate the vertical attenuation coefficient for scalar irradiance ($\bar{K}_{o(z)}$); and $\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$ allows us to correct the initial slope of the photosynthesis-irradiance curve, normalized per unit of Chl ($\bar{\alpha}^*$), by the in situ spectral distribution of irradiance and the package effect ($\phi_{max(z)} = \bar{\alpha}_{(z)inc}^* / \bar{\alpha}_{fito(Chl, inc)}^*$ and $\bar{\alpha}_{(z)}^* = \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* \phi_{max(z)}$, where ϕ is the quantum yield of photosynthesis, and the subindex *inc* means that the average has been weighted by the spectral distribution of the incubator's light). To accomplish this, a first objective was to obtain an empirical expression for the spectral absorption of gilvin and detritus as a function of Chl ($a_{gd(\lambda)}$), based

on the Coastal Zone Color Scanner algorithm and an expression for reflectance. All of this was developed for Case I waters, which comprise more than 95% of the world's ocean.

Key words: Oceanic case I waters, light attenuation, chlorophyll concentration

DEDICATORIA

A mis papás:

Profesor Raúl Giles Días y Profesora Endelia Guzmán Pérez

por todo su amor

A mis hermanos:

Rosalba y Raúl Miguel

por su cariño y apoyo

A Rogelio

por su paciencia su sencillez y su comprensión

A mi familia

Por su cariño y alegría

RECONOCIMIENTOS

Gracias a Dios por su infinito amor y por darme la oportunidad de vivir esta experiencia.

No se puede llegar a Dios a través de la razón purauna vez escuché decir por primera vez al Dr. Saúl Alvarez Borrego, parafraseando al filósofo Emanuel Kant. De alguna manera en el ir y venir de mis ideas lo consideraba, pero hasta entonces fue que comprendí que somos reflejo de algo divino y que nuestra naturaleza humana nos limita en esta dimensión. Mi sentir ahora es que formamos parte de Dios, y que conociéndonos y estudiándonos a nosotros mismos podemos iniciar el camino hacia El que ES. Más el solo afán de saber por saber, no lleva más allá de una enmascarada satisfacción personal cuyo principio es soberbia, se necesitan humildad para reconocer y amor para tolerar.

“.....*hágase la luz, y la luz se hizo*” (Génesis 1:3). El estudiar el comportamiento de la luz ha sido una constante motivación, algo por demás fascinante, y ha representado para mí una forma de maravillarse ante la perfección de la naturaleza y de ser consciente de las limitaciones que existen para su estudio, a la par que ha realizado la gran oportunidad de la búsqueda, de la investigación, de la acción.

Por todo lo anterior con gran admiración, estimación y respeto agradezco al Dr. Saúl Alvarez Borrego porque lo considero no sólo un excelente Maestro e investigador en el campo académico pero también un *gran visionario* de la vida misma. Tengo la enorme gracia de considerarme entre sus alumnos, y mi reconocimiento sin duda se suma al de tantos otros que han compartido palabras, escritos e ideas con él. Mucho del entusiasmo que despertó en mí por la Ecología y la Bioóptica hidrológica ha sido a través de sus cursos, sus exposiciones, escritos, agudas críticas y sus amenos comentarios. Evidentemente una persona de gran calidad humana, positivismo y energía contagiantes cuya trayectoria científica es un ejemplo vivo de disciplina y trabajo. Gracias Saúl por enseñarme que *El que puede, puede porque cree que puede; que es mejor ser de los pocos que prefieren ser de la bola y no de los muchos que quieren ser los únicos; que en la sencillez está la elegancia; que cuando estás abajo sólo queda un camino: hacia arriba!; que la mejor manera de romper la monotonía es la acción*, y tantas otras frases que permanecen en mi mente. Especialmente ésa de Goethe: *Whatever you do, or dream you can, begin it. Begin it now.*

Agradezco a los miembros de mi Comité Doctoral: Dr. Gilberto Gaxiola Castro, Dr. Josué Alvarez Borrego y Dr. Affonso Da'Silveira Mascarenhas. Por sus valiosos comentarios, críticas, correcciones, sugerencias, su tiempo y su atención. El haber compartido con ellos este trabajo ha sido por demás enriquecedor. Reconozco de todos su calidad académica y humana.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, B. C. (CICESE), por aceptarme como alumna de Doctorado y recientemente como docente de posgrado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico durante el Doctorado.

A mis queridos profesores de Licenciatura, Maestría y Doctorado.

Con particular estimación a la Dra. Elizabeth Orellana Zepeda y al Dr. Eduardo Santamaría del Angel por ser quienes me iniciaron en el estudio del fitoplancton, gracias.

Al C. a Dr. Emilio Palacios Hernández por su siempre dispuesto apoyo en las cuestiones de cómputo, y por sus divertidas charlas.

A los dibujantes José María Domínguez y Francisco Ponce, por el entintado de las gráficas.

Con mucho cariño agradezco a mis alumnos de Estadística General, Optica Hidrológica y muy especialmente a los de Interacciones Físico-Biológicas por haberme permitido convivir y aprender de ellos, y por todos los momentos en que me demostraron su calidez y su alegría. A todo el personal del CICESE, especialmente al personal de Ecología, en particular a Rebeca e Irma por su entusiasmo y espíritu de colaboración. A todos mis amigos y compañeros del CICESE, especialmente a Lety Ramirez (por su siempre desinteresado apoyo), Paty Rojo, Raquel, Elia, Beto Botas, Laura Vélez, Jesús (el peque), Rosita, Adrianita, Fernando, William, Wences, Elsa, Sarita, Oscar, David Uriel, Lalo Valdez (apá), Lalo Millán, Carmen Bazán, Unai, Rafa Morales, Rafa Cervantes, los tortuga team (JL Pech, Rosa Mouriño, Victor Zavala), Enrique, Lulú, Branli, Elizabeth Castillo, a los físicos del 4to. piso (Emilio Palacios, vecino, pilito-Ramírez, Anita, Emilio Beyer, etc.). Ceci, Jelipe, César (el "necesareo"), Saúl Zavala (primo!), y Octavio Lázaro (por sus sabias palabras). Mis lindos vecinos de cubo Danténoc y Martín (el ché). A Ricardo Solís por su amistad de siempre y su incondicional apoyo en el B.O. El Puma.

Mis agradecimientos especiales al Dr. Félix López Figueroa de la Universidad de Málaga, por su linda amistad y comentarios sobre la importancia de la luz en la fisiología del fitoplancton y las espirales profundas del mar y de la vida.

A mis amigos y compañeros de la UABC (DADyR e IIO), Ligia del Pilar, Almita Romero, Maricarmen Soto, Zaúl García, Rubén, Sergio Larios, Chely, Lulubrigida, M.C. Arturo Guerrero, Fernando Liera, Roberto Calderón, Arturo, Silvia, Chavita, Primi, Martín, por su apoyo y cariño de siempre. Al Dr. Antonio Segovia, por su apoyo en los momentos deportivos.

A la hermandad de la GFU L. S. A. C., por su compañía, convivencia y enseñanzas, especialmente al grupo 10-10 de Exploradores Karis de Ensenada, PAX Y SERVICIO.

De memorias de mi infancia, un reconocimiento con mucho cariño a mi querida Profesora Lic. Raquel Piñeiro Perdomo.

CONTENIDO

	<u>Página</u>
I. INTRODUCCION GENERAL	1
II. COVARIANCIA DE LA ABSORCION DEL FITOPLANCTON, MATERIA ORGANICA DISUELTA DE COLOR Y DETRITUS EN AGUAS CASO I, DEDUCIDA DEL ALGORITMO BIO-OPTICO DEL COASTAL ZONE COLOR SCANNER	10
II.1. Introducción	10
II.2. El algoritmo bio-óptico y la absorción de la materia organica disuelta de color y del detritus	11
II.3. Estimación del parámetro GD	17
II.4. Discusión	20
III. PROMEDIOS DE LAS PROPIEDADES OPTICAS INHERENTES PARA EL INTERVALO VISIBLE (PAR) PONDERADOS POR LOS ESPECTROS DE IRRADIANCIA <u>IN SITU</u> PARA AGUAS CASO I	28
III.1. Introducción	28
III.2. Estimación de las distribuciones espectrales de PAR relativa <u>in situ</u>	29
III.3 Promedios ponderados de los coeficientes de absorción	32
III.4. Modelos matemáticos para $\bar{a}_{fito(l,chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(l,chl)}$	37
III.5. Promedio ponderado del coeficiente de esparcimiento hacia atrás	44
III.6. Discusión	46
IV. EL COSENO PROMEDIO PARA LA LUZ DESCENDENTE ($\bar{\mu}_{d(z)}$)	54
IV.1. Introducción	54
IV.2. Resultados derivados de mediciones en el campo	56
IV.3. Resultados obtenidos de simulaciones de computadora	57
IV.4. Discusión	58
V. COMPARACION DE PERFILES DE IRRADIANCIA RELATIVA Y DE POP(z) RESULTANTES DE LOS MODELOS AQUI PROPUESTOS Y LOS	

CONTENIDO (continuación)

Página

DEDUCIDOS DIRECTAMENTE PARA CASOS PARTICULARES DE PERFILES NO HOMOGENEOS DE CLOROFILA	62
V.1. Introducción	62
V.2. Métodos	64
V.3. Resultados	67
V.4. Discusión	70
VI. COMPARACION DE PERFILES MEDIDOS DE $PAR(z)$ CON LOS DEDUCIDOS CON EL $\bar{K}_{o(z)}$ CALCULADO CON LA EXPRESION DE PREISENDORFER (1961), LOS MODELOS PARA LAS POI'S Y $\bar{\mu}_{d(z)}$	74
VI.1. Introducción	74
VI.2. Fuente de datos y métodos	74
VI.3. Resultados y discusiones	76
VII. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	79
LITERATURA CITADA	82
APENDICES	
1. Covariance of the absorption of phytoplankton, colored dissolved organic matter, and detritus in case I waters, as deduced from the Coastal Zone Color Scanner biooptical algorithm (Applied Optics, 35: 2109-2113, 1996)	
2. The vertical attenuation coefficient of photosynthetically active radiation (PAR) as a function of chlorophyll concentration and depth in case I waters (sometido a Applied Optics)	

FECHA DE INGRESO

JUN 29 1999

BIBLIOTECA CICESE

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
1 Logaritmo de Chl 's medidas en barco versus logaritmo de la razón de las radiancias emergentes de la columna de agua (corregidas) medidas por el sensor Coastal Zone Color Scanner. La recta es la línea de regresión (Tomado de Gordon et al., 1983).	14
2 Espectro de absorción del agua y ejemplos de los espectros de absorción del fitoplancton, gilvin y detritus.	15
3 GD versus Chl para el intervalo $0.08 < Chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Los círculos claros con puntos representan los valores calculados y la línea sólida representa la ecuación $GD = 2[1 - \exp(-9(Chl - 0.08))]$.	21
4 Ejemplos de espectros de irradiancia <u>in situ</u> deducidos de la aplicación de la ley de Lambert-Beer para luz monocromática y con columna de agua homogénea, con coeficiente de atenuación constante. En el panel superior $Chl = 0.1 \text{ mg m}^{-3}$ y en el panel inferior $Chl = 1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Los números asociados a los símbolos representan longitudes promedio de trayectoria.	31
5 Ejemplos de cómo el mismo espectro del coeficiente específico de absorción del fitoplancton resulta en diferentes promedios ponderados cuando se tienen diferentes espectros de irradiancia <u>in situ</u> .	33
6 Ejemplos del cambio de los promedios ponderados de los coeficientes de absorción del agua y del gilvin más detritus con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.	34
7 Ejemplos del cambio del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.	35
8 Ejemplos del cambio del promedio ponderado del coeficiente de absorción total del agua de mar con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.	36
9 Esquema de los comportamientos exponenciales del coeficiente específico de absorción del fitoplancton (a), y del de absorción total del agua (b), mostrando gráficamente la definición de n_1 , n_2 , m_1 , y m_2 .	39

LISTA DE FIGURAS (Continuación)

Figura

Página

- 10 Gráficas de los valores superficiales y asintóticos de los promedios ponderados del coeficiente específico de absorción del fitoplancton y del de absorción total del agua de mar versus concentración de clorofila. Las líneas continuas son las de regresión. En el panel superior, la línea discontinua corresponde al modelo que se escogió como representativo de los valores asintóticos. 40
- 11 Comparación entre los valores del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton deducidos directamente, de acuerdo al procedimiento que se describe en el texto, y los valores deducidos del modelo exponencial. 43
- 12 Comparación entre los valores del promedio ponderado del coeficiente de absorción total del agua de mar deducidos directamente, de acuerdo al procedimiento que se describe en el texto, y los valores deducidos del modelo exponencial. 45
- 13 Ejemplos de la variación del promedio de la longitud de onda de la luz fotosintéticamente activa, ponderado por el espectro de la irradiancia in situ, con la longitud promedio de trayectoria, para diferentes *Chl*'s. 47
- 14 a) Dos ejemplos de perfiles no-homogéneos de *Chl*; b) comparación de los valores del coeficiente específico de absorción del fitoplancton deducidos directamente (símbolos oscuros) y del modelo exponencial (símbolos claros), para cada perfil de *Chl*; c) lo mismo para el coeficiente de absorción total del agua de mar; y d) lo mismo para el coeficiente de atenuación de la luz difusa, tomando $\bar{\mu}_{d(z)}=0.72$. 68
- 15 a) Perfiles de irradiancia escalar relativa calculados con valor 100 en la superficie y aplicando la ley de Lambert-Beer por capas tomando los cuatro conjuntos de valores del coeficiente de atenuación de luz difusa de la figura 14d; b) perfiles de productividad orgánica primaria calculadas con la pendiente inicial constante, sin corregir; c) perfiles de productividad orgánica primaria con la pendiente inicial corregida. 69
- 16 Ejemplos de comparaciones de perfiles de irradiancia escalar relativa. En cada caso, los círculos claros son las medidas y los oscuros son las calculadas con el coseno promedio constante. 78

LISTA DE TABLAS

Tabla

Página

- I Valores normalizados del espectro de absorción
del fitoplancton propuesto por Cleveland y Perry
(1994).

52

MODELOS PARA ESTIMAR EL COEFICIENTE DE ATENUACION VERTICAL DE LUZ DIFUSA EN FUNCION DE LA CONCENTRACION DE CLOROFILA Y LA PROFUNDIDAD PARA AGUAS CASO I

I. INTRODUCCION GENERAL

La fotosíntesis es uno de los procesos más fascinantes de la biología. Su estudio ha atraído el interés de físicos, fisicoquímicos, bioquímicos, geneticistas, biólogos moleculares, fisiólogos, ecólogos, geoquímicos y estudiosos de la evolución. La productividad orgánica primaria neta del mar es similar a la de la tierra, del orden de 43-50 gigatoneladas de carbono fijado por año (Longhurst et al., 1995; Antoine et al., 1996; Behrenfeld y Falkowski, 1997). Los sensores de color del océano, navegando en satélites, han hecho posible el realizar estimaciones de productividad primaria de una manera sinóptica para áreas geográficas grandes. Los datos de radiancia en canales dentro del espectro visible, generados por estos sensores, se han utilizado para estimar un promedio sui generis de la concentración de pigmentos fotosintéticos (Gordon et al., 1983) y de la constante de atenuación vertical de luz (Austin y Petzold, 1981) para la primera profundidad óptica del mar (aproximadamente el 22% superior de la zona eufótica). En oceanografía física y biológica, los datos de satélite se limitan a la radiación electromagnética. Por ello, la información oceanográfica está restringida a las capas superficiales e inmediatamente subsuperficiales del océano (La Violette, 1974). Actualmente se cuenta con una serie de tiempo de color del océano generada por el Coastal Zone Color Scanner (CZCS) que orbitó a bordo del Nimbus-7 y operó

en el período 1978-1986. En 1997 se puso en órbita el sensor SeaWiFS (Sea-viewing Wide Field of view Sensor) que proveerá de una cobertura más completa que la del CZCS.

Hasta hace poco se venía tomando la expresión "concentración de pigmentos fotosintéticos", cuando se habla de datos de satélite, como la suma de clorofila a y feofitina a. Sin embargo, recientemente se ha llegado a la conclusión, mediante análisis de pigmentos por HPLC (High Performance Liquid Chromatography), que la concentración de feofitina a, producto de la degradación de clorofila a, es una fracción pequeña de la concentración de clorofila a, sólo del orden de 3%, y que el método de agregar ácido y obtener una segunda lectura de fluorescencia ha estado sobrestimando la feofitina (C.C. Trees, CHORS, San Diego State University, comunicación personal). Por lo anterior, en lo que sigue se tomarán los datos de satélite procesados con el algoritmo de Gordon et al. (1983) como concentración de clorofila a.

La productividad orgánica primaria es de tanto, o más, interés ecológico que la biomasa fitoplanctónica, y a menudo se requiere hacer una estimación de la primera en base a la información sobre algún índice de la segunda (Sathyendranath y Platt, 1993). La estimación de la productividad primaria a partir de datos de satélite del color del océano es crítica para desarrollar un entendimiento de cómo los procesos biológicos oceánicos afectan, y son afectados por, cambios en los presupuestos de radiación atmosférica y los ciclos biogeoquímicos globales (Falkowski et al., 1998). Se han desarrollado una serie de algoritmos empíricos y semianalíticos

para estimar productividad primaria a partir de la concentración de pigmentos fotosintéticos (v.g.: Kiefer y Mitchell, 1983; Balch et al., 1989; Sathyendranath et al., 1995; Behrenfeld y Falkowski, 1997; y otros citados por ellos). Con estos algoritmos a menudo no se pretende realizar estimaciones locales e instantáneas de productividad, sino hacer cálculos para áreas geográficas relativamente grandes y para periodos de meses. Estos algoritmos pueden utilizarse no sólo con información de satélite, sino también con datos históricos de concentración de clorofila a (*Chl*). Con el lanzamiento del SeaWiFS hay una alta expectativa científica de que emergerá algún tipo de consenso hacia el desarrollo y mejoramiento de modelos de productividad primaria oceánica global (Falkowski et al., 1998). Los parámetros que se utilizan en estos algoritmos son de tres categorías: a) los del medio ambiente (v.g.: localidad, condiciones atmosféricas, el perfil vertical de irradiancia); b) los ecológicos (v.g.: el perfil vertical de clorofila); y c) los fisiológicos (v.g.: los parámetros de la curva fotosíntesis-irradiancia (P-E), el coeficiente específico de absorción del fitoplancton) (Morel, 1991).

En los casos donde se cuente sólo con información de satélite, de alguna manera se deberán inferir los perfiles verticales de *Chl*, irradiancia escalar fotosintéticamente activa (PAR) (400-700 nm) y los parámetros de la curva P-E. Cuando se cuente con información de *Chl* generada mediante muestreo y análisis de agua, pero no se cuente con mediciones de luz, queda el problema de inferir el perfil vertical de PAR y los parámetros fotosintéticos. Para inferir el perfil vertical de PAR se requiere una estimación de la PAR incidente

inmediatamente por debajo de la superficie del mar (E_0), y un conocimiento sobre el coeficiente de atenuación vertical de luz difusa y su variación con la composición del agua de mar, y con la distribución espectral y angular de la luz a profundidad.

Se han estado realizando una serie de trabajos para caracterizar los parámetros de la curva P-E para diferentes lugares del océano (para nuestras aguas, por ejemplo, véase Gaxiola Castro y Alvarez Borrego, 1986; Alvarez Borrego y Gaxiola Castro, 1988; Gaxiola Castro y Alvarez Borrego, 1991; y Valdez Holguín et al., 1998). Para resolver el problema de la distribución vertical de *Chl*, Platt et al. (1988) propusieron una función Gaussiana para representarla, como una primera aproximación. Se utilizan datos históricos de *Chl* para caracterizar esta función para cada provincia o región oceánica. Por ejemplo, Millán Núñez et al. (1997) utilizaron datos de *Chl* del programa CalCOFI y propusieron una serie de modelos de regresión para estimar los parámetros de la función Gaussiana para regiones dentro del Sistema de la Corriente de California (SCC). Estos modelos permiten inferir el perfil vertical de *Chl* para las épocas "fría" y "caliente" en seis regiones del SCC.

Los modelos bio-ópticos para estimar la productividad primaria oceánica, con fundamento en el análisis de las curvas fotosíntesis-irradiancia y la distribución vertical de *Chl*, son matemáticamente tediosos pero nos permiten una capacidad predictiva mediante el cálculo continuo de la fotosíntesis basado en la velocidad de absorción de la luz (Falkowski y Raven, 1997). Parte considerable de las complicaciones se desarrollan porque las variables y los

parámetros se descomponen espectralmente, y además varían con la composición del agua de mar (v.g.: la irradiancia in situ, $E_o(\lambda, z)$; el coeficiente de absorción del fitoplancton, $\alpha_{fito(\lambda, z)}$, donde z es la profundidad y λ es la longitud de onda de la luz). Sería mucho mejor si los que trabajamos en oceanografía biológica pudiéramos hacer los cálculos usando valores únicos para toda la $PAR(z)$, y para promedios de parámetros como $\alpha_{fito(\lambda, z)}$ ($\bar{\alpha}_{fito(z)}$). Estos promedios, en su caso, deberán ser ponderados por la distribución espectral in situ de la $PAR(z)$.

Existen modelos para estimar la PAR incidente en la superficie del mar, para atmósferas marinas (v.g.: Gregg y Karder, 1990). Preisendorfer (1961) utilizó la teoría de la transferencia de la radiación para deducir una expresión para calcular el coeficiente de atenuación de la irradiancia descendente ($K_{d(z, \lambda)}$) a partir de las propiedades ópticas inherentes (POI). Debido a que la irradiancia ascendente es una fracción pequeña de la total, el término en la ecuación de Preisendorfer (1961) que estima el esparcimiento hacia atrás de la irradiancia ascendente se puede despreciar (Sathyendranath y Platt, 1988; Gordon, 1994). También, el coeficiente de esparcimiento hacia atrás de luz difusa puede aproximarse por el coeficiente inherente de esparcimiento hacia atrás dividido por el coseno promedio de la irradiancia descendente (Gordon y Morel, 1983). Por lo tanto, la ecuación de Preisendorfer (1961) queda:

$$K_{d(z, \lambda)} = \frac{\alpha_{T(z, \lambda)}}{\bar{\mu}_{d(z)}} + \frac{b_{b(z, \lambda)}}{\bar{\mu}_{d(z)}},$$

donde $a_{T(z,\lambda)}$ es el coeficiente de absorción total, igual a la suma de los coeficientes de absorción de los componentes ópticos del agua de mar, $b_{b(z,\lambda)}$ es el coeficiente de esparcimiento hacia atrás, y $\bar{\mu}_{d(z)}$ es el coseno promedio de la irradiancia descendente. El valor promediado, ponderado por el espectro de la PAR in situ, es:

$$\bar{K}_{d(z)} = (\bar{a}_{T(z)} + \bar{b}_{b(z)}) / \bar{\mu}_{d(z)}.$$

No hay una expresión analítica similar para $\bar{K}_{o(z)}$, el coeficiente de atenuación vertical de irradiancia escalar, que es la variable que interesa para la fotosíntesis del fitoplancton. Sin embargo, aunque la irradiancia descendente y la escalar son diferentes, $\bar{K}_{o(z)}$ y $\bar{K}_{d(z)}$ son prácticamente iguales (Kirk, 1983).

Desde el punto de vista de la óptica hidrológica las aguas oceánicas se clasifican en aguas Caso I y aguas Caso II. Las aguas Caso I son aquellas en las que el fitoplancton y los productos derivados del mismo, detritus y materia orgánica disuelta de color (gilvin), juegan un papel predominante en la determinación de sus propiedades ópticas (Morel y Prieur, 1977). En las aguas Caso II los sedimentos terrígenos y las sustancias amarillas disueltas de origen continental hacen una contribución dominante a las propiedades ópticas. Las aguas oceánicas, más del 98% del mar, lejos de la influencia de aportes terrígenos de las costas, forman mayormente las aguas Caso I, aunque también hay algunas zonas costeras con este tipo de agua (Morel, 1988). El algoritmo bio-óptico "universal" del CZCS para aguas Caso I ($0.08 < Chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$), que nos permite

calcular Chl a partir de datos de radiancia, contiene implícitamente una covariación promedio de los coeficientes de absorción del fitoplancton, gilvin y detritus (Gordon et al., 1983).

Con el propósito de calcular $\bar{K}_{o(z)}$ a partir de las POI's, el coeficiente de esparcimiento ($b_{(z,\lambda)}$) se puede calcular a partir de Chl , utilizando una expresión empírica (Gordon y Morel, 1983). Con datos tabulados sobre la función de volumen del esparcimiento (Petzold, 1972), podemos estimar el componente de esparcimiento hacia atrás $b_{b(z,\lambda)}$. Las mediciones de la función de volumen del esparcimiento de aguas costeras y oceánicas indican que $b_{b(z,\lambda)}$ generalmente es sólo 1-2% del valor de $b_{(z,\lambda)}$, lo cual implica que para aguas Caso I $a_T \gg b_b$ (Gordon et al., 1988). Por lo tanto, $\bar{K}_{o(z)}$ está en gran medida determinado por el coeficiente de absorción, y por lo tanto su variación con la abundancia del fitoplancton se determina por la variación de la absorción del fitoplancton y sus materiales asociados (gilvin y detritus) (Gordon et al., 1988).

El coeficiente de absorción total del agua de mar se puede calcular sumando la absorción de los cuatro componentes ópticos: agua de mar pura ($a_{w(\lambda)}$), fitoplancton ($a_{fito(\lambda)}$), detritus ($a_{d(\lambda)}$), y gilvin ($a_{g(\lambda)}$). La absorción del fitoplancton puede ser estimada razonablemente bien por un coeficiente de absorción específico ($a_{fito(\lambda)}^*$) (normalizado por unidad de Chl), dependiente de las especies dominantes, para una sola longitud de onda, y con un espectro normalizado independiente de las especies presentes (Gordon et al., 1988). Recientemente se han desarrollado relaciones empíricas para

calcular $\alpha_{fito(436)}^*$ en función de Chl y tomando en cuenta el efecto de paquete (Cleveland, 1995), y se ha propuesto una nueva forma promedio del espectro de absorción normalizado (Cleveland y Perry, 1994). También se han propuesto nuevos valores para $\alpha_{w(\lambda)}$ (Pope, 1993). Queda por resolver el problema de predecir $\alpha_{d(\lambda)}$ y $\alpha_{g(\lambda)}$.

El objetivo de este trabajo fué el coadyuvar a hacer menos complicado el cálculo de la productividad orgánica primaria oceánica mediante modelos relativamente sencillos para estimar $\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$, $\bar{\alpha}_{T(z, Chl)}$ y $\bar{b}_{b(z, Chl)}$ en función de Chl y z . Además, con información de la literatura se desarrolló una expresión empírica para calcular el coseno promedio de la irradiancia descendente inmediatamente por debajo de la superficie del mar, y una expresión para calcular el perfil vertical del coseno promedio. Las POI's $\bar{\alpha}_{T(z, Chl)}$ y $\bar{b}_{b(z, Chl)}$, y el coseno promedio, servirán para calcular $\bar{K}_{o(z)}$; y $\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$ servirá para corregir la pendiente inicial de la curva P-E, normalizada por unidad de Chl ($\bar{\alpha}^*$), por la distribución espectral de la irradiancia in situ ($\phi_{max(z)} = \bar{\alpha}_{(z)inc}^* / \bar{\alpha}_{fito(Chl, inc)}^*$ y $\bar{\alpha}_{(z)}^* = \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* \phi_{max(z)}$). Como un objetivo intermedio se obtuvo una expresión sencilla para estimar la absorción espectral de detritus y gilvin en función de Chl . Todo esto se realizó para aguas Caso I. Las aguas Caso I constituyen un sistema complejo que estamos lejos de haber analizado completamente y de poderlo predecir con exactitud (Morel, 1997).

Las expresiones empíricas de Gordon y Morel (1983), Cleveland (1995), Gordon et al. (1983), los nuevos valores de Pope (1993), la forma promedio del espectro de absorción del fitoplancton de Cleveland y Perry (1994), y la función de volumen del esparcimiento

de Petzold (1972), son basados en mediciones directas en el laboratorio, en el mar y por el satélite. En ese sentido expresan promedios de datos reales. De ellos se deducen los modelos que aquí se proponen. Estas expresiones empíricas publicadas en la literatura no explicitan la magnitud de los errores asociados a ellas, por lo que al desarrollar los modelos se dejará hasta el final el análisis de errores, al contrastar los datos de irradiancia deducidos con los modelos con los obtenidos directamente con irradiómetros para $PAR(z)$. Además, se analizará la magnitud de los errores en la estimación de la productividad orgánica primaria por el efecto combinado de los errores en las irradiancias y en las $\bar{\alpha}_{fito(z,chl)}^*$'s calculados.

II. COVARIANCIA DE LA ABSORCION DEL FITOPLANCTON, MATERIA ORGANICA DISUELTA DE COLOR Y DETRITUS EN AGUAS CASO I, DEDUCIDA DEL ALGORITMO BIO-OPTICO DEL COASTAL ZONE COLOR SCANNER

II.1. Introducción

Como se indicó anteriormente, para el propósito de estimar el perfil vertical de PAR en la zona eufótica requerimos de $\bar{K}_{o(z)}$. Idealmente debemos contar con algún método sencillo para calcular $\bar{K}_{o(z)}$ en función de Chl y z . Austin y Petzold (1981) desarrollaron algoritmos empíricos para estimar los coeficientes de atenuación de irradiancia ascendente ($K_{u(490)}$ y $K_{u(520)}$), para la primera profundidad óptica, a partir de los datos de radiancia del CZCS. Se podrían construir algoritmos similares para otras longitudes de onda. $K_{u(\lambda)}$ tiene valores cercanos a los de $K_{d(\lambda)}$ (Kirk, 1983). Sin embargo, para una estimación apropiada de la productividad primaria no podemos simplemente extrapolar los valores para la primera profundidad óptica al resto de la zona eufótica. Tenemos que considerar los cambios de la biomasa fitoplanctónica con la profundidad (Platt et al., 1988; Morel y Berthon, 1989), y el cambio correspondiente de $K_{d(z, \lambda)}$ con la composición óptica del agua.

Prieur y Sathyendranath (1981) propusieron un método empírico para estimar $a_{T(z, \lambda)}$ en función de la concentración de los pigmentos fotosintéticos, pero es muy elaborado y requiere del cálculo por iteración de una serie de constantes intermedias. Además, para el propósito de estimar $\bar{K}_{d(z)}$, todavía quedaría el problema de cómo ponderar el promedio de $a_{T(z, \lambda)}$ por la distribución espectral de PAR

in situ. Sería mucho más sencillo simplemente calcular $\alpha_{T(z,\lambda)}$ sumando los coeficientes de absorción de los cuatro componentes ópticos del agua de mar. El problema es que hasta ahora no existían expresiones empíricas en función de *Chl* para calcular $\alpha_{d(\lambda)}$ y $\alpha_{g(\lambda)}$. La solución a esto para aguas Caso I fue el obtener una expresión empírica para la suma de estos dos coeficientes. Esto se logró explicitando la covariancia promedio de $\alpha_{fito(\lambda)}$, $\alpha_{d(\lambda)}$ y $\alpha_{g(\lambda)}$ implícita en el algoritmo bio-óptico "universal" del CZCS. La explicitación de esta covariancia se realizó combinando el algoritmo del CZCS (Gordon et al., 1983) con una expresión empírica para la reflectancia (E_u/E_d) (Gordon y Morel, 1983).

II.2. El algoritmo bio-óptico y la absorción de la materia orgánica disuelta de color y del detritus

Las sustancias orgánicas disueltas de color provienen de la descomposición microbiana de la materia orgánica (Kirk, 1983). Esta descomposición se realiza en días o semanas y es el paso intermedio para la remineralización final a bióxido de carbono y nutrientes. Son un grupo complejo al que se han referido en general como sustancias húmicas y cuyas propiedades químicas han sido revisadas por Schnitzer (1978). Se componen genéricamente de ácidos húmicos y ácidos fúlvicos. Originalmente se denominaron por el término alemán "gelbstoff" (v.g.: en Kalle, 1966) y en inglés "yellow substances". Kirk (1983) se basó en que los términos científicos deben tener raíces latinas o griegas para proponer el nombre "gilvin",

del latín *gilvus* que significa amarillo. En lo que sigue a continuación se usará el término *gilvin* para denominar las sustancias orgánicas disueltas de color.

En aguas de lagos y ríos, la absorción del *gilvin* se puede medir con relativa facilidad en muestras que han sido filtradas (poro del filtro de tamaño 0.2-0.4 μm) y con cubetas de 5 ó 10 cm de longitud (Kirk, 1983). La presencia del *gilvin* en ríos de zonas tropicales es aparente a simple vista. Por ejemplo, los hoteles de Puerto Vallarta, donde año a año se realizan las reuniones de la Unión Geofísica Mexicana, cuentan con sistemas caros para la producción de agua incolora, y cuando les falla, el agua de la llave es amarillenta aunque potable. Pero en el agua de mar la medición de la absorción del *gilvin* es más difícil porque está mucho más diluido. La medición tiene que hacerse en el ultravioleta donde la absorción es mayor que en el visible. Bricaud et al. (1981) sugirieron que en zonas oceánicas alejadas de las descargas de ríos, la concentración de *gilvin* se determina por la actividad biológica promedio de períodos largos. Kopelevich y Burenkov (1977) observaron una correlación fuerte entre la concentración de *gilvin* y *Chl* en aguas oceánicas productivas, y propusieron que el *gilvin* del agua de mar es de dos clases: un componente que resulta de la descomposición reciente del fitoplancton, y un componente más estable y de más edad. Este último componente "conservador" posiblemente predomine en aguas oligotróficas y podría reflejar la actividad biológica promedio de largo período.

El hecho mismo que el algoritmo bio-óptico de Gordon et al. (1983) para el CZCS, que es la relación entre el logaritmo de la razón de radiancias emergentes del agua de mar ($L_{w(443)}/L_{w(550)}$) y el logaritmo de la concentración de clorofila a (Fig. 1), sea lineal con una $r^2=0.96$, nos indica que para períodos largos y áreas geográficas grandes hay una covariancia significativa entre $\alpha_{fito(\lambda)}$, $\alpha_{d(\lambda)}$ y $\alpha_{g(\lambda)}$. Esto también sugiere que el detritus y el gilvin provienen principalmente de la descomposición del fitoplancton.

El coeficiente de absorción del gilvin varía exponencialmente con la longitud de onda (Kalle, 1966). Esta variación se puede expresar como (Carder et al., 1989):

$$\alpha_{g(\lambda)} = \alpha_{g(\lambda_0)} \exp[-0.013(\lambda - \lambda_0)],$$

lo cual implica que dentro del visible la absorción es máxima en el violeta y es despreciable en el rojo (Fig. 2).

La absorción por el detritus es baja o ausente en el rojo y se incrementa de una manera más o menos constante hacia el azul (Fig. 2). Mientras que todos los espectros del gilvin tienen la misma forma, la del detritus puede cambiar significativamente (Kirk, 1983). Debido a que sólo contamos con dos ecuaciones simultáneas, el algoritmo del CZCS y la ecuación de la reflectancia, y tenemos tres incógnitas ($\alpha_{fito(\lambda)}$, $\alpha_{d(\lambda)}$ y $\alpha_{g(\lambda)}$), como una primera aproximación a la realidad en lo que sigue se representa a la absorción del gilvin y del detritus juntas, de acuerdo a la ecuación del decaimiento exponencial con la longitud de onda. Esto sobre estima la absorción del detritus en las longitudes de onda cortas (cerca a 400 nm) hasta

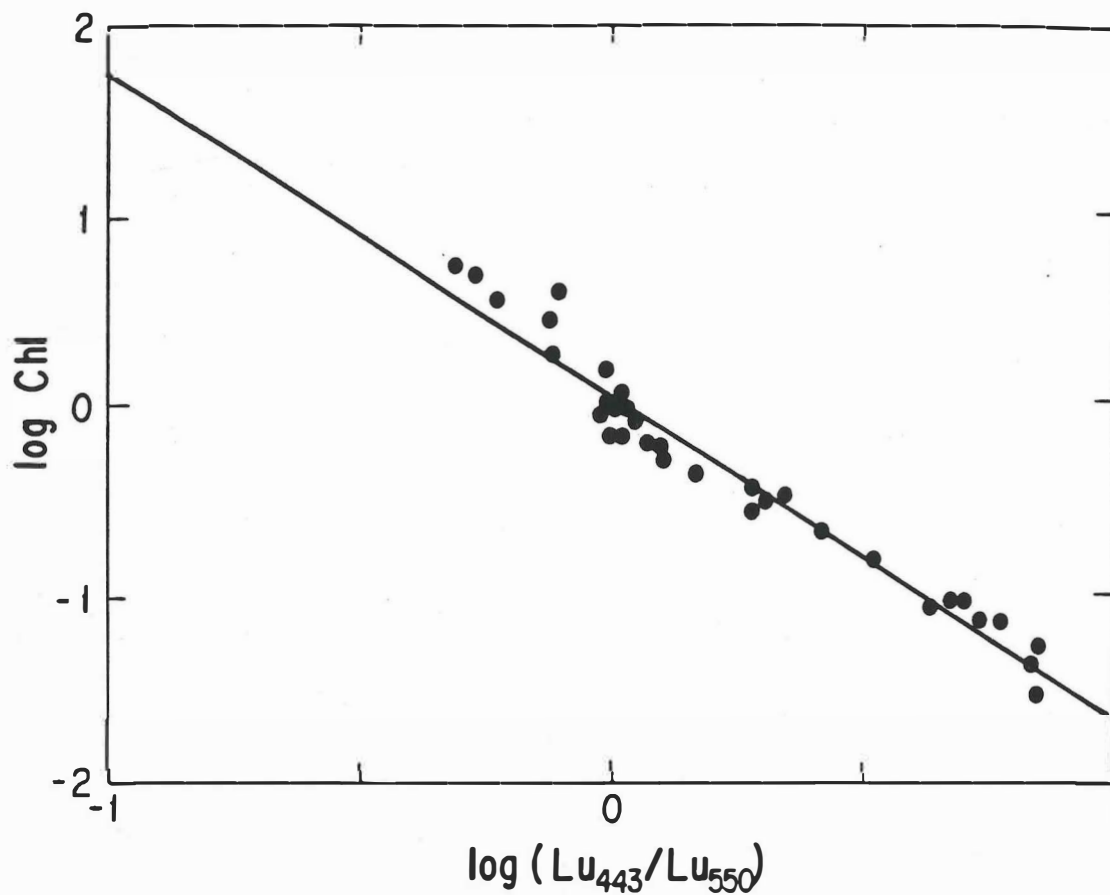


Fig. 1. Logaritmo de *Chl*'s medidas en barco versus logaritmo de la razón de las radiancias emergentes de la columna de agua (corregidas) medidas por el sensor Coastal Zone Color Scanner. La recta es la línea de regresión (Tomado de Gordon et al., 1983).

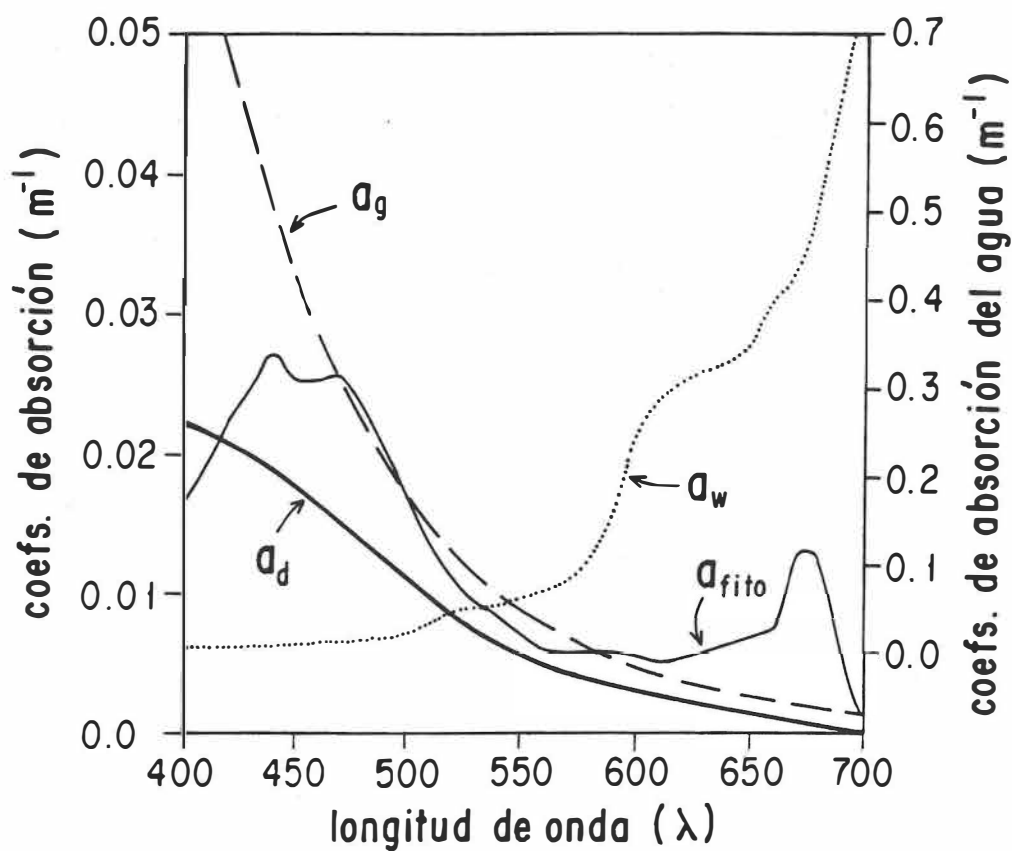


Fig. 2. Espectro de absorción del agua y ejemplos de los espectros de absorción del fitoplancton, gilvin y detritus.

tanto como ~35%. Esta fuente de error se mitiga si se establece la covariancia de absorción del fitoplancton, gilvin y detritus a 443 nm (uno de los canales del CZCS, cerca del máximo de absorción más importante del fitoplancton). Por lo tanto la absorción total se puede expresar como:

$$\alpha_{T(\lambda)} = \alpha_{w(\lambda)} + \alpha_{fito(\lambda)} + \alpha_{gd(\lambda)},$$

donde $\alpha_{gd(\lambda)}$ es la absorción de gilvin y detritus. Por lo tanto, la ecuación para la absorción del gilvin y detritus como una función de la absorción del fitoplancton es:

$$\alpha_{gd(\lambda)} = \alpha_{gd(443)} \exp[-0.013(\lambda - 443)],$$

$$\alpha_{gd(\lambda)} = GD(\alpha_{fito(443)}) \exp[-0.013(\lambda - 443)],$$

donde GD es igual a $\alpha_{gd(443)}/\alpha_{fito(443)}$, y de acuerdo con Cleveland (1995): $\alpha_{fito(443)} = 0.0320Chl - 0.00463Chl^2$ (en realidad la ecuación de Cleveland es para $\alpha_{fito(436)}$ pero el ancho de banda del canal del CZCS es 433-453).

De la ecuación de Cleveland (1995) para estimar $\alpha_{fito(443)}$, al dividir la expresión entre Chl queda una expresión para calcular el coeficiente específico de absorción del fitoplancton ($\alpha_{fito(443)}^* = 0.0320 - 0.00463Chl$, donde $\alpha_{fito(443)}^* = \alpha_{fito(443)}/Chl$). En esta expresión se nota que $\alpha_{fito(443)}^*$ disminuye con Chl , y esta es la expresión matemática del efecto de paquete. El efecto de paquete consiste en que al aumentar el tamaño de las células del fitoplancton los pigmentos se empaquetan más y se sombrean unos a otros, resultando en una menor absorción por unidad de concentración de pigmento. El

supuesto en la ecuación de Cleveland (1995), muy aceptable de acuerdo a resultados como los de Yentsch y Phinney (1989), es que a mayor *Chl* mayor diámetro promedio de las células de fitoplancton. Además de que $a_{fito(443)}^*$ cambia con el efecto de paquete, también cambia con la composición pigmentaria, que ocurre principalmente por variaciones en la composición específica de la comunidad fitoplanctónica (Morel y Bricaud, 1981). Esto último hace que cambie la forma del espectro de $a_{fito(\lambda)}^*$. En lo que sigue se supone que los cambios principales de $a_{fito(443)}^*$ se deben al efecto de paquete y que la forma del espectro de $a_{fito(\lambda)}^*$ es invariable y se puede representar por la forma promedio propuesta por Cleveland y Perry (1994) (Fig. 2) como representativa de promedios para grandes áreas oceánicas.

II.3. Estimación del parámetro *GD*

Dado un valor promedio de *Chl* para la primera profundidad óptica, y considerando a los productos de degradación de la clorofila a despreciables a estas bajas concentraciones, el algoritmo bio-óptico del CZCS nos permite calcular la razón de las radiancias que emergen del agua ($L_{w(443)}/L_{w(550)}$) (Gordon et al., 1983):

$$\log Chl = 0.053 - 1.71 \log(L_{w(443)}/L_{w(550)}).$$

También se puede obtener una expresión para calcular $L_{w(443)}/L_{w(550)}$ con la ecuación de Gordon y Morel (1983) para la reflectancia:

$$R_{(0)} = C_{(\mu_0)} b_b / a_T = E_{u(0)} / E_{d(0)},$$

donde $E_{d(0)}$ y $E_{u(0)}$ son las irradiancias descendente y ascendente, respectivamente, justo por debajo de la superficie del mar, y $C_{(\mu_0)}$ es un parámetro constante cuando el ángulo del zenit del sol es cero. Una vez que se obtiene un resultado para GD su valor es independiente del ángulo del zenit del sol. Con algunas operaciones algebraicas se llega a las siguientes expresiones:

$$E_{u(0)} = E_{d(0)}(C_{(\mu_0)}b_b/a_T),$$

$$E_{u(0)443} = E_{d(0)443}(C_{(\mu_0)}b_{b443}/a_{T443}),$$

$$E_{u(0)550} = E_{d(0)550}(C_{(\mu_0)}b_{b550}/a_{T550}),$$

$$\frac{E_{u(0)443}}{E_{u(0)550}} = \left(\frac{E_{d(0)443}}{E_{d(0)550}} \right) \left(\frac{b_{b443}}{b_{b550}} \right) \left(\frac{a_{T550}}{a_{T443}} \right).$$

La irradiancia ascendente es igual a una constante multiplicada por la radiancia ascendente (Kirk, 1983), y $b_b = constante(b)$, por lo tanto:

$$\frac{L_{u(0)443}}{L_{u(0)550}} = \left(\frac{E_{d(0)443}}{E_{d(0)550}} \right) \left(\frac{b_{443}}{b_{550}} \right) \left(\frac{a_{T550}}{a_{T443}} \right).$$

Como se mencionó anteriormente, se puede calcular b_λ en función de Chl (Gordon y Morel, 1983):

$$b_{(\lambda)} = b_{w(\lambda)} + 0.3(550/\lambda)Chl^{0.62},$$

donde $b_{w(\lambda)}$ es el coeficiente de esparcimiento del agua de mar pura, agua y sus componentes disueltos. Y se puede calcular $a_{fito(550)}$ con la expresión $a_{fito(550)} = 0.3485(a_{fito(443)})$ que resulta de la forma del espectro de absorción del fitoplancton propuesta por Cleveland y Perry (1994) (Fig. 2).

Por ejemplo, si se toma $Chl=1.0 \text{ mg m}^{-3}$: tomando los valores de $a_{w(\lambda)}$ de Smith y Baker (1981) ($a_{w(443)}=0.0145$ y $a_{w(550)}=0.0638$); de la ecuación de Cleveland (1995) tenemos $a_{fito(443)}=0.0274$; y de la ecuación para la atenuación exponencial de $a_{gd(\lambda)}$ en función de λ tenemos $a_{gd(550)}=0.0068GD$; por lo tanto: $a_{T443}=(0.0145+0.0274+0.0068GD)$ y $a_{T(550)}=(0.0638+0.0095+0.0068GD) \text{ m}^{-1}$. De la ecuación de Gordon y Morel (1983): $b_{443}=0.3771 \text{ m}^{-1}$, $b_{550}=0.3012 \text{ m}^{-1}$. Del algoritmo del CZCS $L_{u443}/L_{u550}=1.074$. Y considerando la distribución espectral de la irradiancia inmediatamente por debajo de la superficie del mar ($E_{d(0)\lambda}$), medida bajo cielo claro en verano, en las Bahamas (Corriente del Golfo de México) (Tyler y Smith, 1970), $E_{d(0)443}/E_{d(0)550}=0.94$. Por lo tanto:

$$\frac{Lu_{443}}{Lu_{550}} = 0.94 \left(\frac{0.3771}{0.3012} \right) \left(\frac{0.0638 + 0.0095 + 0.0068GD}{0.0145 + 0.0274 + 0.0068GD} \right),$$

$$1.074 = 1.1769 \left(\frac{0.0733 + 0.0068GD}{0.0419 + 0.0068GD} \right),$$

y $GD=1.93$. GD cambia de un valor ligeramente negativo para $Chl=0.08 \text{ mg m}^{-3}$ a cerca de 2 con Chl entre 0.5 y 1.5 mg m^{-3} (Fig. 3). Por lo tanto, podemos tomar GD igual a cero para $Chl=0.08 \text{ mg m}^{-3}$, y su variación para el intervalo $0.08 < Chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$ se puede representar por la expresión: $GD=2[1-\exp(-9(Chl-0.08))]$. En sentido estricto la variación de GD en función de Chl no es exponencial. Sin embargo, la expresión exponencial representa a GD con un error bajo para la mayor parte de este intervalo de Chl .

II.4. Discusión

De acuerdo con los resultados presentados en la figura 3, la razón GD ($a_{gd(443)}/a_{fito(443)}$) es casi constante, ~ 2 , para el intervalo de *Chl* de 0.5 a 1.5 mg m⁻³, y disminuye hasta un valor cercano a cero entre *Chl*=0.5 y *Chl*=0.08 mg m⁻³. Los datos disponibles sobre absorción de gilvin son muy escasos y cuando se han generado en conjunto con los de absorción de fitoplancton muestran un intervalo amplio de variación de *GD*. Por ejemplo, de valores publicados que han resultado de mediciones directas de absorción de gilvin en aguas del Golfo de México (Carder et al., 1989), se puede estimar un intervalo de $a_{g(440)}/a_{fito(440)}$ de 0.08 a 3.56, con una media de 1.26 y un error estandar de 0.40 (con nueve observaciones en el intervalo de *Chl* de 0.08-1.35 mg m⁻³). De acuerdo con Carder et al. (1989), en general la absorción del gilvin y el fitoplancton covarían sólomente de una manera muy débil, y esta falta de correspondencia quizá se deba a que los tiempos de residencia del gilvin y del detritus son significativamente más largos que los de los pigmentos fotosintéticos. En un cierto día puede haber un florecimiento con alto contenido de clorofila y concentraciones moderadas de gilvin y detritus, y algunos días más tarde la misma parcela de agua puede tener baja *Chl* y alto contenido de gilvin y detritus.

Sin embargo, para aguas oceánicas (incluyendo las áreas oligotróficas) que no pasan a través de transiciones rápidas asociadas a los florecimientos explosivos del fitoplancton que son seguidas por disminuciones drásticas de su abundancia (en las lenguetas de los ríos y estuarios, en las áreas de surgencia costera y en los

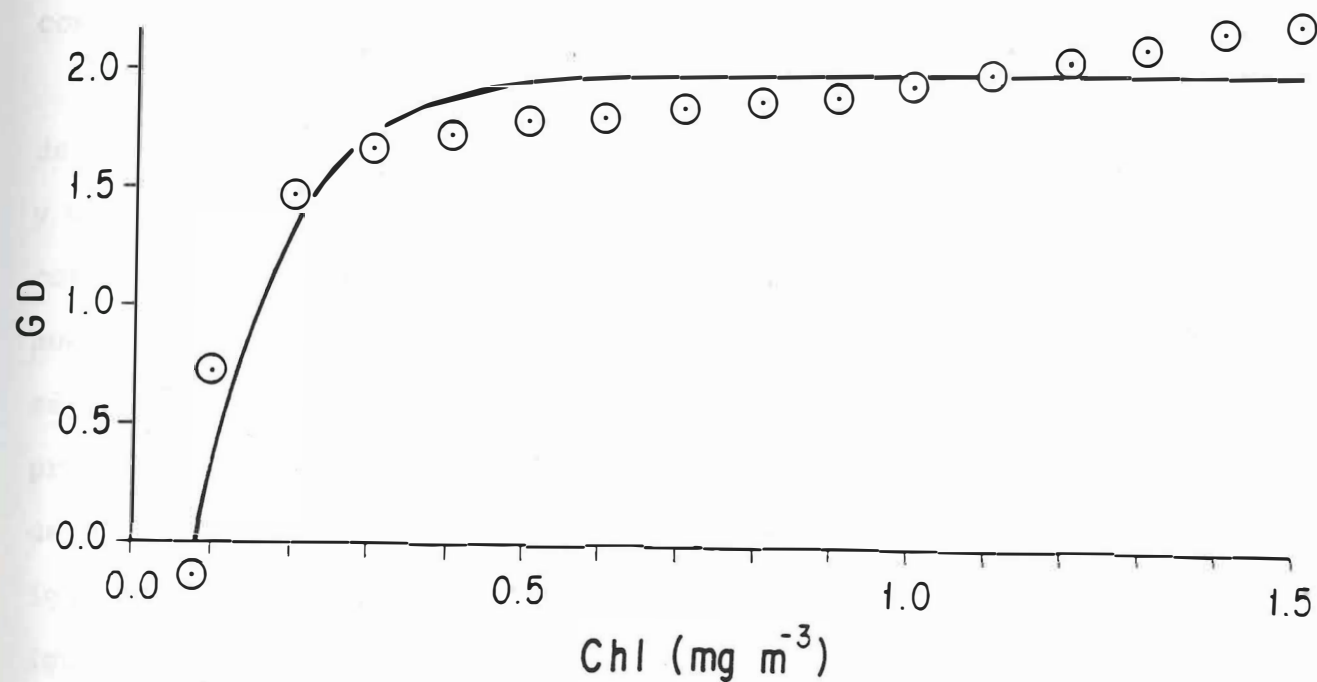


Fig. 3. GD versus Chl para el intervalo $0.08 < Chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Los círculos claros con puntos representan los valores calculados y la línea sólida representa la ecuación $GD = 2[1 - \exp(-9(Chl - 0.08))]$.

florecimientos de primavera) se espera un mejor grado de coherencia entre $\alpha_{g(440)}$ y $\alpha_{fito(440)}$ (Carder et al., 1989; Kopelevich y Burenkov, 1977; Bricaud et al., 1981). Bajo condiciones estacionarias, el retraso de $\alpha_{g(440)}$ con respecto a $\alpha_{fito(440)}$ y las diferencias de los tiempos de residencia, o de las vidas media de degradación de los componentes, no importan (Carder et al., 1989).

De los datos de Cleveland (1995) se puede deducir que la mayoría de los valores de la razón $\alpha_{d(436)}/\alpha_{fito(436)}$, para océanos tropicales y templados, están alrededor de 0.7. Cleveland (1995) concluyó que, contrario a lo que generalmente se ha creído, los datos nuevos muestran que esta razón no aumenta a medida que los medios ambientes se hacen más oligotróficos. Es interesante notar que la suma de los promedios de las dos razones, $\alpha_{g(440)}/\alpha_{fito(440)}$ para las aguas del Golfo de México y $\alpha_{d(436)}/\alpha_{fito(436)}$ para océanos tropicales y templados, es igual a 1.96. Tan imprecisa como puede ser, esta suma es prácticamente igual al valor deducido aquí de $GD=2$ para el intervalo de Chl de $0.5-1.5 \text{ mg m}^{-3}$.

GD no es muy sensible a cambios de la pendiente espectral de la absorción del gilvin (el coeficiente en el exponente de la expresión de disminución exponencial de la absorción en función de λ). Por ejemplo, para $Chl=1.0 \text{ mg m}^{-3}$, si se usan los valores mínimo y máximo de la pendiente (0.011 y 0.016 para 440-565 nm) reportados por Carder et al. (1989) para las aguas del Golfo de México, los GD 's estimados son 2.11 y 1.74, respectivamente. Estos valores están dentro del 10% de 1.93, que es la estimación con la pendiente espectral promedio. Sin embargo, GD es muy sensible a cambios de

$\alpha_{fito(443)}^*$, el coeficiente específico de absorción del fitoplancton normalizado por unidad de *Chl*. Con el método aquí presentado para estimarlo, *GD* disminuye con un aumento de $\alpha_{fito(443)}^*$ y viceversa.

Hoepffner y Sathyendranath (1992) reportaron datos de *Chl* y $\alpha_{fito(\lambda)}$ de la región del Georges Bank (Atlántico noroccidental). Ellos midieron *Chl* por HPLC y reportaron que los valores generados con este método fueron 24% más bajos que los estimados con el método convencional de fluorometría de Yentsch y Menzel (1963). Si se corrigen sus datos de *Chl* por la diferencia entre los dos métodos, resulta $\alpha_{ph(443)}^* = 0.05 \text{ m}^2 \text{ mgChl}^{-1}$ para $Chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$. Con este valor tan alto de $\alpha_{ph(443)}^*$, *GD* es 0.43. Por otro lado, de acuerdo a Cleveland (1995), los valores más bajos de $\alpha_{ph(443)}^*$ para aguas oceánicas templadas y tropicales están cerca de $0.018 \text{ m}^2 \text{ mgChl}^{-1}$, para $Chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$, y en estos casos *GD* es 3.66.

Como se expresó anteriormente, el hecho de que el algoritmo bio-óptico del CZCS para aguas Caso I tenga una r^2 igual a 0.96 (Gordon et al., 1983) indica que para áreas oceánicas grandes hay una correlación significativa entre $\alpha_{gd(443)}$ y $\alpha_{fito(443)}$, a pesar de las posibles variaciones muy locales sin correlación significativa. Por lo tanto, el valor de *GD* estimado aquí es un "promedio" para $\alpha_{gd(443)}/\alpha_{fito(443)}$ contenido implícitamente en el algoritmo del CZCS para aguas Caso I.

Prieur y Sathyendranath (1981) usaron datos de campo de $\alpha_{T(\lambda)}$, y Baker y Smith (1982) usaron datos de $K_{T(\lambda)}$ para obtener expresiones empíricas para estimar las contribuciones relativas de los cuatro

componentes ópticos del agua de mar. Estas expresiones empíricas han sido muy exitosas para reconstruir las curvas espectrales de absorción total y del coeficiente de atenuación. Sin embargo, los métodos que ellos usaron dejaron toda o algo de la contribución covariante del gilvin y el detritus implícita en las expresiones para estimar la del fitoplancton. Por ejemplo, Prieur y Sathyendranath (1981) consideraron que $\alpha_{g(440)}$ es cerca del 20% de $\alpha_{T(440)}$, lo cual es una contribución del gilvin más baja que lo que indica el resultado aquí presentado. Por ejemplo, para $Chl=1.0 \text{ mg m}^{-3}$, la contribución del gilvin + detritus a la absorción total a 440 nm es 57% (la contribución del gilvin solo sería cerca de $0.65 \times 57\% = 37\%$, de acuerdo con las proporciones de los valores de Carder et al. (1989) para la absorción promedio del gilvin, y de Cleveland (1995) para la absorción promedio del detritus). Más aún, el resultado de este trabajo implica una contribución relativa variable porque la absorción del gilvin + detritus varía con Chl y la del agua es constante (v.g.: para $Chl=0.5 \text{ mg m}^{-3}$, la contribución del gilvin + detritus a la absorción total a 440 nm es 50%, y para $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ es 59%). La baja contribución explícita del gilvin en el tratamiento para ajustar las curvas de $\alpha_{T(440)}$ se debió a que Prieur y Sathyendranath (1981) sobre estimaron la contribución del fitoplancton. Su coeficiente C' para $Chl=1 \text{ mg m}^{-3}$, que es equivalente a $\alpha_{fito(440)}^*$, se tomó como 0.077 m^{-1} . Este valor es mayor que el doble de la media de los valores de $\alpha_{fito(436)}^*$ medidos directamente por Cleveland (1995) en muestras de agua de mar con el efecto de paquete más pequeño. Los valores altos de C' de Prieur y Sathyendranath

(1981) causaron aritméticamente valores relativamente bajos de absorción del gilvin para compensar y hacer un buen ajuste de su modelo a los datos de campo de $\alpha_{T(440)}$.

En el caso de $K_{T(\lambda)}$, Baker y Smith (1982) partieron del supuesto de que la contribución del gilvin a la atenuación de la luz difusa es despreciable, pero en realidad el componente del fitoplancton en su ecuación ($K_{C(\lambda)}$) tiene implícita la contribución covariante de la suma gilvin + detritus, de acuerdo con el algoritmo de Gordon et al. (1988). Por ejemplo, para $Chl = 1 \text{ mg m}^{-3}$, $K_{C(440)} = 0.163 \text{ m}^{-1}$ es suficientemente grande como para incluir mucho más que sólo $\alpha_{ph(440)}$. A menudo se ha partido del supuesto que $\alpha_{g(\lambda)}$ es despreciable en aguas oligotróficas. Este supuesto se inició en los 1960's y 1970's cuando la metodología disponible para el análisis de muestras de agua no producía mediciones precisas de $\alpha_{g(\lambda)}$ en el intervalo visible. Ivanoff et al. (1961) reportaron un valor de $\alpha_{g(375)} = 0.03 \text{ m}^{-1}$ para el mar Sargaso (frente a Bermuda). Esto es equivalente a $\alpha_{g(440)} = 0.012 \text{ m}^{-1}$. Las mediciones de los 1970's tenían una exactitud de 0.01 m^{-1} , lo cual condujo a autores como Bricaud et al. (1981) a considerar el valor de $\alpha_{g(440)}$ para Bermuda como indicativo de ausencia de gilvin. Con $Chl = 0.1 \text{ mg m}^{-3}$, $\alpha_{ph(440)} = 0.0032 \text{ m}^{-1}$ (Cleveland, 1995), y (con cualquier valor de Chl) $\alpha_{w(440)} = 0.0145 \text{ m}^{-1}$ (Smith y Baker, 1981). Por lo tanto, se puede apreciar que los bajos valores de $\alpha_{g(440)}$ medidos por Ivanoff et al. (1961) para aguas oligotróficas realmente no son despreciables cuando se comparan con

la absorción de los otros componentes ópticos del agua de mar. Las mediciones de $\alpha_{g(440)}$ de Carder et al. (1989) para las aguas del Golfo de México también son una evidencia de esto.

Ambas razones, $\alpha_{g(440)}/\alpha_{ph(440)}$ para las aguas del Golfo de México y $\alpha_{d(436)}/\alpha_{ph(436)}$ para océanos tropicales y templados no disminuyen con valores bajos de *Chl*. De acuerdo con Cleveland (1995), la proporción de absorción de detritus, con respecto a la absorción total de partículas, no exhibe ningún patrón claro en función de *Chl* y hay una dispersión más grande de datos con *Chl* $< 0.5 \text{ mg m}^{-3}$. Por otro lado, los datos de Carder et al. (1989) para el Golfo de México muestran que en el caso donde *Chl* fué 0.08 mg m^{-3} , $\alpha_{g(440)}/\alpha_{ph(440)}$ fué 1.37. Por lo tanto, los bajos valores de *GD* (Fig. 3) para *Chl* $< 0.5 \text{ mg m}^{-3}$, incluyendo el valor cero para *Chl* $= 0.08 \text{ mg m}^{-3}$, no están apoyados por los valores deducidos de mediciones directas de absorción del fitoplancton, gilvin y detritus en muestras de agua.

Los bajos valores de *GD* para *Chl* $< 0.5 \text{ mg m}^{-3}$ pueden ser un artefacto debido a la manera como se expresa el algoritmo del CZCS. De acuerdo con Gordon et al. (1983), la relación $\log Chl$ versus $\log(Lu_{443}/Lu_{550})$ para aguas Caso I tiene una pendiente constante que solamente se aplica dentro de cierto intervalo de *Chl*. Por ejemplo, si se calcula Lu_{443}/Lu_{550} para *Chl* $= 0.01 \text{ mg m}^{-3}$, se obtiene un valor no realista de 15.87. Como se mencionó anteriormente, para el propósito de calcular *Chl* a partir de los datos corregidos de radiancia del satélite el intervalo de *Chl* es $0.08-1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Pero, de los resultados de la figura 3, y de los datos publicados de los

coeficientes de absorción de gilvin y detritus, se observa que el intervalo apropiado de Chl para estimar GD es $0.5-1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Hay un efecto geométrico debido a que el algoritmo del CZCS se expresa como una regresión lineal de $\log Chl$ versus $\log(Lu_{443}/Lu_{550})$. Este efecto causa que el diagrama de GD versus Chl sea una curva sigmoidea con valores decreciendo abruptamente con $Chl < 0.2 \text{ mg m}^{-3}$, luego se comporta como una cuasi-paralela al eje x en el intervalo $0.5-1.5 \text{ mg m}^{-3}$, y los valores aumentan rápidamente con $Chl > 1.8 \text{ mg m}^{-3}$.

Con base en lo anterior, se propone que $GD=2$ se adopte para aguas Caso I. Por lo tanto, la absorción de gilvin + detritus a 443 nm puede ser calculada con la expresión: $a_{gd(443)} = 2a_{ph(443)}^* Chl$.

III. PROMEDIOS DE LAS PROPIEDADES OPTICAS INHERENTES PARA EL INTERVALO VISIBLE (PAR) PONDERADOS POR LOS ESPECTROS DE IRRADIANCIA IN SITU PARA AGUAS CASO I

III.1. Introducción

Una vez contando con una expresión para estimar los valores del espectro del coeficiente de absorción del gilvin + detritus:

$$a_{gd}(\lambda) = 2(a_{fito(443)})\exp[-0.013(\lambda - 443)],$$

se puede proceder a estimar los valores promediados para el espectro visible de las propiedades ópticas inherentes, POI's, ponderados por las distribuciones espectrales de irradiancia in situ. En realidad lo que se requiere para la ponderación son las formas de estas distribuciones espectrales, por lo que se pueden usar irradiancias relativas de acuerdo a la forma de la distribución espectral de PAR que incide justo por debajo de la superficie del mar. El procedimiento para generarlas consiste básicamente de lo siguiente.

De acuerdo con Gordon (1989), la ley de Lambert-Beer se aplica a la atenuación de luz monocromática en el agua de mar, siempre que se haga una corrección geométrica al coeficiente de atenuación por la variación de la distribución angular de la luz. Esta corrección geométrica se realiza considerando la variación de $\bar{\mu}_d$ con la profundidad. Como no existe una expresión sencilla y única que represente todo el intervalo de variación de $\bar{\mu}_{d(z)}$, se optó por generar los espectros de irradiancia a lo largo de la trayectoria promedio de la luz. En cada caso particular, la profundidad z se puede transformar

a esta "longitud de la trayectoria promedio de la luz" (l) aplicando la expresión $l_{(z)} = \sum_{z=1}^z (1/\bar{\mu}_{d(z)})$. Para calcular el coeficiente de atenuación de luz para cada color, constante con la longitud de trayectoria promedio, se utilizó la expresión de Preisendorfer (1961) sin $\bar{\mu}_{d(z)}$. Para ello, los coeficientes de absorción total y de esparcimiento hacia atrás, para cada λ , se calcularon para una secuencia de valores de Chl , de 0.1 a 1.5 mg m^{-3} cada 0.1. La ley de Lambert-Beer se aplicó a columnas homogéneas, con los componentes ópticos invariantes con l , lo cual en realidad significa que Chl fué constante con l .

Con un valor de irradiancia relativa para cada Chl , cada λ y cada l se tienen familias de formas de espectros de irradiancia in situ, con los cuales se calcularon los promedios ponderados de las POI's para la PAR. Con esto, a su vez, se generaron familias de curvas de los promedios ponderados de las POI's, con una curva para cada Chl . Y finalmente se construyeron modelos matemáticos para representar toda la familia de curvas de $\bar{a}_{fito(Chl, l)}$ y toda la familia de curvas de $\bar{a}_{T(Chl, l)}$, respectivamente, en función de Chl y l .

III.2. Estimación de las distribuciones espectrales de PAR relativa in situ

Los promedios de las POI's para todo el intervalo visible tienen que ser ponderados por las formas de las distribuciones espectrales in situ de PAR. Para generar estas formas de los espectros, se utilizó un espectro de irradiancia justo por debajo de la superficie del mar ($\text{cuanta m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ nm}^{-1}$), deducido de un modelo de Gregg y

carder (1990) para atmósferas marítimas libres de nubes, y corroborado con un espectro medido por Tyler y Smith (1970) para las Bahamas, en el Atlántico. Este espectro se normalizó para mantener sólo su forma, y luego se calculó la atenuación de irradiancias relativas monocromáticas para columnas de agua con Chl constante con z . Para calcular la atenuación a lo largo de la trayectoria media de la luz, se aplicó la ley de Lambert-Beer definiendo un coeficiente de atenuación de luz difusa: $K'_{o(\lambda)} = a_{T(\lambda)} + b_{b(\lambda)}$, que varía con Chl y es invariante con l , de tal manera que: $E_{(l2, \lambda)} = E_{(l1, \lambda)} \exp[-K'_{o(\lambda)}(l2 - l1)]$. De esta manera se generaron una serie de espectros in situ de irradiancia relativa para cada Chl ($E_{r(\lambda, chl, l)}$) para una longitud de trayectoria de 0 m a 200 m, y para el intervalo de Chl de 0.1 a 1.5 mg m⁻³.

La figura 4 muestra algunos ejemplos de espectros de irradiancia relativa para diferentes longitudes promedio de trayectoria. Como es de esperarse, se puede observar que para bajos valores de Chl las irradiancias a longitudes de onda cortas permanecen relativamente altas a medida que l aumenta, mientras que las irradiancias para λ 's grandes disminuyen rápidamente debido a la absorción del agua. Para altos valores de Chl , las irradiancias de λ 's cortas también decrecen rápidamente con l , aunque no tan rápido como las que corresponden a λ 's largas.

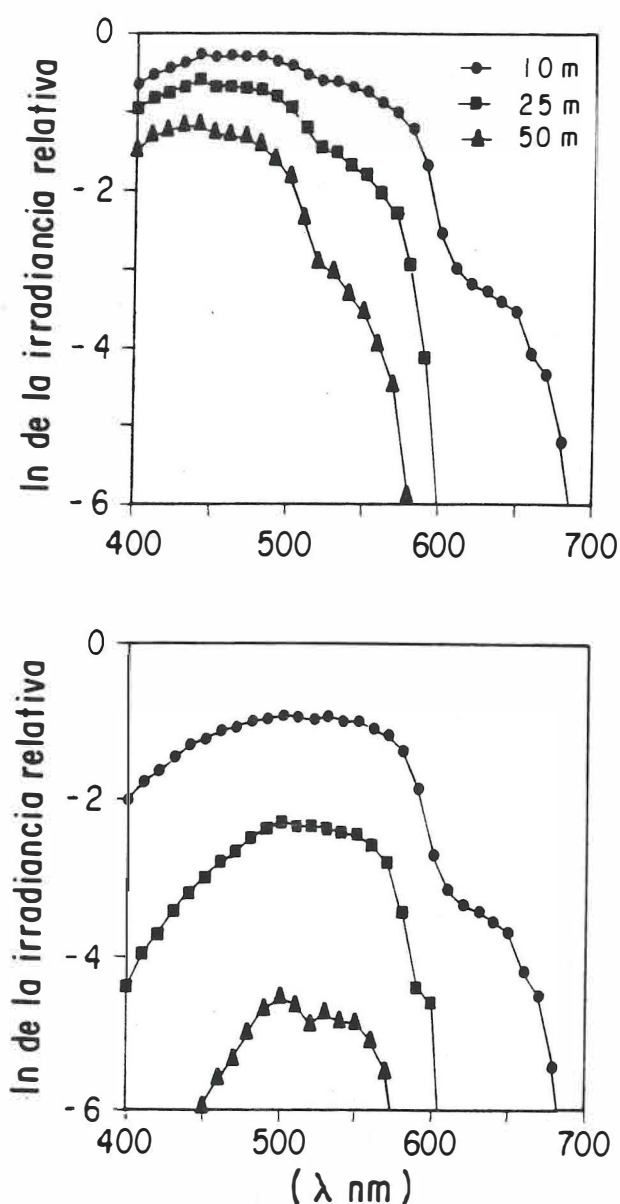


Fig. 4. Ejemplos de espectros de irradiancia in situ deducidos de la aplicación de la ley de Lambert-Beer para luz monocromática y con columna de agua homogénea, con coeficiente de atenuación constante. En el panel superior $Chl = 0.1 \text{ mg m}^{-3}$ y en el panel inferior $Chl = 1.5 \text{ mg m}^{-3}$. Los números asociados a los símbolos representan longitudes promedio de trayectoria.

III.3. Promedios ponderados de los coeficientes de absorción

Se calcularon los promedios ponderados de $a_{w(\lambda)}$, $a_{fito(\lambda)}^*$, $a_{gd(\lambda)}^*$ (el coeficiente de absorción de gilvin + detritus normalizado por unidad de Chl , y $a_{T(\lambda)}$, con expresiones como:

$$\bar{a}_{(l, Chl)} = \sum_{400}^{700} a_{(\lambda, Chl)} E_{r(\lambda, Chl, l)} / \sum_{400}^{700} E_{r(\lambda, Chl, l)}$$

Como ejemplos de cómo la ponderación con diferentes espectros de $E_{r(\lambda, chl, l)}$ genera diferentes valores de $\bar{a}_{(l, chl)}$ para un mismo valor de Chl , se muestran tres casos en la figura 5 para $\bar{a}_{fito(l, chl)}^*$. Se generó una familia de curvas para el promedio ponderado de cada POI, donde cada curva corresponde a un valor de Chl (se muestran algunos ejemplos en las figuras 6 y 7). El coeficiente de absorción del agua y el coeficiente de absorción total del agua de mar no tienen valores normalizados por unidad de Chl .

Todos los promedios ponderados de los coeficientes de absorción tienden a cambiar con l de un valor en la superficie a uno asintótico (Figs. 6, 7 y 8; los valores se muestran solamente hasta $l=100$ m). El promedio ponderado del coeficiente de absorción del agua disminuye con l a partir de un sólo valor en la superficie. A profundidad este coeficiente aumenta con Chl (Fig. 6a). La disminución de $\bar{a}_{w(l, chl)}$ con l es muy drástica en los primeros 10 m y luego se hace más y más lenta, de una manera cuasiexponencial. El promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del gilvin + detritus tiene un comportamiento más complicado que el del $\bar{a}_{w(l, chl)}$. Su valor superficial disminuye con Chl debido a la covariancia de a_{gd}^* y a_{fito}^* , y al efecto de paquete. Con valores bajos de Chl , $\bar{a}_{gd(l, chl)}^*$ aumenta con l hasta

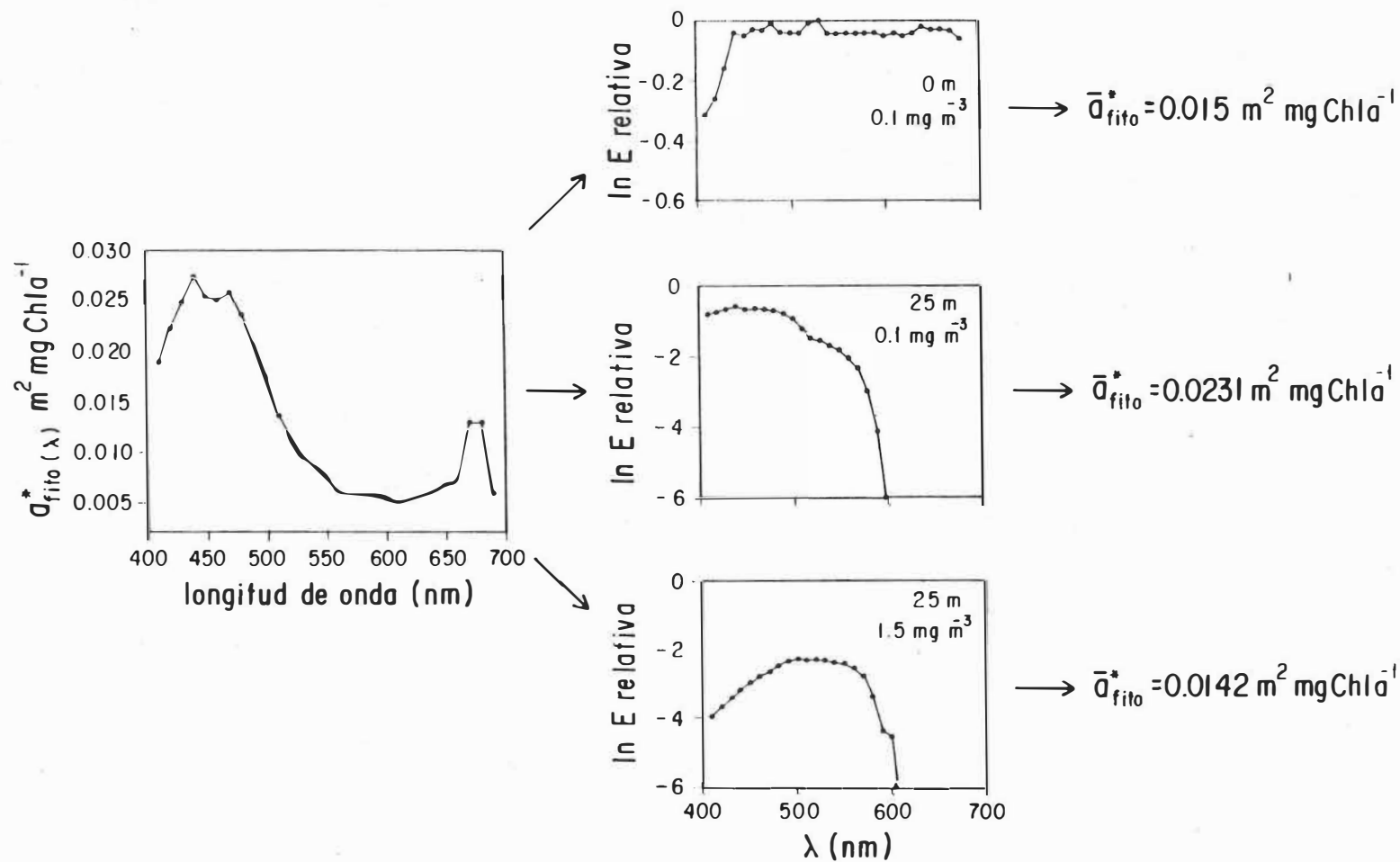


Fig. 5. Ejemplos de cómo el mismo espectro del coeficiente específico de absorción del fitoplancton resulta en diferentes promedios ponderados cuando se tienen diferentes espectros de irradiancia in situ.

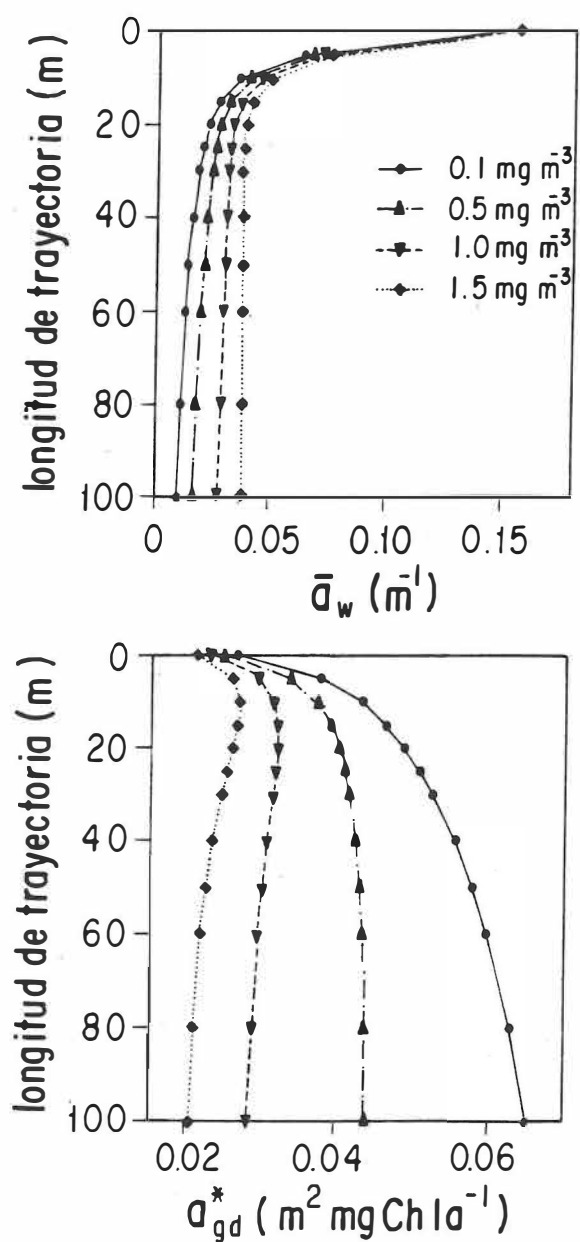


Fig. 6. Ejemplos del cambio de los promedios ponderados de los coeficientes de absorción del agua y del gilvin más detritus con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.

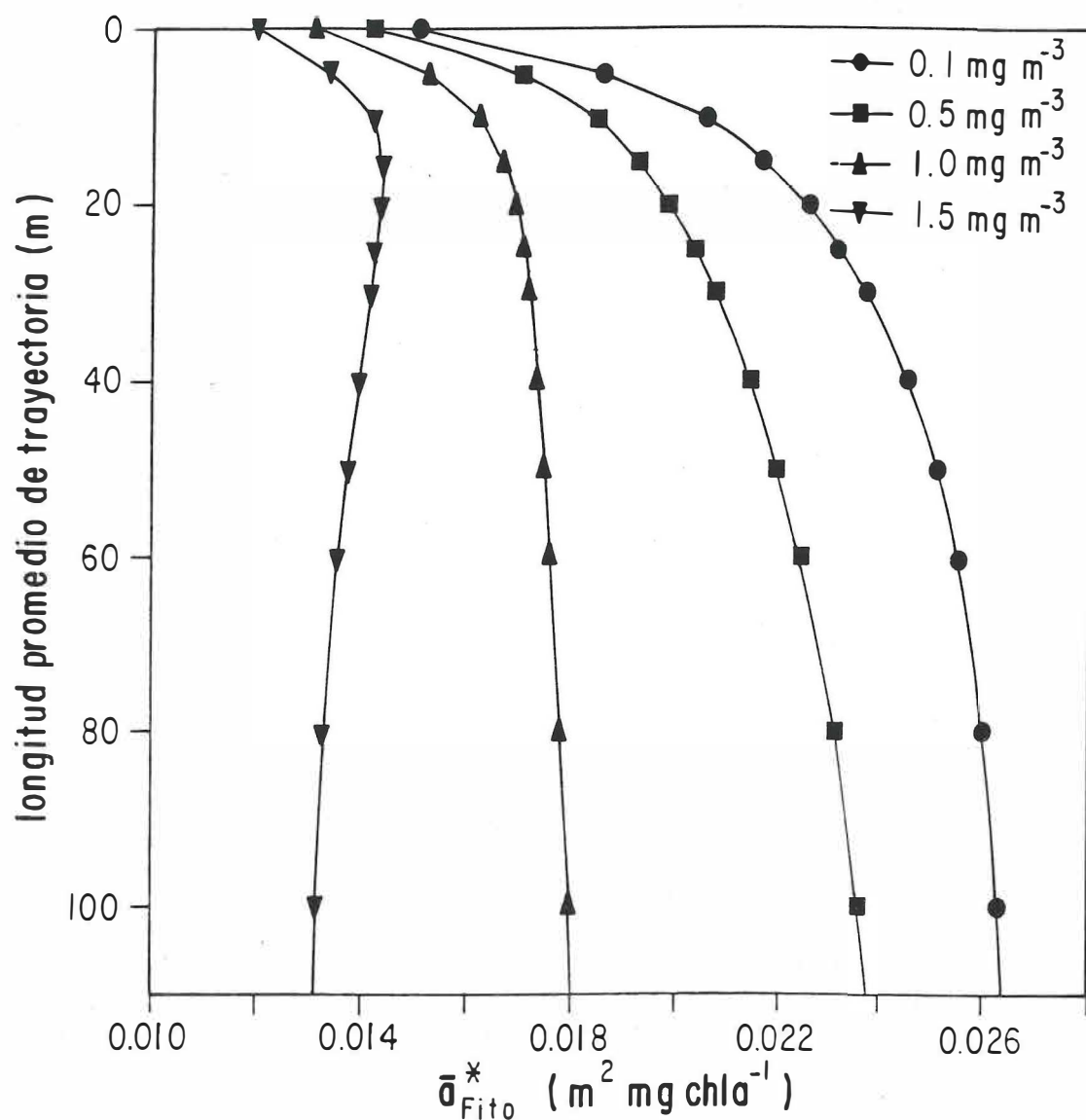


Fig. 7. Ejemplos del cambio del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.

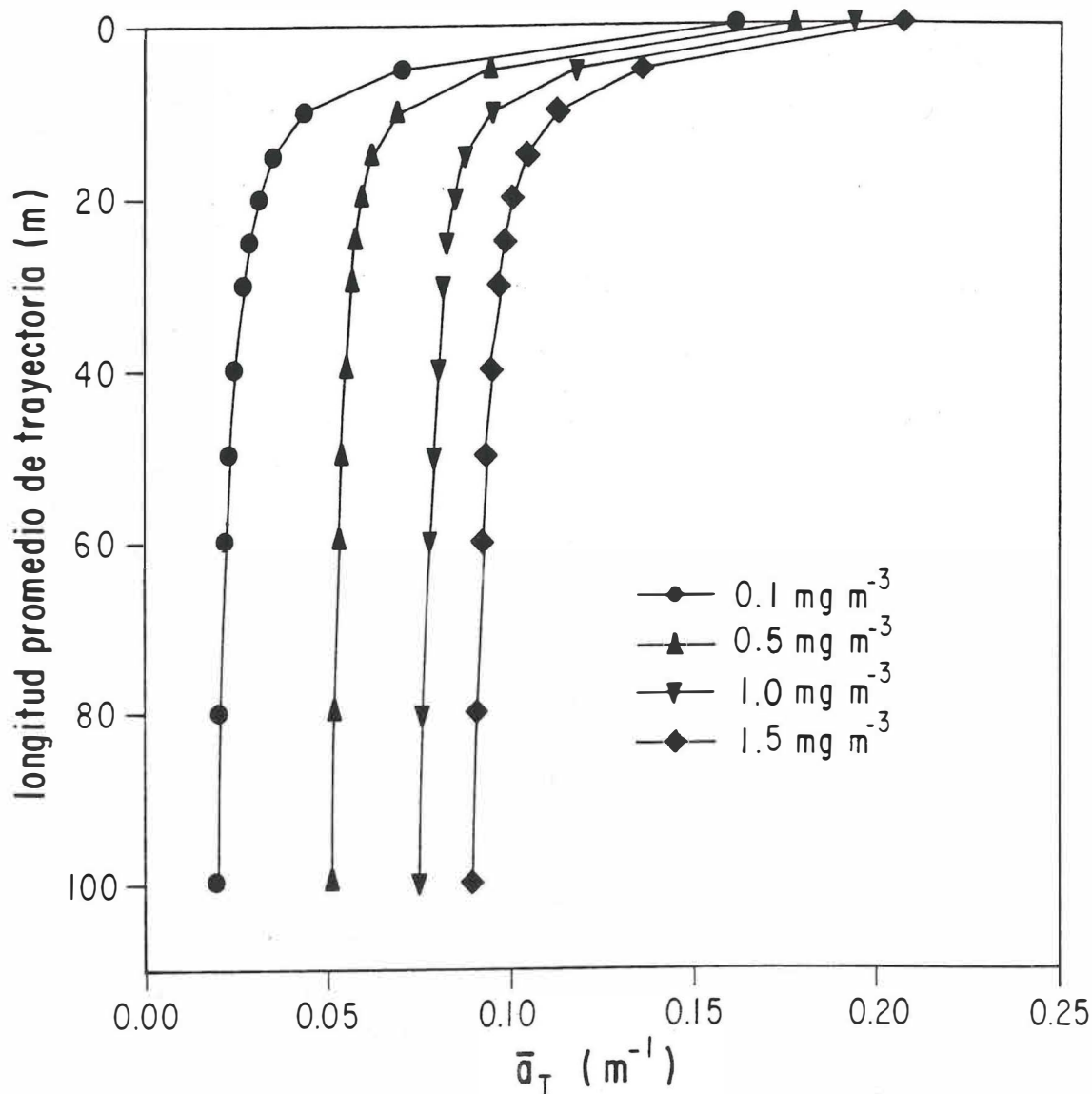


Fig. 8. Ejemplos del cambio del promedio ponderado del coeficiente de absorción total del agua de mar con la longitud promedio de la trayectoria de la luz.

un valor asintótico (tan grande como más que el doble del superficial para $Chl=0.1 \text{ mg m}^{-3}$) (Fig. 6b). Pero, con valores medianos (de 0.5 mg m^{-3} hacia arriba) a grandes de Chl (1.5 mg m^{-3}), $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ alcanza un máximo con l y luego disminuye. La profundidad de este máximo disminuye con Chl (Fig. 6b). Para $Chl=0.5 \text{ mg m}^{-3}$ el máximo de $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ está cerca de $l=100 \text{ m}$, para $Chl=1.0 \text{ mg m}^{-3}$ está cerca de $l=15 \text{ m}$, y para $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ está cerca de $l=10 \text{ m}$.

El promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton disminuye con Chl en la superficie debido al efecto de paquete (Fig. 7). Con valores bajos de Chl , $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ aumenta con l . Este aumento de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ con l es menos pronunciado a medida que Chl aumenta. Similar al caso de $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$, pero con un cambio menos acentuado, hay un máximo de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ para valores de Chl mayores que 1.1 mg m^{-3} . Este máximo se sitúa alrededor de $l=30 \text{ m}$ para $Chl=1.2 \text{ mg m}^{-3}$, y está alrededor de $l=15 \text{ m}$ para $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ (Fig. 7). El promedio ponderado del coeficiente de absorción total disminuye rápidamente con l en los primeros 15 m debido al fuerte decremento de $\bar{a}_{w(l, Chl)}$; por otra parte, $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ aumenta con Chl , como se esperaría (Fig. 8). En general, el comportamiento de $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ con l se parece mucho al de $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ (Figs. 6a y 8).

III.4. Modelos matemáticos para $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(l, Chl)}$

Los datos calculados de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ se ajustaron a expresiones exponenciales del tipo $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^* = n_1 + n_2(1 - \exp[-n_3 l])$, y $\bar{a}_{T(l, Chl)} = m_1 + m_2 \exp[-m_3 l]$, respectivamente (Fig. 9a y b). En la expresión para $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$, n_1 es el valor superficial ($\bar{a}_{fito(0, Chl)}^*$), n_2

es la diferencia entre los valores asintótico y superficial, $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$ - $\bar{a}_{fito(0, Chl)}^*$ (donde $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$ es el valor para $l=200$ m) (Fig. 9a), y n_3 es el coeficiente de la estructura vertical de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$. En la expresión para $\bar{a}_{T(l, Chl)}$, m_1 es el valor asintótico ($\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$), m_2 es la diferencia entre los valores superficial y asintótico, $\bar{a}_{T(0, Chl)}$ - $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$ (Fig. 9b), y m_3 es el coeficiente de la estructura vertical de $\bar{a}_{T(l, Chl)}$. Se tiene que tomar en cuenta que $\bar{a}_{fito(0, Chl)}^*$, $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$, $\bar{a}_{T(0, Chl)}$ y $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$ varían en función de Chl .

Ambos, $\bar{a}_{fito(0, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(0, Chl)}$ cambian casi linealmente con Chl . Las ecuaciones de regresión lineal son: $\bar{a}_{fito(0, Chl)}^* = 0.0152 - 0.0022Chl$; y $\bar{a}_{T(0, Chl)} = 0.1599 + 0.0325Chl$; con r^2 igual a 0.999 y 0.995, respectivamente (Fig. 10a y b). Por otro lado, $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$ no cambian linealmente con Chl . Pero, como una primera aproximación se pueden representar estas relaciones con expresiones lineales. Las ecuaciones de regresión lineal son: $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^* = 0.0291 - 0.0104Chl$ y $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)} = 0.0221 + 0.0466Chl$; con r^2 igual a 0.982 y 0.969, respectivamente (Fig. 10a y b).

En sentido estricto, $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ no cambian exponencialmente con l , por lo que, cuando se ajustaron las expresiones exponenciales a los datos, se trató de hacer un mejor ajuste a los valores cercanos a la superficie que a los de la región asintótica, donde las irradiancias son muy bajas. Con altas irradiancias cerca de la superficie el efecto de los errores de los valores calculados de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ y $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ en las estimaciones de productividad primaria

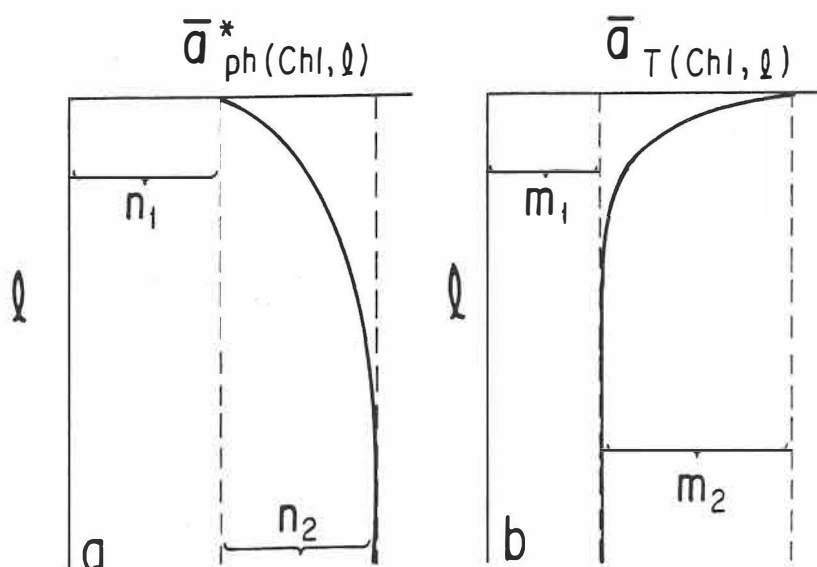


Fig. 9. Esquema de los comportamientos exponenciales del coeficiente específico de absorción del fitoplancton (a), y del de absorción total del agua (b), mostrando gráficamente la definición de n_1 , n_2 , m_1 , y m_2 .

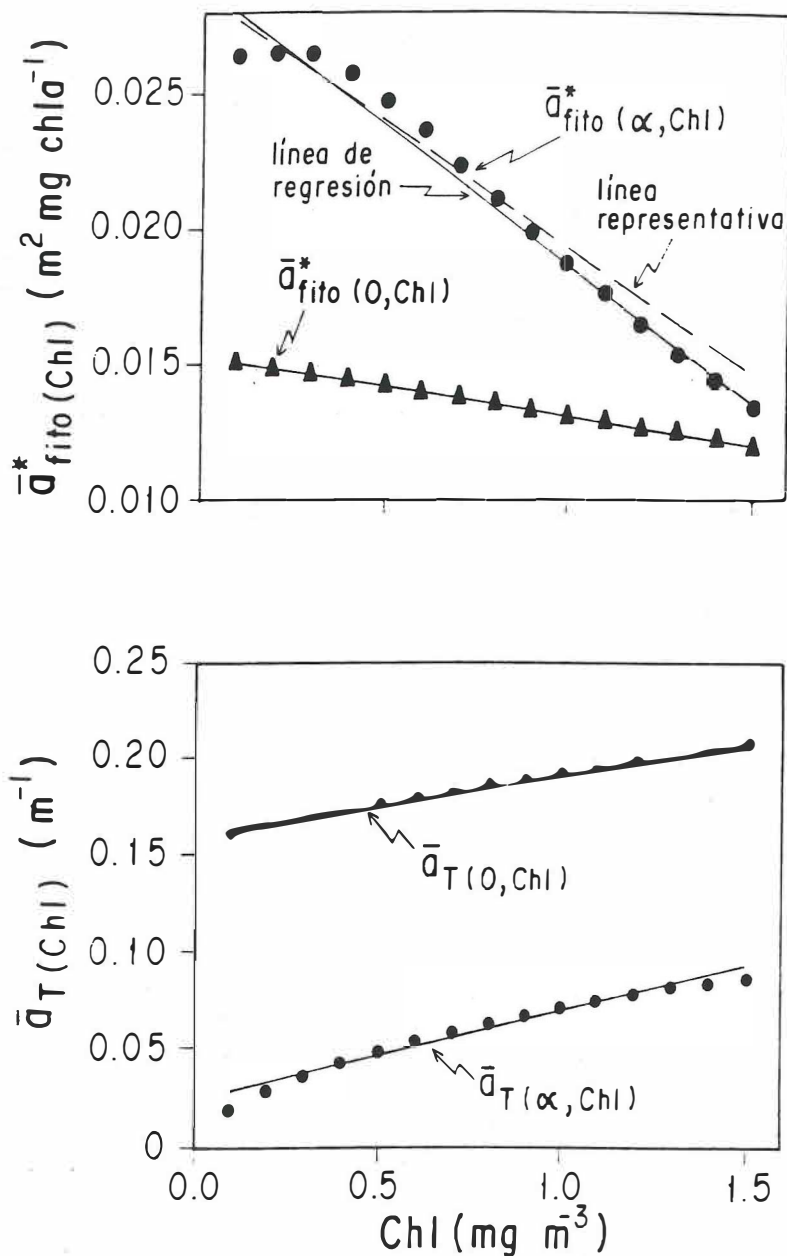


Fig. 10. Gráficas de los valores superficiales y asintóticos de los promedios ponderados del coeficiente específico de absorción del fitoplancton y del de absorción total del agua de mar versus concentración de clorofila. Las líneas continuas son las de regresión. En el panel superior, la línea discontinua corresponde al modelo que se escogió como representativo de los valores asintóticos.

se maximiza. Mientras que, por debajo de la profundidad que corresponde al 1% de la irradiancia incidente en la superficie, el efecto de los errores de estos coeficientes en la estimación de la productividad primaria de la columna de agua es despreciable.

Para ajustar una ecuación exponencial como $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^* = n_1 + n_2(1 - \exp[-n_3 l])$ a los valores de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$, todavía es menester resolver la complicación del máximo subsuperficial de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ que se presenta con altos valores de Chl (Fig. 7). En un ajuste exponencial no hay máximos ni mínimos, el cambio es monotónico. Una manera de evitar este máximo subsuperficial es aumentar los valores de $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$ que corresponden a las altas Chl 's. Por ello, para representar $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$, se desarrolló la ecuación de una recta apoyada en dos puntos: uno con $Chl=1.5$ y $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*=0.0145$; y otro con $Chl=0.25$ y $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*=0.0265$. El valor $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*=0.0145$ es un poco mayor que el máximo subsuperficial para $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ (Fig. 7). Esta ecuación es $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^* = 0.0289 - 0.0096 Chl$, y es parte del conjunto de hipótesis aceptables dentro del intervalo al 95% de nivel de confianza de la regresión lineal. Esta línea recta se separa muy poco de la línea de regresión (Fig. 10a) y evita el problema del máximo subsuperficial de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$.

El coeficiente de la estructura vertical de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$, n_3 , cambia de una manera no-lineal con Chl y l . Tratando de hacer un mejor ajuste a los datos cercanos a la superficie y como una primera aproximación se generaron valores de n_3 para $l=10 \text{ m}$ y cambiando los valores de Chl , y luego se generaron valores de n_3 con $Chl=0.8 \text{ mg}$

m^{-3} y cambiando los valores de l . Se hicieron ajustes polinomiales separadamente, de n_3 versus Chl y de n_3 versus l , con un paquete comercial de programación. Se combinaron las dos expresiones y como resultado se obtuvo la siguiente ecuación para calcular n_3 :

$$n_3 = 0.068 + 0.303Chl - 1.366(Chl)^2 + 2.554(Chl)^3 - 2.066(Chl)^4 + 0.602(Chl)^5 + \\ -0.0036l + 8(10)^{-5}l^2 - 8(10)^{-7}l^3 + 4(10)^{-9}l^4 - 7(10)^{-12}l^5.$$

Por lo tanto, la ecuación para estimar $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ es:

$$\bar{a}_{fito(l, Chl)}^* = 0.0152 - 0.0022Chl + (0.0137 - 0.0074Chl)[1 - \exp(-n_3l)].$$

Los datos de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ que se generan con este modelo exponencial difieren por sólo 3% o menos de los datos originales, de la superficie hasta valores de l de alrededor de 40 m (Fig. 11). En la parte asintótica la diferencia se debe a la representación lineal de $\bar{a}_{fito(\alpha, Chl)}^*$ y a la elevación de sus valores para evitar el máximo subsuperficial en los casos de altos valores de Chl . De nuevo, estas diferencias de $\bar{a}_{fito(l, Chl)}^*$ en la región profunda de la columna de agua, donde hay bajas irradiancias, afecta los cálculos de productividad primaria de una manera insignificante.

El coeficiente de la estructura vertical de $\bar{a}_{T(l, Chl)}$, m_3 , tampoco cambia linealmente con Chl y l . De nuevo, como una primera aproximación, se generaron valores de m_3 para $l=10$ m y cambiando los valores de Chl , y luego con $Chl=0.8$ $mg\ m^{-3}$ y cambiando los valores

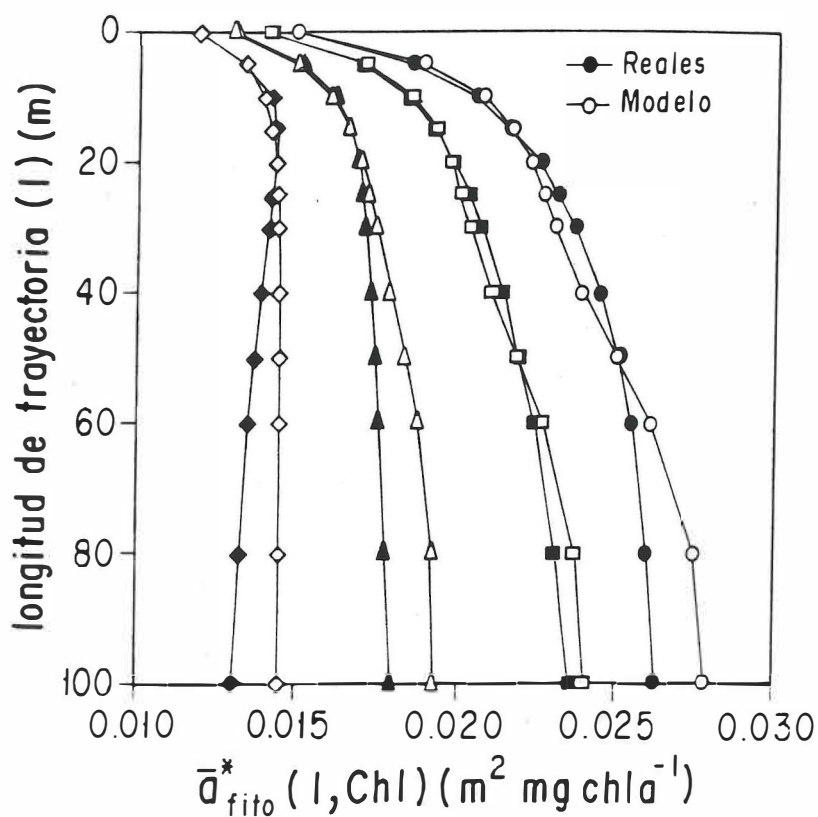


Fig. 11. Comparación entre los valores del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplankton deducidos directamente, de acuerdo al procedimiento que se describe en el texto, y los valores deducidos del modelo exponencial.

de l . De nuevo, se hicieron ajustes polinomiales separadamente, de m_3 versus Chl y de m_3 versus l . Se combinaron las dos expresiones y como resultado se obtuvo la siguiente ecuación para calcular m_3 :

$$m_3 = 0.3025 - 0.212Chl + 0.258(Chl)^2 - 0.187(Chl)^3 + 0.083(Chl)^4 - 0.014(Chl)^5 + \\ - 0.0093l + 2(10)^{-4}l^2 - 2(10)^{-6}l^3 + 9(10)^{-9}l^4 - 1.47(10)^{-11}l^5$$

Por lo que, la ecuación para estimar $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ es:

$$\bar{a}_{T(l, Chl)} = 0.0221 + 0.0466Chl + (0.1378 - 0.0141Chl)[\exp(-m_3l)].$$

Los datos de $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ que se generan con este modelo exponencial difieren por sólo 3% o menos de los datos originales, de la superficie hasta valores de l de alrededor de 40 m (Fig. 12). En la parte asintótica la diferencia se debe a la representación lineal de $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$ en función de Chl que en sentido estricto no es una representación estadísticamente apropiada, por la curvatura de los datos. Estas diferencias casi no tienen efecto en la distribución vertical de PAR porque se manifiestan en la región donde ésta es muy baja.

III.5. Promedio ponderado del coeficiente de esparcimiento hacia atrás

En sentido estricto, para aplicar la ecuación de Preisendorfer (1961) se tiene que estimar también el promedio in situ del coeficiente de esparcimiento hacia atrás ponderado por la distribución espectral de la luz ($\bar{b}_{b(z)}$). Esto es equivalente a usar una $\bar{\lambda}$, ponderada por la distribución espectral de la luz a profundidad, en la expresión de Gordon y Morel (1983) para calcular b_λ en función

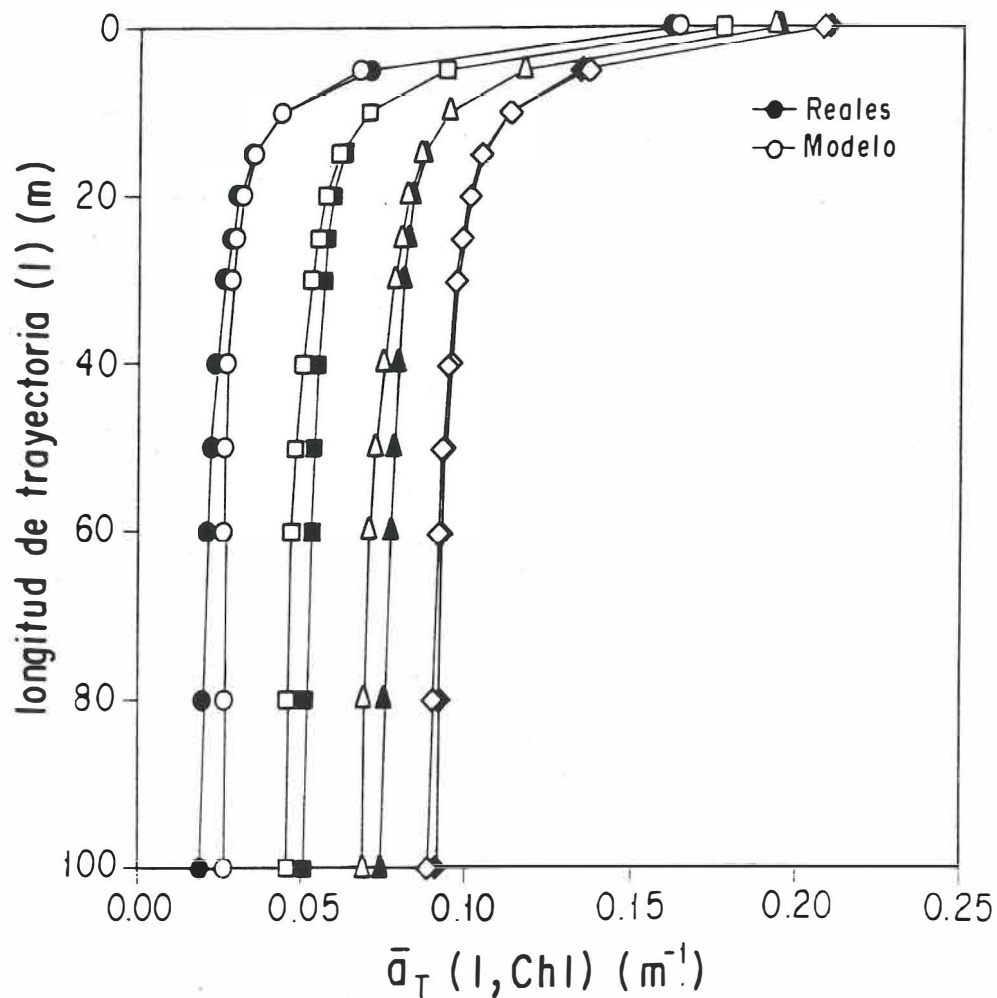


Fig. 12. Comparación entre los valores del promedio ponderado del coeficiente de absorción total del agua de mar deducidos directamente, de acuerdo al procedimiento que se describe en el texto, y los valores deducidos del modelo exponencial.

de Chl . Sin embargo, debido a que $\bar{b}_{b(z)}$ es muy pequeña comparada con $\bar{a}_{T(z)}$ (Gordon et al., 1988), es aceptable estimar $\bar{b}_{b(z)}$ con el valor superficial de $\bar{\lambda}$. Los valores de $\bar{\lambda}$ cambian con la profundidad de un sólo valor en la superficie, igual a 548 nm, a 455 nm y a 500 nm en la región asintótica, para $Chl=0.1$ y $Chl=1.5$ mg m⁻³, respectivamente (Fig. 13). El tomar $\bar{\lambda}$ constante e igual a 550 nm, cuando se calcule $\bar{b}_{b(z)}$, produce un error máximo de menos que 1% en el valor de $\bar{K}_{o(z)}$. Por lo tanto, para el propósito del presente trabajo, $\bar{b}_b$ se puede tomar como invariante con la profundidad y cambiando sólo en función de Chl . Por lo que, de la expresión de Gordon y Morel (1983) para calcular $b_{(\lambda)}$, de los datos tabulados de Petzold (1972) para la función de volumen del esparcimiento, y los datos de Morel (1974) para el coeficiente de esparcimiento del agua de mar pura, se propone la siguiente expresión para estimar $\bar{b}_{b(Chl)}$:

$$\bar{b}_{b(Chl)} = 0.019[0.0015 + 0.3(Chl)^{0.62}].$$

III.6. Discusión

La disminución de $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ con l es muy drástica en los primeros 10 m y luego se hace más y más lenta, lo cual se debe al muy conocido efecto de la fuerte absorción de la luz roja por el agua (Fig. 2). La presencia de luz roja y naranja en los primeros metros hace que se pondere con mucho peso la parte del espectro de absorción del agua de las λ 's grandes, con valores muy altos de absorción, y por ello los valores de $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ son elevados. Pero por la misma razón, los colores rojo y naranja se absorben y se pierden rápidamente.

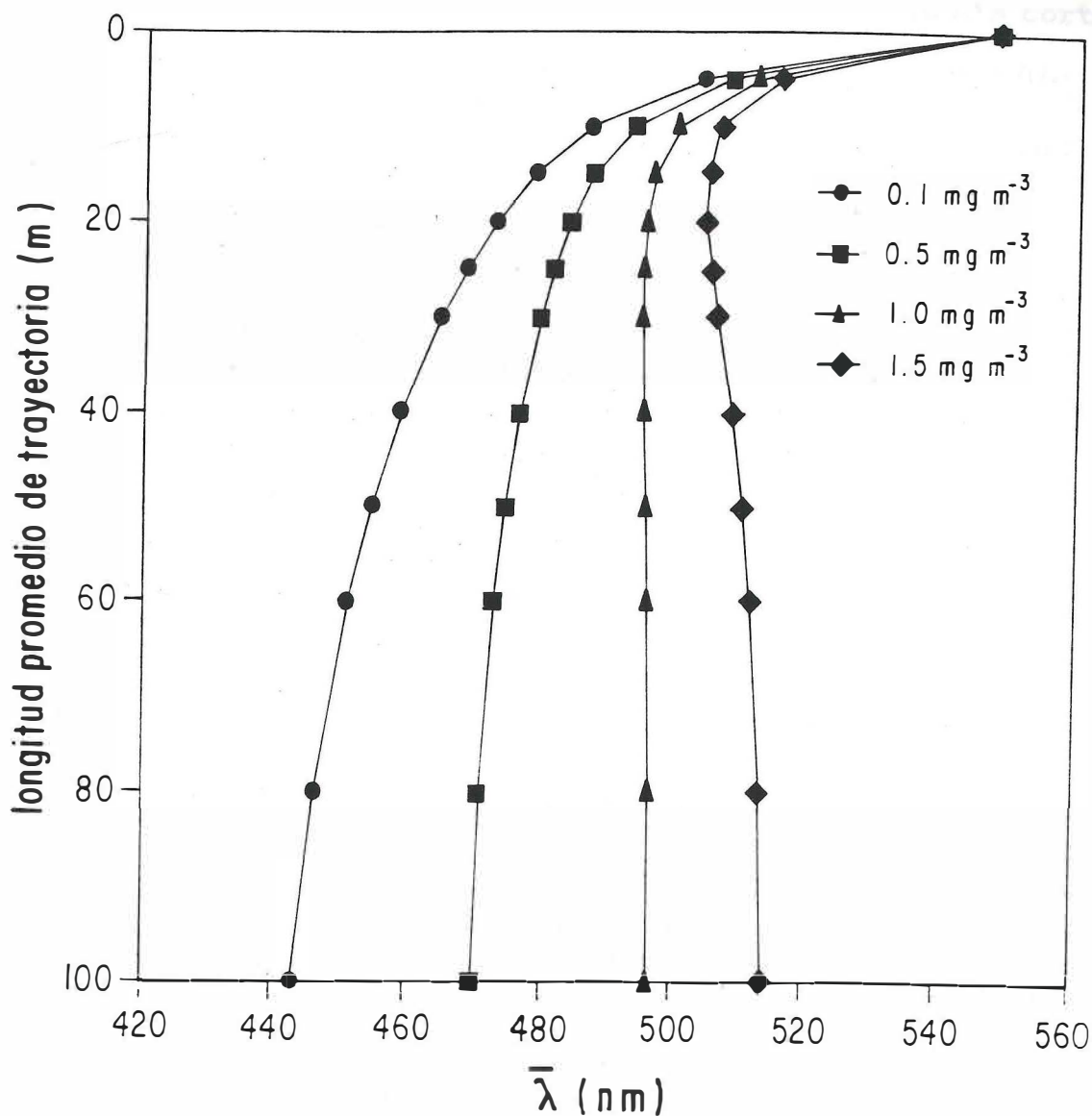


Fig. 13. Ejemplos de la variación del promedio de la longitud de onda de la luz fotosintéticamente activa, ponderado por el espectro de la irradiancia in situ, con la longitud promedio de trayectoria, para diferentes *Chl*'s.

Después de los primeros metros, con muy poca o nada de luz roja y naranja, los valores de $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ son bajos. A profundidad, con altos valores de Chl hay valores más bajos de irradiancia en las λ 's cortas que con bajas Chl 's, lo cual causa que $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ aumente con Chl .

El aumento monotónico de $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ con l , con bajos valores de Chl , se debe al enriquecimiento relativo de irradiancia de onda corta cuando l aumenta, y a los altos valores de absorción del gilvin y detritus en las λ 's cortas. Es decir, el aumento subsuperficial de $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ se debe al empobrecimiento rápido de las irradiancias con λ 's largas, por la fuerte absorción del rojo por el agua. Con altas Chl 's, la disminución de $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ con l por debajo del máximo se debe al empobrecimiento relativo de las irradiancias de onda corta a profundidad.

Morel (1978) llamó coeficiente de absorción efectivo (a_{eff}) al promedio ponderado del coeficiente de absorción del fitoplancton ($a_{eff} = \bar{a}_{fito(z, Chl)}^* Chl$). Este autor observó el aumento de a_{eff} con la profundidad, para bajos valores de Chl mediante mediciones directas de ambas la irradiancia espectral y $a_{fito(\lambda)}$ a diferentes profundidades. Morel (1978) reportó un aumento de a_{eff} con la profundidad de hasta 50% comparado con el valor en la superficie, para "aguas azules" (bajos valores de Chl); y una disminución de hasta 30% para aguas "verdes" (Chl de hasta 18 mg m^{-3}). Para el caso de $Chl=0.1 \text{ mg m}^{-3}$, en este trabajo se encontró un aumento de los valores de $\bar{a}_{fito(z, Chl)}^*$ con la profundidad de hasta 75% con respecto al valor superficial.

Morel (1978) también reportó el máximo subsuperficial de α_{eff} , que corresponde al de $\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$ para valores de Chl de alrededor de 1.4 mg m⁻³.

Morel (1978) indica que es necesario distinguir con claridad entre luz disponible (PAR) y luz utilizable para la fotosíntesis (PUR=photosynthetically usable radiation). Para ser eficaces en el proceso fotosintético, los fotones deben ser absorbidos por los pigmentos del fitoplancton. PUR es la fracción de la energía radiante de tal λ que puede ser absorbida por el fitoplancton. PUR depende del espectro de absorción del fitoplancton y de la composición espectral de la luz submarina. La ventaja de la manera como se ha calculado $\bar{\alpha}_{fito(l, Chl)}^*$ es que se puede calcular PUR(z) a partir de PAR con la expresión: $PUR_{(z)} = \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* PAR_{(z)} / \alpha_{(Chl, 440)}^*$, transformando la l a z con el coseno promedio. A menudo, cuando se usa PAR al aplicar modelos para calcular productividad primaria se utiliza un coeficiente específico de absorción del fitoplancton como promedio aritmético de $\alpha_{fito(Chl, \lambda)}^*$, sin ponderación alguna, invariante con los cambios de profundidad, y eso no produce valores de PUR. Más aún, a menudo se toma PAR como el valor de $E_{d(\lambda)}$ (irradiancia descendente) integrada para el intervalo visible, y eso produce un error adicional subestimando la productividad. Cuando se utilizan los modelos para estimar productividad primaria, PAR debe ser tomada como la irradiancia escalar, integrada para el espectro visible.

En modelos que utilizan los parámetros de la curva fotosíntesis-irradiancia (P-E) (el número de asimilación o

fotosíntesis en el óptimo de luz normalizado por unidad de Chl , P_m^* , y la pendiente inicial a bajas irradiancias, también normalizada por unidad de Chl , α^*) (por ejemplo: Sathyendranath et al., 1989; Kyewalyanga et al., 1992), es necesario considerar su corrección por la distribución espectral de la luz submarina. En general se considera que P_m^* es independiente de la longitud de onda de la luz (Pickett y Myers, 1966). Pero α^* es fuertemente dependiente de λ , por lo que se define un espectro de acción fotosintética, $\alpha_{(\lambda)}^*$, determinada con luz monocromática para bajas irradiancias y en función de λ (Kyewalyanga et al., 1997). De acuerdo con estos últimos autores, la experiencia muestra que se puede estimar el espectro de acción fotosintética suponiendo que su forma es la misma que la del espectro de absorción del fitoplancton, cuando los pigmentos no-fotosintéticos están ausentes o son despreciables. De acuerdo con Sathyendranath et al. (1989), la forma de $\alpha_{(\lambda)}^*$ es muy conservadora o constante entre diferentes regiones del océano, y aquí se toma como la propuesta por Cleveland y Perry (1994) para la forma promedio del coeficiente de absorción del fitoplancton. Si promediamos $\alpha_{(\lambda)}^*$ ponderadamente de acuerdo al espectro in situ de $PAR(z)$ tenemos $\bar{\alpha}_{(z)}^*$.

La pendiente inicial a menudo varía con la profundidad ($\bar{\alpha}_{(z)}^*$), no sólo por la variación del espectro de $PAR(z)$ sino también por el acondicionamiento al régimen particular de irradiancia de acuerdo con la profundidad de muestreo y la turbulencia de la columna de agua. En la mayoría de los casos $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ se determina de curvas P-E que

se han generado mediante incubaciones con ^{14}C y con luz policromada, de una lámpara de tungsteno por ejemplo ($\bar{\alpha}_{inc(z)}^*$). Estas $\bar{\alpha}_{inc(z)}^*$'s no corresponden a los valores reales de acuerdo con la distribución espectral de la irradiancia in situ y se deben corregir. Al realizar las incubaciones se debe determinar el espectro de emisión de la lámpara y el espectro de absorción de los filtros utilizados para evitar parcialmente el calor en el incubador (filtros azules), de tal manera de conocer con exactitud la forma del espectro de luz que llega al fitoplancton en incubación (Behrenfeld et al., 1998). Con la forma del espectro de la luz de incubación y el espectro de absorción específica del fitoplancton (derivado de la ecuación de Cleveland (1995) para la absorción del fitoplancton a 436 nm, $Chl_{(z)}$ y la forma promedio del espectro de absorción del fitoplancton de Cleveland y Perry (1994) (tabla 1)), se puede obtener un promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton ($\bar{\alpha}_{fito(Chl, inc)}^*$), correspondiente a $\bar{\alpha}_{inc(z)}^*$. Con los valores de $\bar{\alpha}_{inc(z)}^*$ y $\bar{\alpha}_{fito(Chl, inc)}^*$ en las unidades apropiadas (irradiancia en moles de fotones por unidad de área por unidad de tiempo, productividad en moles de carbono por unidad de área y por unidad de tiempo, etc.) se puede calcular el valor de la eficiencia cuántica máxima de la fotosíntesis (expresada en moles de carbono fotosintetizados por cada mol de fotones absorbido) (Kirk, 1983):

$$\phi_{max(z)} = \frac{\bar{\alpha}_{inc(z)}^*}{\bar{\alpha}_{fito(Chl, inc)}^*}$$

Tabla I. Valores normalizados del espectro de absorción del fitoplancton propuesto por Cleveland y Perry (1994).

λ	$a_{fito(\lambda)} / a_{fito(440-450)}$	λ	$a_{fito(\lambda)} / a_{fito(440-450)}$
400-410	0.603	550-560	0.271
410-420	0.689	560-570	0.216
420-430	0.819	570-580	0.207
430-440	0.905	580-590	0.211
440-450	1.000	590-600	0.211
450-460	0.927	600-610	0.202
460-470	0.918	610-620	0.181
470-480	0.944	620-630	0.194
480-490	0.862	630-640	0.211
490-500	0.754	640-650	0.228
500-510	0.646	650-660	0.254
510-520	0.496	660-670	0.263
520-530	0.418	670-680	0.474
530-540	0.345	680-690	0.470
540-550	0.310	690-700	0.215

La eficiencia cuántica no depende de la longitud de onda λ . Por lo tanto, si ahora se calcula $\bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^*$ con la expresión exponencial que se propone en la sección III.3 (con la debida transformación de z a l mediante el coseno promedio), podemos calcular $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ ponderada por la distribución espectral de la irradiancia in situ mediante la expresión:

$$\bar{\alpha}_{(z)}^* = \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* \phi_{max(z)}.$$

Con $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ ponderada por la distribución espectral de la irradiancia in situ, en la expresión para calcular la productividad primaria ($POP(z)$), PAR se transforma a PUR. Por ejemplo, en la expresión de Sathyendranath et al. (1989), el numerador es el producto $B_{(z)} \bar{\alpha}_{(z)}^* PAR_{(z)}$, donde $B_{(z)}$ es $Chl_{(z)}$. Esta expresión es equivalente a $\phi_{max(z)} \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* Chl_{(z)} PAR_{(z)}$, igual a $\phi_{max(z)} PUR$. Con la debida transformación de $\phi_{max(z)}$ a $\phi_{(z)}$ para irradiancias que no son bajas, la expresión $\phi_{(z)} \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* Chl_{(z)} PAR_{(z)}$ es el modelo de Kiefer y Mitchell (1983) para calcular $POP(z)$.

La disminución drástica de $\bar{\alpha}_{T(l, Chl)}$ con la profundidad en los primeros metros (Fig. 8), debida al mismo tipo de disminución de $\bar{\alpha}_{w(l, Chl)}$, causa una disminución similar de $\bar{K}_{d(z, Chl)}$. Este comportamiento de $\bar{K}_{d(z, Chl)}$ ha sido descrito con anterioridad (Sathyendranath y Platt, 1990).

IV. EL COSENO PROMEDIO DE LA IRRADIANCIA DESCENDENTE ($\bar{\mu}_{d(z)}$)

IV.1. Introducción

Ahora que ya se cuenta con expresiones para estimar las propiedades ópticas inherentes promediadas para toda la PAR, $\bar{\alpha}_{T(l,chl)}$ y $\bar{\delta}_{b(chl)}$, y ponderadas por la distribución espectral de la irradiancia a profundidad, se requiere estimar el coseno promedio para la luz descendente, $\bar{\mu}_{d(z)}$, para transformar las l 's a z 's, y viceversa, y para calcular $\bar{K}_{o(z)}$ con la ecuación de Preisendorfer (1961), corregida por la distribución angular del campo submarino de luz.

Para un punto dado en la columna de agua, el conocimiento de la estructura angular del campo de luz requeriría el conocer las radiancias en una gran cantidad de direcciones que representarían toda la esfera, lo cual implicaría el obtener un número muy grande de datos. Una manera sencilla y útil de definir la estructura angular del campo de luz es especificar los tres cosenos promedio de los ángulos del zenit, para la luz descendente, ascendente y neta o vectorial ($\bar{\mu}_d$, $\bar{\mu}_u$, $\bar{\mu}$, respectivamente), además de la reflectancia de la irradiancia ($E_{u(z)}/E_{d(z)}$). El coseno promedio de la luz descendente es el coseno del ángulo del zenit que tendría un sólo rayo de luz que tuviese la misma energía incidente por unidad de área que toda la irradiancia descendente.

Los coeficientes de atenuación vertical de luz difusa, $\bar{K}_{o(z)}$ para PAR escalar y $\bar{K}_{d(z)}$ para PAR descendente, que son prácticamente iguales como se mencionó con anterioridad, como propiedades ópticas aparentes cambian en función de la distribución angular de la luz

en la columna de agua. Esta última depende de la elevación solar sobre el horizonte y de los procesos de esparcimiento y absorción en el aire y en el agua, y de refracción en la interfase.

No ha existido un consenso generalmente aceptado sobre la variación del coseno promedio con la profundidad. Sin embargo, todos están de acuerdo con la idea de una región asintótica a profundidad, donde el valor del coseno promedio depende de las propiedades ópticas inherentes, básicamente de la proporción $b:a_T$, o del albedo $w_o = b/(a_T + b) = b/c$, donde c es el coeficiente de atenuación de haz. Preisendorfer (1959) ofreció una prueba semiempírica de la existencia del régimen asintótico. La prueba teórica final de que tal régimen existe fue presentada por Hojerslev y Zaneveld (1977). La teoría señala que la forma del campo de luz eventualmente se vuelve una función de las propiedades ópticas inherentes solamente. Por lo que se puede notar un cambio gradual de una velocidad de atenuación de la luz que depende de la distribución angular en la superficie a una velocidad que es una propiedad óptica inherente en la región asintótica. Independientemente de las longitudes de onda, si el sol tiene un ángulo del zenit pequeño, el coseno promedio disminuye con la profundidad como resultado de que el flujo descendente se hace más difuso debido al esparcimiento. Kirk (1981) utilizó simulaciones Monte Carlo y entre otras cosas concluyó que $\bar{\mu}_d$ y $\bar{\mu}$ son diferentes pero cambian paralelamente con la profundidad, es decir la diferencia $\bar{\mu}_{d(z)} - \bar{\mu}_{(z)}$ es constante con z e igual a 0.09, para $b:a_T=5$ o $w_o=0.83$. Básicamente hay dos tipos de resultados sobre el coseno promedio:

los que se han obtenido mediante mediciones directas en el campo; y los que se han obtenido mediante simulaciones de computadora, por ejemplo Monte Carlo.

IV.2. Resultados derivados de mediciones en el campo

Kirk (1983) expresó que su experiencia ha demostrado que los valores de $\bar{K}_d$ están en gran medida determinados por las propiedades ópticas inherentes del medio acuático y que no son afectados mucho por los cambios del campo de luz incidente, tales como los cambios de elevación solar. Por ejemplo, si un cuerpo de agua particular tiene un valor de $\bar{K}_d$, esperaremos que tenga el mismo valor sin importar la hora del día, siempre y cuando la composición del agua se mantenga igual. Jitts et al. (1976) y Siegel y Dickey (1987) observaron que la razón de atenuación de la irradiancia con la profundidad tiende a ser independiente de la elevación solar y la cobertura de nubes. Esto es el resultado de la variación de la proporción de luz directa del sol y de luz difusa del cielo con la elevación solar. La dominancia de la luz difusa a bajas alturas solares tiende a reducir el efecto de la elevación solar en la atenuación de la irradiancia. Baker y Smith (1979) reportaron que K_d varía por no más que 5% entre altitudes solares de 80° y 50° , y no más que 18% entre 80° y 10° .

Zaneveld et al. (1997) utilizaron la ecuación de Gershun (1936), derivada de la teoría de transferencia de la radiación, y mediciones directas de irradiancia y absorción ($a_{T(488nm, z)}$) en aguas de la parte central del Golfo de California, para deducir valores de $\bar{\mu}_z$. Estos

autores encontraron que $\bar{\mu}_z$ no tendió a comportarse como se esperaba de acuerdo a los modelos. De acuerdo con sus resultados, $\bar{\mu}_z$ es muy variable con la profundidad con valores bajos desde la superficie. Debido al oleaje, las nubes y otros factores (quizá burbujas en el agua), el campo de luz es muy difuso desde la superficie. Por lo que concluyeron que $\bar{\mu}_z$ puede representarse para toda la columna eufótica con el valor asintótico ($\bar{\mu}_a$), que para cada lugar y tiempo está dado por las POI's ($b:a_T$). De acuerdo con los resultados presentados en el capítulo anterior, el valor de $b:a_T$ para la región asintótica de aguas Caso I es cercano a 4.8. El valor de $\bar{\mu}_a$ para $b:a_T=5$ es 0.63 (Bannister, 1992). Por lo que, de acuerdo con Zaneveld et al. (1997) y Kirk (1981), para el cálculo de $\bar{K}_{d(z)}$ con la ecuación de Preisendorfer (1961), se podría utilizar el valor $\bar{\mu}_{d(a)}=0.72$ constante con z desde la superficie, para aguas Caso I.

IV.3. Resultados obtenidos de simulaciones de computadora

Desde el trabajo precursor de Kirk (1981) ha habido una serie de contribuciones que han utilizado simulaciones de computadora para estudiar el coseno promedio (Bannister, 1992; Berwald et al., 1995; y otros citados por ellos). Bannister (1992) utilizó simulaciones Monte Carlo para columnas de agua homogéneas, con la suposición de una superficie plana, y encontró que con un ángulo del zenit del sol relativamente bajo (por ejemplo, menor que 45° para $b:a_T=4$) existe un decaimiento exponencial del coseno promedio con la profundidad hasta los valores asintóticos. Pero con ángulos del zenit del sol mayores el cambio no es monotónico sino que

presenta un mínimo en las dos primeras profundidades ópticas. Berwald *et al.* (1995) utilizaron un modelo de transferencia de radiación para examinar la influencia del esparcimiento y de la absorción en el coseno promedio, para lo cual supusieron una columna de agua homogénea, un ángulo del zenit del sol igual a cero, un cielo negro sin nubes (no hay luz de cielo) y una superficie del mar plana. Estos últimos autores expresaron el cambio del coseno promedio en función de z con la ecuación: $\bar{\mu}_{(z)} = \bar{\mu}_a + (\bar{\mu}_{(0)} - \bar{\mu}_a) \exp[-p_z z]$. Ellos reportaron que p_z cambia con w_o y con λ .

Con el intervalo de los valores promediados ponderados de la longitud de onda de PAR, $\bar{\lambda}_{(l,chl)}$, de 455 a 548 nm, y los valores de w_o cercanos a 0.83, aquí reportados para aguas Caso I, y de acuerdo a lo encontrado por Berwald *et al.* (1995) (ver su figura 7), se podría tomar $p_z=0.06$ como un coeficiente único de la estructura vertical del coseno promedio para este tipo de aguas, como una primera aproximación a la realidad.

IV.4. Discusión

El primer problema para encontrar una expresión que nos permita estimar el coseno promedio es la falta de un consenso sobre cómo cambian sus valores con la profundidad. Si se sigue lo reportado por Zaneveld *et al.* (1997) simplemente se utiliza el valor constante $\bar{\mu}_a=0.72$, que es el valor asintótico para aguas Caso I ($b:a_T=5$). Pero un valor relativamente bajo como éste podría producir valores de $\bar{K}_{d(z)}$ sobrestimados principalmente para las aguas cercanas a la superficie. Sathyendranath y Platt (1990) calcularon $\bar{K}_{d(z)}$ para una

distribución dada de Chl, para temprano en la mañana (0630) y mediodía (1200), y encontraron que el cambio de la distribución angular de la luz incidente introdujo un efecto significativo en el coeficiente de atenuación. Por otro lado, si se atiende a lo encontrado con simulaciones de computadora, no existe la posibilidad real de una expresión exacta, única y sencilla que represente a toda la gama de variación de $\bar{\mu}_{d(z)}$, principalmente por los mínimos con altos valores de ángulo del zenit del sol. Sólo se puede obtener una aproximación, de nuevo tratando de acercarse más a la realidad en las aguas subsuperficiales donde PAR es alta y su efecto en la fotosíntesis es mayor.

Además de todo lo indicado por Berwald et al. (1995), el valor del coseno promedio inmediatamente por debajo de la superficie del mar y el valor de p_z cambian con el ángulo del zenit del sol (Bannister, 1992). Morel (1991) propuso una expresión para calcular $\bar{\mu}_{d(z)}$ justo por debajo de la superficie:

$$\bar{\mu}_{d(0-)(\lambda)} = [\mu_{sol} E_{sol(\lambda)} + \bar{\mu}_{d(cielo)} E_{cielo(\lambda)}] / E_{total(\lambda)},$$

donde μ_{sol} es el coseno del ángulo del zenit del sol después de la refracción, y $\bar{\mu}_{cielo}$ como una aproximación se considera constante e igual a 0.86. Morel (1991) construyó su figura 3 con base en esta expresión, en donde para una serie selecta de longitudes de onda y condiciones atmosféricas se muestra como $\bar{\mu}_{d(0-)(\lambda)}$ cambia con el ángulo del zenit del sol (θ , medido en el aire antes de la refracción). Para obtener $\bar{\mu}_{d(0-)}$ para toda la PAR, de la figura 3 de Morel (1991) se obtuvo una curva

promedio utilizando $\bar{\lambda}=550$ nm y para visibilidades atmosféricas entre 23 y 50 km. A esta curva se le hizo un ajuste de segundo grado y se obtuvo la expresión:

$$\bar{\mu}_{d(0-)} = 0.967 - 3(10)^{-4}\theta - 5(10)^{-5}\theta^2.$$

Las ecuaciones de Spencer (1971) y Kirk (1983) se utilizan para obtener θ de acuerdo a la latitud, fecha y hora.

Entonces, siguiendo a Berwald et al. (1995) se puede calcular $\bar{\mu}_{d(z)}$ con la expresión:

$$\bar{\mu}_{d(z)} = 0.72 + (\bar{\mu}_{d(0-)} - 0.72)\exp[-0.06z],$$

donde $\bar{\mu}_{d(0-)}$ se calcule sólo para ángulos del zenit del sol de cero a 65° , y con valores mayores de θ se tome un valor único de $\bar{\mu}_{d(z)}=0.72$. La refracción en la interfase aire-agua limita un θ efectivo para la transmisión de la luz del aire al agua a 48° para una superficie del mar plana (Sathyendranath y Platt, 1990). Sin embargo, el oleaje permite ángulos θ efectivos mucho mayores.

Por lo tanto se tienen dos alternativas para $\bar{\mu}_{d(z)}$. El uso de un valor invariante con la profundidad como lo sugieren los resultados de Zaneveld et al. (1997), o el uso de una expresión resultante de las simulaciones de computadora, como las de Kirk (1981), Bannister (1992) y Berwald et al. (1995). Es necesario contrastar perfiles reales de irradiancia medida con instrumentos con los perfiles deducidos con los coeficientes de atenuación vertical de luz calculados con la expresión de Preisendorfer (1961) y las aquí pres-

entadas para las POI's y el coseno promedio. En este último caso se deben usar ambas alternativas del coseno promedio y concluir cuál es la que reproduce mejor los perfiles medidos.

V. COMPARACION DE PERFILES DE IRRADIANCIA RELATIVA Y DE $POP(z)$ RESULTANTES DE LOS MODELOS AQUI PROPUESTOS Y LOS DEDUCIDOS DIRECTAMENTE PARA CASOS PARTICULARES DE PERFILES NO HOMOGENEOS DE Chl

V.1. Introducción

Los modelos aquí presentados para calcular las POI's se dedujeron de datos derivados de perfiles homogéneos de Chl (Figs. 7 y 8). Es decir, se obtuvieron curvas de las POI's que varían de una forma regular con la profundidad manteniendo Chl constante en cada caso. De esta forma, para cada POI se llegó a una familia de curvas, con la que se obtuvo una expresión matemática de aplicación general para aguas Caso I. Con esta expresión sólo se requiere que tengamos los datos de profundidad y Chl para calcular la POI correspondiente. Pero los perfiles reales de Chl a menudo no son homogéneos. Casi la totalidad de los perfiles de Chl para aguas Caso I tienen un comportamiento tal que los valores aumentan de la superficie a un máximo profundo (MPC) y luego disminuyen drásticamente a profundidades mayores (Millán-Núñez et al., 1997; y otros citados por ellos). El MPC se presenta a menudo cerca de ó en el fondo de la zona eufótica (correspondiente a la profundidad donde llega el 1% de la irradiancia incidente en la superficie).

Tomemos por ejemplo un caso de una columna eufótica con 0.1 mg m^{-3} en la superficie, 0.34 a 10 m , 0.56 a 20 m , 0.83 a 40 m y 0.72 a 50 m . Cuando tomamos estos datos reales de z y Chl , y aplicamos el modelo aquí propuesto para el cálculo de $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ para 10 m , estamos suponiendo que todos los diez metros de la columna de agua por

arriba de este punto tenían Chl igual a 0.34 mg m^{-3} . Luego, cuando calculamos $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ para 20 m, estamos suponiendo que todos los veinte metros de la columna de agua por encima de este punto tenían 0.56 mg m^{-3} , y así sucesivamente. Esto nos lleva a un error porque en la ponderación del coeficiente de absorción estamos usando espectros de irradiancia in situ que no se generaron reconociendo esta variación de Chl con la profundidad. La variación de Chl con z es muy diversa y no sigue patrones bien caracterizados, sino que depende de la estratificación y turbulencia en la columna eufótica y de la dinámica biológica de las propias comunidades fitoplanctónicas y sus predadores. Por lo que no se llegaría a ninguna generalización apropiada utilizando perfiles reales no homogéneos de Chl .

Para conocer la magnitud de los errores que se generan por la manera como se dedujeron los modelos se requiere realizar un experimento de computadora en el que se comparen los dos casos: con los modelos aquí propuestos y con ponderaciones de las POI's que utilicen espectros de irradiancia in situ que se hayan generado con perfiles no homogéneos de Chl . Las variables de interés a comparar para los dos casos son: las irradiancias relativas in situ ($E_{r(z)}$, calculadas para irradiancia incidente justo por debajo de la superficie igual a 100 para que sus valores sean $\%E(0-)$, y con los dos tipos de POI's) $E_{r(z)mod}$ y $E_{r(z)nohom}$ respectivamente; y lo que finalmente queremos llegar a calcular, la POP integrada para la columna eufótica ($POP_{int-mod}$ y $POP_{int-nohom}$, respectivamente).

v.2. Métodos

Las cantidades relevantes son las diferencias $E_{r(z)\text{mod}} - E_{r(z)\text{nohom}}$ y los porcentajes $((\text{POPint-mod}/\text{POPint-nohom})-1) \times 100$. De acuerdo al teorema del límite central (Triola, 1997), no importa qué distribución tengan las observaciones individuales, la distribución de las medias tiende a ser normal a medida que aumenta el tamaño de muestra (y su error estandar tiende a ser menor, $s/n^{0.5}$). Por lo anterior, se hizo la comparación arriba propuesta con un número relativamente grande de perfiles de *Chl* (v.g.: de acuerdo con Triola (1997), $n=30$ es el tamaño de muestra para que la distribución student prácticamente coincida con la distribución normal, por lo que se puede tomar $n=30$ como suficientemente grande). Con estos 30 perfiles de *Chl* se hizo todo el proceso descrito en el capítulo III para generar espectros de irradiancia relativa para cada profundidad pero considerando ahora la variación de *Chl* con la profundidad en cada caso.

Los perfiles verticales de *Chl* se generaron con las ecuaciones de Millán-Núñez et al. (1997) para el Sistema de la Corriente de California (SCC), tratando de cubrir el intervalo completo de valores de *Chl* superficiales desde $Chl=0.1 \text{ mg m}^{-3}$ hasta valores que mantuvieran las concentraciones subsuperficiales menores o iguales a 1.5 mg m^{-3} . Con las ecuaciones de Millán-Núñez et al. (1997) se calculan los parámetros de curvas Gaussianas (ecuación de la distribución normal de de Moivre, 1733; citado por Wine, 1964) que representan como buena primera aproximación la distribución vertical

de *Chl*. El uso de la ecuación de la distribución normal para este propósito fué sugerido y aplicado por Platt y Sathyendranath (1988). Se generaron 30 perfiles de *Chl* para diferentes subregiones geográficas dentro del SCC, con valores superficiales de *Chl* de 0.1 a 0.8 mg m⁻³ (en la figura 14a se muestran dos ejemplos). La ventaja de hacer el experimento de computadora con estas ecuaciones, y no con datos reales de *Chl*, es que con las ecuaciones podemos obtener valores de *Chl* para cada metro de profundidad sin problemas de interpolación.

Con la distribución vertical de *Chl* se calcularon para cada longitud de la trayectoria promedio de la luz ($l=0, 5, 10$ m, etc.) los coeficientes de atenuación vertical de irradiancia monocromática ($K'_{(Chl, 400)}, K'_{(Chl, 410)}, K'_{(Chl, 420)},$ etc.). La longitud de la trayectoria promedio se calculó de acuerdo con la sugerencia de Zaneveld et al. (1997) para el coseno promedio, dividiendo $z/0.72$. Los coeficientes de atenuación se calcularon sumando $a_{w(\lambda)} + a_{gd(Chl, \lambda)} + a_{fito(Chl, \lambda)} + b_{b(Chl, \lambda)}$, pero ahora con un valor de *Chl* para cada l . Se aplicó la ley de Lambert-Beer por capas, a cada luz monocromática, comenzando a 0 m con el espectro normalizado de irradiancia justo por debajo de la superficie del mar que se utilizó en el capítulo III. De esta manera se generaron una serie de formas de espectros de irradiancia in situ para cada profundidad con su correspondiente *Chl*. Con la forma de estos espectros se calcularon los valores promediados ponderados de los coeficientes de absorción de los diferentes

componentes ópticos del agua y se sumaron para calcular $\bar{\alpha}_{T(Chl, l)}$. El coeficiente de esparcimiento hacia atrás, $\bar{b}_{b(Chl)}$, se calculó igual que en el capítulo III.

La $POP(z)$ se calculó siguiendo la sugerencia de Valdéz-Holguín et al. (1998) para los valores promedio del número de asimilación y la eficiencia cuántica de la fotosíntesis ($8.6 \text{ mgC mgChl}^{-1} \text{ h}^{-1}$, y $0.1 \text{ átomo C quantum}^{-1}$, respectivamente) para el SCC. Se utilizó la ecuación de Sathyendranath et al. (1989) en dos formas: sin corregir la pendiente inicial por el espectro de irradiancia in situ; y corrigiéndola a través del uso de $\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^*$. En ambos casos, el número de asimilación y la eficiencia cuántica máxima de la fotosíntesis se mantuvieron constantes para que las diferencias sólo se debieran a lo que se calcula con los modelos propuestos en este trabajo, $\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^*$ y $\bar{K}_{o(Chl, z)}$. En el primer caso se utilizó la ecuación:

$$P_{(z)} = \frac{P_m^* Chl_{(z)} \alpha^* E_{(z)}}{[(P_m^*)^2 + E_{(z)}^2 (\alpha^*)^2]^{1/2}},$$

donde: $\alpha^* = \bar{\alpha}_{fito}^* \phi_{max} / 0.02315$ se calculó para la superficie y se mantuvo constante con la profundidad (el factor $1/0.02315$ es para transformar las unidades para que la pendiente inicial quede en $\text{mgC mgChl}^{-1} \text{ h}^{-1}$ ($\mu\text{mol cuanta m}^{-2} \text{ s}^{-1})^{-1}$); y en el segundo caso se utilizó:

$$P_{(z)} = \frac{P_m^* \phi_{max} Chl_{(z)} \bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* E_{(z)}}{[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{max})^2]^{1/2}},$$

De esta forma se puede apreciar la magnitud del efecto de la corrección de α^* , por el espectro de $E_{(z)}$ y por el efecto de paquete, en la POPint.

V.3. Resultados

Las figuras 14 y 15 muestran un par de ejemplos de los resultados de la comparación entre los cálculos con los modelos y directamente con los perfiles no-homogéneos de *Chl*. Las medias de las diferencias de los 30 pares de perfiles de $E_{r(z)}$ ($E_{r(z)\text{mod}} - E_{r(z)\text{nohom}}$) para 10, 20 y 30 m, fueron 0.15 (0.15% de la irradiancia incidente justo por debajo de la superficie), 0.23 y 0.20, respectivamente. Estas diferencias están por debajo de la imprecisión instrumental de los irradiómetros. Los errores estándares de estas medias fueron 0.03, 0.07 y 0.10, respectivamente. La media de $(\text{POPint-mod}/\text{POPint-nohom}-1) \times 100$ fué -0.1 (0.1% de diferencia entre las dos POPint). Esta diferencia no es significativa y es dos órdenes de magnitud menor que la imprecisión del método de incubación con ^{14}C (10%). Su error estandar fué 0.38. Su intervalo de variación fué de -5.6% a 5.9% (Fig. 15).

En la figura 14 se comparan resultados con dos perfiles extremos de *Chl*. Tanto los valores de $\bar{a}_{fuo(Chl, z)}$, como los de $\bar{a}_{T(Chl, z)}$ y $\bar{K}_{o(Chl, z)}$, calculados con los modelos y con los perfiles no-homogéneos de *Chl*, son muy similares, en los dos casos, de la superficie a unos 25 m (Fig. 14b, c y d), y son claramente diferentes para profundidades mayores a 30 m donde la irradiancia es muy baja (Fig. 15a). Los coeficientes $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ y $\bar{a}_{T(Chl, z)}$ tienen una forma muy similar, mostrando

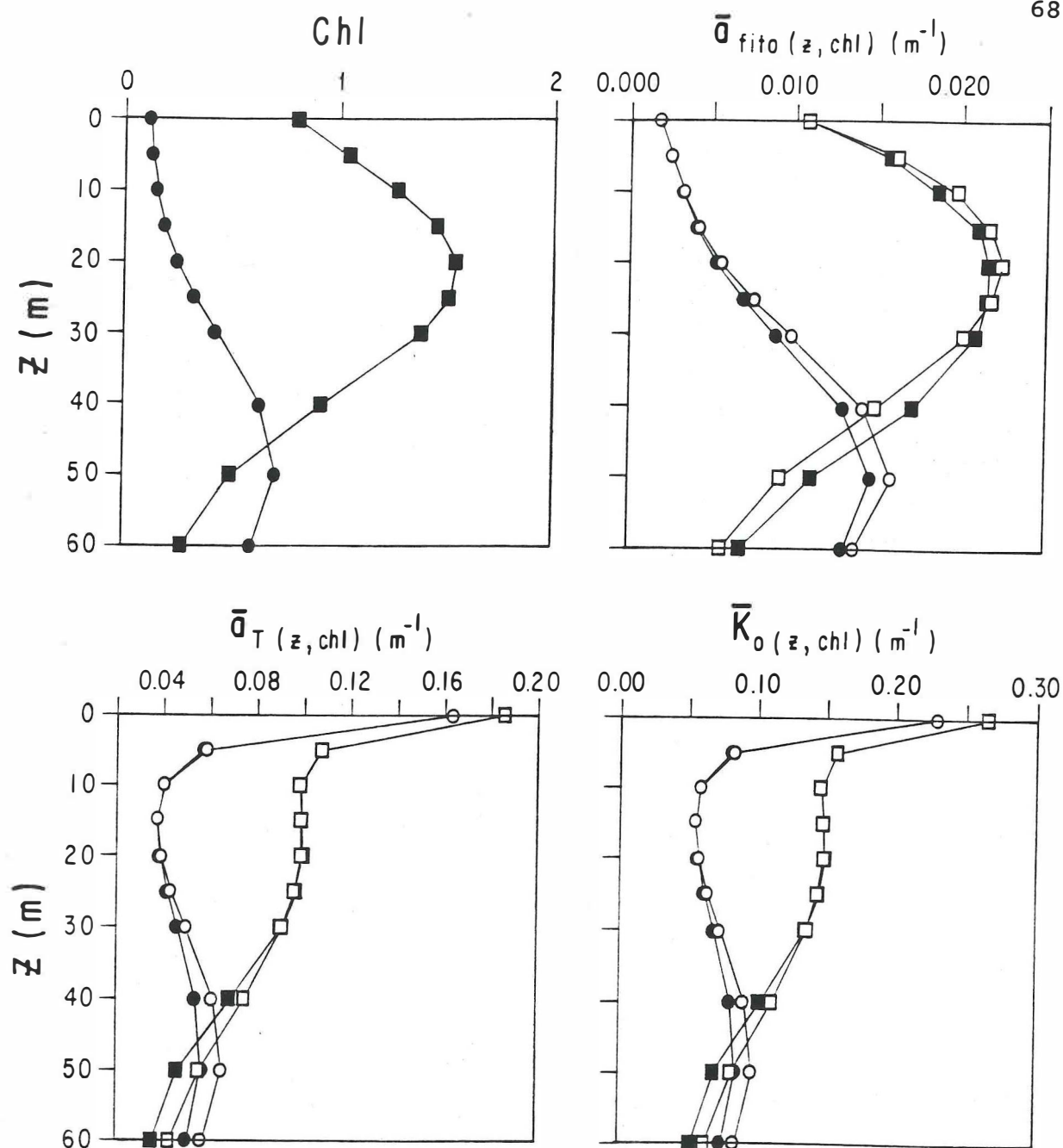


Fig. 14. a) Dos ejemplos de perfiles no-homogéneos de *Chl*; b) comparación de los valores del coeficiente específico de absorción del fitoplancton deducidos directamente (símbolos oscuros) y del modelo exponencial (símbolos claros), para cada perfil de *Chl*; c) lo mismo para el coeficiente de absorción total del agua de mar; y d) lo mismo para el coeficiente de atenuación de la luz difusa, tomando $\bar{\mu}_{d(z)} = 0.72$.

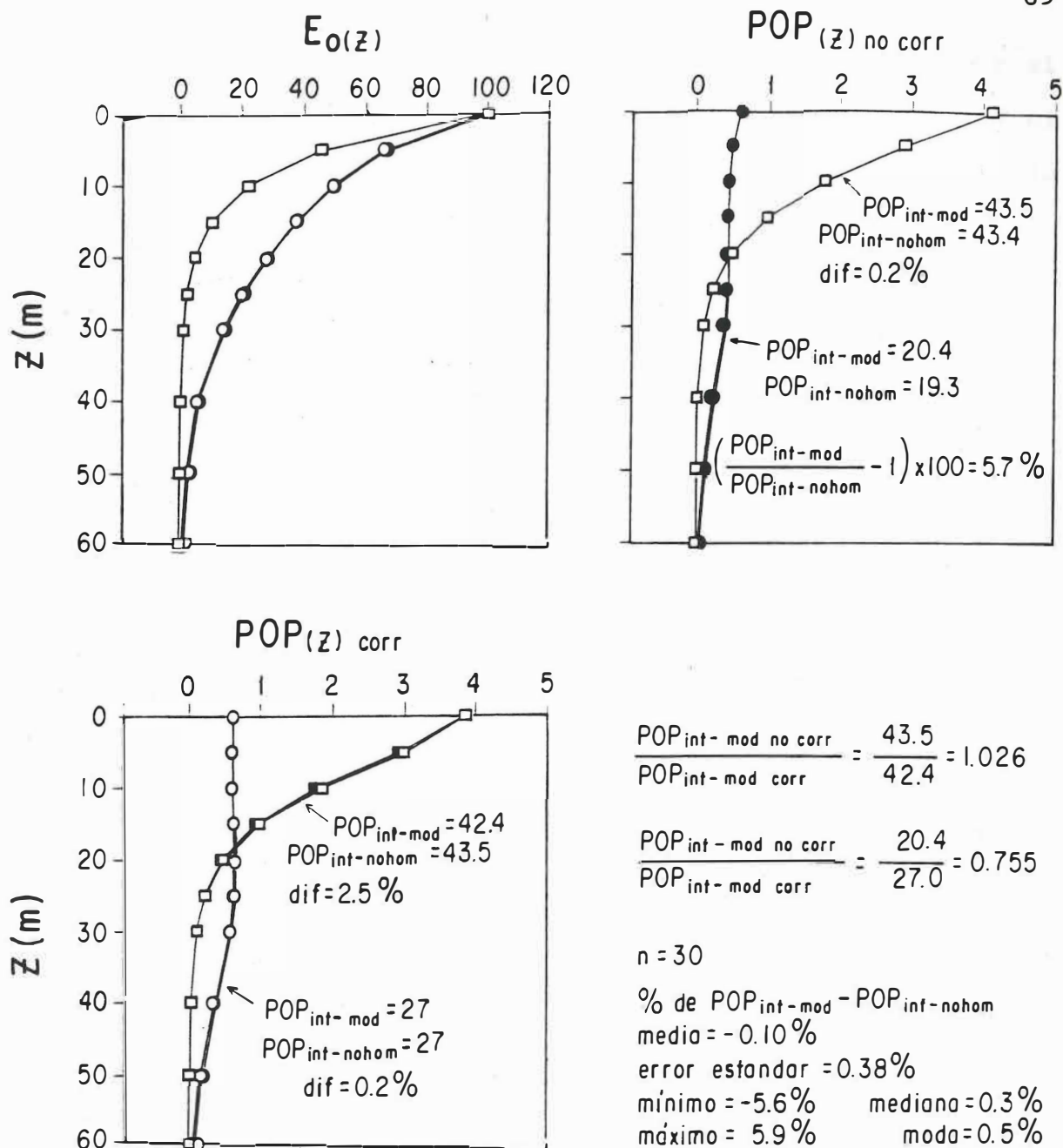


Fig. 15. a) Perfiles de irradiancia escalar relativa calculados con valor 100 en la superficie y aplicando la ley de Lambert-Beer por capas tomando los cuatro conjuntos de valores del coeficiente de atenuación de luz difusa de la figura 14d; b) perfiles de productividad orgánica primaria calculadas con la pendiente inicial constante, sin corregir; c) perfiles de productividad orgánica primaria con la pendiente inicial corregida.

que en este tipo de aguas el primero está muy determinado por el valor del segundo, aunque el primero fue claramente mayor que el segundo porque para la corrección por la distribución angular de la luz se utilizó un coseno promedio muy bajo (0.72) y constante para toda la columna de agua. Ambos, $\bar{a}_{T(Chl, z)}$ y $\bar{K}_{o(Chl, z)}$, disminuyeron drásticamente con la profundidad en los primeros 5 m, y a profundidades mayores tuvieron una tendencia a aumentar por el efecto del máximo de *Chl* (Fig. 14a, c y d).

En los dos ejemplos de perfiles de *Chl* se nota que los valores de $E_{r(z)}$ calculados con los dos métodos son tan similares que las diferencias no alcanzan a notarse en el dibujo (Fig. 15a). Igualmente, los valores de $POP(z)$ son tan similares que las diferencias apenas si se notan un poco en el dibujo (Fig. 15b y c). Es interesante notar que para valores relativamente altos de *Chl* la diferencia entre POP_{int} estimada con α^* sin corregir y corregida por la distribución espectral de la luz in situ es pequeña, del orden del 2.6%. Mientras que para valores relativamente bajos de *Chl*, el cálculo sin corregir α^* subestima considerablemente la POP_{int} , del orden de 25% (Fig. 15).

V.4. Discusión

A pesar de que hubo diferencias apreciables de $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ calculada por los dos métodos para profundidades mayores a 20 m (Fig. 14d), las diferencias de $E_{r(z)}$ no fueron significativas (Fig. 15a). Esto se debió en parte a que a profundidades mayores a 20 m $E_{r(z)}$ fue

$<25\%E_{(0-)}$. Cuando $E_{r(z)}$ es muy baja la atenuación con valores diferentes de $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ no produce efectos apreciablemente diferentes. Tanto $\bar{a}_{T(Chl, z)}$ como $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ mostraron un máximo subsuperficial que se debió al máximo profundo de Chl (Fig. 14c y d). Esto fué observado para $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ por Sathyendranath y Platt (1990) quienes indicaron que en las capas superficiales $\bar{K}_{o(Chl, z)}$ y Chl no covarían porque el primero está dominado por la fuerte absorción del rojo por el agua, que es lo que aquí se ha observado (Fig. 14c y d).

Con valores prácticamente iguales de $E_{r(z)}$ calculados por los dos métodos, con los modelos y con los perfiles no-homogéneos, los valores de $POP(z)$ resultaron muy similares. Las diferencias de hasta cerca de 6%, en el peor de los casos (Fig. 15), están por debajo, por ejemplo, de las diferencias por errores metodológicos de incubación con ^{14}C (Bender et al., 1987). Además, es importante recalcar que con los modelos aquí propuestos no se pretende tener la capacidad para estimar la POP_{int} instantánea para una cierta localidad geográfica puntual, sino el calcular la POP_{int} como promedio para áreas geográficas y para períodos relativamente grandes, similares a las subregiones y "estaciones del año" definidas por Millán-Núñez et al. (1997). Por lo anterior se concluye que el aplicar los modelos aquí propuestos para estimar los perfiles verticales de $E_{o(z)}$ y $POP(z)$ a casos concretos de perfiles no-homogéneos de Chl no produce errores significativos.

Sin embargo, sí hubo una diferencia entre las estimaciones de $POP(z)$ manteniendo α' constante y las estimaciones con α' corregida

por la distribución espectral de la luz in situ y por el efecto de paquete. Esta diferencia fué particularmente marcada para el caso de bajos valores de *Chl* (alrededor de 0.1 mg m^{-3}). En este caso la estimación de POP_{int} sin corregir α^* subestimó su valor en cerca de 25%. Esto se debió a que con bajas *Chl*'s se tiene un cambio grande de $\bar{\alpha}_{\text{fito}(\text{Chl}, z)}^*$ con z . Mientras que para valores relativamente elevados de *Chl* (alrededor de 1.0 mg m^{-3}) ambas estimaciones de $\text{POP}(z)$ fueron similares porque $\bar{\alpha}_{\text{fito}(\text{Chl}, z)}^*$ cambia poco con z (Fig. 7). En océano abierto, alejado de las costas, abundan los casos con bajos valores de *Chl*, por lo que la corrección de α^* es muy importante. Esto ha sido indicado con anterioridad (Sathyendranath y Platt, 1989), pero el efectuar la corrección de α^* de una manera relativamente sencilla mediante el uso de $\bar{\alpha}_{\text{fito}(\text{Chl}, z)}^*$, sin tener que generar espectros de $E_{o(z)}$, es una contribución de este trabajo.

La eficiencia cuántica máxima de la fotosíntesis (ϕ_{max}) se manifiesta a bajas irradiancias, pero a medida que $E_{o(z)}$ aumenta la eficiencia cuántica in situ ($\phi_{(z)}$) disminuye (Morel, 1978). También se pueden utilizar los valores de $\bar{\alpha}_{\text{fito}(\text{Chl}, z)}^*$ del modelo aquí presentado para calcular $\phi_{(z)}$ a partir de las curvas fotosíntesis-irradiancia. Como lo expresó Alvarez-Borrego (1995), los diferentes algoritmos para estimar $\text{POP}(z)$ son equivalentes por lo que la expresión de Kiefer y Mitchell (1983), que utiliza la eficiencia cuántica de la fotosíntesis, es igual a la expresión de Sathyendranath et al. (1989):

$$\phi_{(z)} \bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* Chl_{(z)} E_{o(z)} / 0.02315 = \frac{P_m^* \phi_{max} Chl_{(z)} \bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* E_{o(z)}}{[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{o(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{max})^2]^{1/2}},$$

por lo que:

$$\phi_{(z)} = \frac{0.02315 P_m^* \phi_{max}}{[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{o(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{max})^2]^{1/2}}.$$

Alvarez-Borrego (1995) propuso una expresión para calcular $\phi_{(z)}$ en función del parámetro de acondicionamiento $E_{k(z)} = P_m^* / \alpha^*$, pero no explicitó cómo corregirla por el cambio de la distribución espectral de la luz al variar z . La expresión arriba propuesta explicita el uso de $\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^*$ para corregir $\phi_{(z)}$ por el efecto de paquete y el cambio del espectro de $E_{o(z)}$, a través del efecto de estos dos factores en α^* . En una columna eufótica con Chl cambiando con z , $\phi_{(z)}$ depende de $E_{o(z)}$, del acondicionamiento de las comunidades fitoplanctónicas al régimen de irradiancia, reflejado matemáticamente en los valores de P_m^* y ϕ_{max} , y también depende del efecto de paquete y de la distribución espectral de PAR in situ, reflejado matemáticamente en $\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^*$.

VI. COMPARACION DE PERFILES MEDIDOS DE $PAR(z)$ CON LOS DEDUCIDOS CON EL $\bar{K}_{o(z)}$ CALCULADO CON LA EXPRESION DE PREISENDORFER (1961), LOS MODELOS PARA LAS POI'S Y $\bar{\mu}_d(z)$

VI.1. Introducción

Sathyendranath y Platt (1990) expresaron que de hecho en la mayoría de las aguas oceánicas el fitoplancton (aquí se le agregaría: en realidad un índice de su capacidad fotosintética como Chl) se puede considerar como la única variable independiente que controla la magnitud del coeficiente de atenuación vertical de luz difusa (y también se le agregaría: y por lo tanto que controla el perfil vertical de PAR para una condición a la frontera dada, específicamente la luz incidente en la superficie del mar). Si esto es cercano a la realidad debe haber una correspondencia satisfactoria entre perfiles de PAR medidos con irradiómetros y los calculados a partir de un valor superficial de luz ($PAR_{(0-)}$). En este contexto la palabra "satisfactorio" significa que las diferencias deben ser suficientemente pequeñas de tal forma que las productividades primarias integradas para la columna eufótica (por ejemplo: $mgC\ m^{-2}\ h^{-1}$) calculadas con los dos tipos de perfiles no difieran por más que, por ejemplo, 5%.

VI.2. Fuente de datos y métodos

Para la realización de la comparación entre datos medidos con irradiómetro y los generados con los modelos aquí propuestos se contó con una base de datos facilitada por el Dr. Thomas Hayward de la Institución Scripps de Oceanografía de la Universidad de

california. Estos datos corresponden a cruceros CalCOFI de 1986 a 1990 e incluyen *Chl* y resultados de mediciones de irradiancia escalar (PAR, $E_{o(z)}$). *Chl* fué analizada de acuerdo con Venrick y Hayward (1984) por fluorometría. Los datos de irradiancia escalar se generaron con un irradiómetro solar hemisférico (BQSIM, modelo QSR-240).

Algunos perfiles de irradiancia escalar son un tanto irregulares, a simple vista no siguen claramente un decaimiento exponencial. En algunos casos, al pasar de una cierta profundidad a otra mayor, la irradiancia aumenta grandemente. En otros, en sólo dos metros cerca de la superficie la irradiancia decae a 50%. Parte del problema se debe al muy conocido efecto de las olas en la superficie del mar. Las olas hacen el efecto de lentes que concentran o disipan la luz. Esto causa una variación temporal de $E_{o(z)}$ que depende del espectro del oleaje y que es muy aparente, por ejemplo, en una alberca donde se aprecia el "movimiento" de los rayos de sol en el fondo. Desde la cubierta superior de un barco también se aprecian los rayos de sol que por paralaje parecieran penetrar de una manera convergente hacia aguas más profundas. Dera et al. (1992) midieron este efecto en el Mar Negro y concluyeron que algunas veces la irradiancia instantánea excede por >50% el valor promediado en el tiempo (minutos) (hasta $1.5\bar{E}_{o(z)}$). Algunas de las irregularidades de las $E_{o(z)}$ medidas, positivas o negativas, perduran por intervalos amplios de profundidad, por lo que es posible que se deban a un mal funcionamiento electrónico del irradiómetro. Por lo anterior, se

realizó una primera revisión de los datos de $E_{o(z)}$ para escoger los perfiles que no tuviesen irregularidades extremas aparentes a simple vista.

Los datos de $E_{o(z)}$ se normalizaron dividiéndolos en cada caso entre el valor más superficial (en la mayoría de los casos un poco menos que un metro) y se multiplicaron por 100 para que todas las lecturas fueran porcentajes de los valores superficiales. Los valores de Chl se interpolaron para contar con más profundidades, principalmente en los primeros 10 m. Se aplicaron los modelos de dos maneras: con el coseno promedio constante con la profundidad e igual a 0.72, siguiendo la sugerencia de Zaneveld et al. (1997); y con el coseno promedio variable de acuerdo al ángulo del zenit del sol y el decaimiento exponencial como se expresó en el capítulo IV. Con los perfiles de los valores relativos de $E_{o(z)}$ y los generados con los modelos se obtuvieron diferencias. Para analizar las bondades de las dos modalidades de aplicación de los modelos se calcularon las medias de estas diferencias para ciertas profundidades (10, 20 y 30 m) y sus errores estándares. Nótese que estas diferencias también están expresadas en porcentajes de los valores superficiales.

VI.3. Resultados y discusiones

En la mayoría de los casos, las irradiancias calculadas con los modelos sobrestimaron las medidas. Las mejores similitudes entre las $E_{o(z)}$'s medidas y calculadas se obtuvieron usando $\bar{\mu}_d=0.72$ en el modelo de Preisendorfer (1961). Las medias de 10 diferencias

$E_{o(z)medida} - E_{o(z)calculada}$ para 10, 20 y 30 m fueron, respectivamente: -7.5 (7.5% más irradiancia calculada que la medida), -2.6 y 0.3; y sus errores estándares fueron respectivamente: 2.7, 1.6 y 1.0. La media de las diferencias de la productividad orgánica primaria integrada calculada con $E_{o(z)}$ medida y con $E_{o(z)}$ calculada con $\bar{\mu}_d=0.72$ (expresadas en %) ($(POP_{integ(E medida)} / POP_{integ(E calculada)} - 1) \times 100$) fué -5.9%, con un error estandar de 6.4. Con $E_{o(z)}$'s calculadas con coseno promedio variable, las diferencias entre las POP's integradas fueron mayores con una media de -15% y un error estandar de 5.7.

La figura 16 muestra algunos ejemplos de comparaciones de irradiancia escalar relativa. Mientras que los perfiles que resultan de los modelos son suaves, los que resultan de las mediciones directas en el mar algunas veces tienen cambios abruptos en la razón de cambio de $E_{o(z)}$ con z , a pesar de ser perfiles escogidos. Estos cambios abruptos son de una magnitud tal que no pueden deberse a variaciones naturales de las propiedades ópticas del agua. Esto muestra que las diferencias entre irradiancias medidas y calculadas (y por lo tanto también entre las POP's integradas) no necesariamente se deben a que los modelos no produzcan datos correctos, más bien se deben mayormente a irregularidades en las mediciones directas de irradiancia debidas al efecto de lentes del oleaje superficial y a ruidos en el sistema eléctrico del irradiómetro.

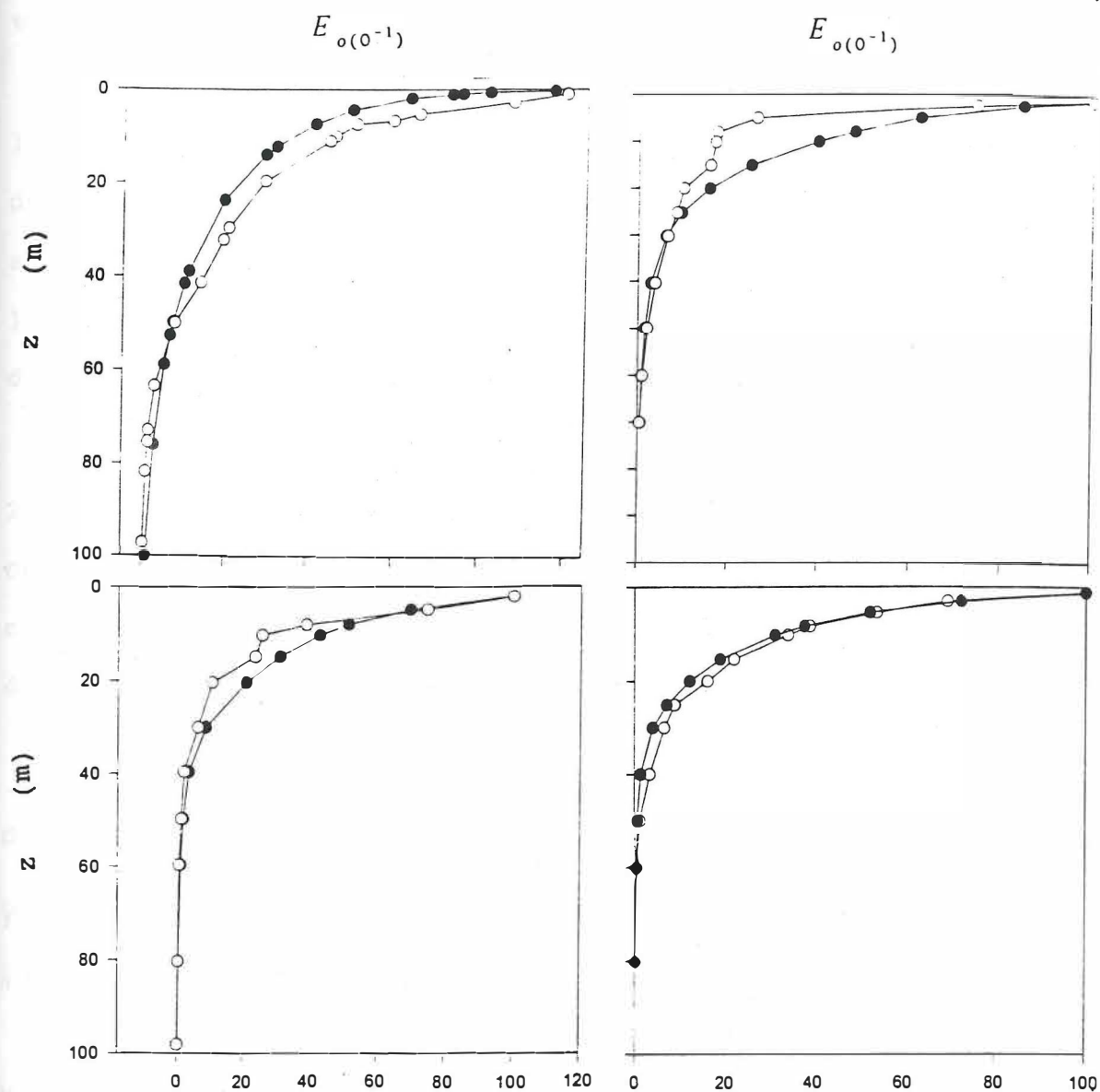


Fig. 16. Ejemplos de comparaciones de perfiles de irradiancia escalar relativa. En cada caso, los circulos claros son las medidas y los oscuros son las calculadas con el coseno promedio constante.

VII. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Las contribuciones de este trabajo de tesis al conocimiento de la óptica de las aguas oceánicas Caso I, y de la expresión matemática del estado fisiológico de sus comunidades fitoplanctónicas, son las siguientes:

1.- Se obtuvo una expresión para calcular los valores espectrales del coeficiente de absorción del gilvin+detritus:

$$a_{gd(\lambda)} = 2(a_{fito(443)})\exp[-0.013(\lambda - 443)].$$

2.- Se obtuvieron expresiones para calcular los promedios del coeficiente específico de absorción del fitoplancton y del coeficiente de absorción total del agua de mar, ponderados por la distribución espectral de PAR in situ, en función de z y Chl :

$$\bar{a}_{fito(l, Chl)}^* = 0.0152 - 0.0022Chl + (0.0137 - 0.0074Chl)[1 - \exp(-n_3l)],$$

donde l es la longitud promedio de la trayectoria de la luz ($z/\bar{\mu}_{d(z)}$)

y:

$$n_3 = 0.068 + 0.303Chl - 1.366(Chl)^2 + 2.554(Chl)^3 - 2.066(Chl)^4 + 0.602(Chl)^5 + \\ - 0.0036l + 8(10)^{-5}l^2 - 8(10)^{-7}l^3 + 4(10)^{-9}l^4 - 7(10)^{-12}l^5;$$

y:

$$\bar{a}_{T(l, Chl)} = 0.0221 + 0.0466Chl + (0.1378 - 0.0141Chl)[\exp(-m_3l)],$$

donde:

$$m_3 = 0.3025 - 0.212Chl + 0.258(Chl)^2 - 0.187(Chl)^3 + 0.083(Chl)^4 - 0.014(Chl)^5 + \\ - 0.0093l + 2(10)^{-4}l^2 - 2(10)^{-6}l^3 + 9(10)^{-9}l^4 - 1.47(10)^{-11}l^5.$$

3.- Se obtuvo una expresión para calcular el coeficiente de esparcimiento hacia atrás:

$$\bar{b}_{b(Chl)} = 0.019[0.0015 + 0.3(Chl)^{0.62}].$$

4.- Se obtuvieron expresiones para calcular el coseno promedio de la irradiancia descendente inmediatamente por debajo de la superficie del mar en función del ángulo del zenit del sol, y para calcular su variación en función de z :

$$\bar{\mu}_{d(0-)} = 0.967 - 3(10)^{-4}\theta - 5(10)^{-5}\theta^2,$$

$$\bar{\mu}_{d(z)} = 0.72 + (\bar{\mu}_{d(0-)} - 0.72)\exp[-0.06z].$$

Con las propiedades ópticas inherentes y el coseno promedio se puede calcular el coeficiente de atenuación vertical de luz difusa, en función de z y Chl , utilizando la ecuación de Preisendorfer (1961). A reserva de realizar más calibraciones con mediciones directas de $E_{o(z)}$ en la zona geográfica de interés, se propone usar $\bar{\mu}_{d(z)} = 0.72$ constante con z .

5.- Se propone el uso del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton para corregir la pendiente inicial de la curva fotosíntesis-irradiancia, por el cambio del efecto de paquete y la distribución espectral de PAR con z :

$$\bar{\alpha}_{(z)}^* = \bar{\alpha}_{fito(z, Chl)}^* \phi_{\max(z)}.$$

6.- Se propone el uso del promedio ponderado del coeficiente específico de absorción del fitoplancton para calcular la eficiencia cuántica de la fotosíntesis in situ:

$$\phi_{(z)} = \frac{0.02315 P_m^* \phi_{\max}}{\left[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{o(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{\max})^2 \right]^{1/2}}.$$

Para trabajo futuro relacionado con el cálculo de la productividad orgánica primaria de aguas Caso I, con el problema del perfil vertical de PAR escalar resuelto, se recomienda continuar con el trabajo que Millán-Núñez et al. (1997) realizaron para el Sistema de la Corriente de California, para tener capacidad de estimar el perfil vertical de *Chl* para otras áreas oceánicas. Además, se requiere continuar generando información sobre la variación espacial y temporal de la relación fotosíntesis-irradiancia del fitoplancton, tratando de aumentar en lo posible la precisión de los parámetros α^* y P_m^* . De especial importancia es el obtener un número alto de grados de libertad para realizar la estimación de α^* con los datos de baja irradiancia de la curva P-E. La precisión de las estimaciones de α^* es de especial importancia porque este parámetro, junto con $\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^*$, se puede utilizar para calcular la eficiencia cuántica de la fotosíntesis.

LITERATURA CITADA

- Alvarez-Borrego, S. 1995. Luz y productividad del fitoplancton. En: González-Farías, F. y J. De-La-Rosa-Vélez (Eds.), Temas de Oceanografía Biológica en México II, Universidad Autónoma de Baja California, Ensenada, pags. 11-27.
- Alvarez-Borrego, S. and G. Gaxiola-Castro. 1988. Photosynthetic parameters of northern Gulf of California phytoplankton. *Continental Shelf Res.*, 8: 37-47.
- Antoine, D., J-M. André, and A. Morel. 1996. Oceanic primary production 2. Estimation at global scale from satellite (coastal zone color scanner) chlorophyll. *Global Biogeochemical Cycles*, 10: 57-69.
- Austin, R.W. and T.J. Petzold. 1981. The determination of the diffuse attenuation coefficient of sea water using the coastal zone color scanner. In: *Oceanography from space*, J. R. F. Gower (Ed.), Plenum Press, New York, p. 239-256.
- Baker, K.S., and R.C. Smith. 1979. Quasi-inherent characteristics of the diffuse attenuation coefficient for irradiance, p. 60-63. *In: Ocean Optics 6, Proc. SPIE 208.*
- Baker, K.S. and R. C. Smith. 1982. Bio-optical classification and model of natural waters. 2. *Limnol. Oceanogr.*, 27: 500-509.
- Balch, W. M., M. R. Abbott, and R. W. Eppley. 1989. Remote sensing of primary production, I, A comparison of empirical and semianalytical algorithms. *Deep-Sea Research*, 36: 281-295.

- Bannister, T.T. 1992. Model of the mean cosine of underwater radiance and estimation of underwater scalar irradiance. *Limnol. Oceanogr.*, 37: 773-780.
- Behrenfeld, M.J., and P.G. Falkowski. 1997. Photosynthetic rates derived from satellite-based chlorophyll concentrations. *Limnol. Oceanogr.*, 42: 1-20.
- Behrenfeld, M.J. and P.G. Falkowski. 1997. A consumer's guide to phytoplankton primary productivity models. *Limnol. Oceanogr.*, 42: 1479-1491.
- Behrenfeld, M.J., P.G. Falkowski, W.E. Esaias, W. Balch, J.W. Campbell, R.L. Iverson, D.A. Kiefer, A. Morel, and J.A. Yoder. 1998. Toward a consensus productivity algorithm for SeaWiFS. In: SeaWiFS Technical Report Series, Satellite primary productivity data and algorithm development: A science plan for Mission to Planet Earth, S.B. Hooker and E.R. Firestone (Eds.). NASA/TM-1998-104566, Vol. 42, 36 p.
- Bender, M., K. Grande, K. Johnson, J. Marra, P.J.L. Williams, J. Sieburth, M. Pilson, C. Langdon, G. Hitchcock, J. Orchard, C. Hunt, and P. Donaghay. 1987. A comparison of four methods for determining planktonic community production. *Limnology and Oceanography*, 32: 1085-1098.
- Berwald, J., D. Stramski, C.D. Mobley, and D.A. Kiefer. 1995. Influences of absorption and scattering on vertical changes in the average cosine of the underwater light field. *Limnol. Oceanogr.*, 40: 1347-1357.
- Bricaud, A., A. Morel, and L. Prieur. 1981. Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains. *Limnol. Oceanogr.*, 26: 43-53.
- Carder, K. L., R. G. Steward, G. R. Harvey, and P. B. Ortner. 1989. Marine fulvic and humic acids: Their effects on remote sensing of ocean chlorophyll. *Limnol. Oceanogr.*, 34: 68-81.

- Cleveland, J. S., and M. J. Perry. 1994. A model for partitioning particulate absorption into phytoplanktonic and detrital components. *Deep-Sea Res.*, 41: 197-221.
- Cleveland, J. S. 1995. Regional models for phytoplankton absorption as a function of chlorophyll a concentration. *J. Geophys. Res.*, 100: 13,333-13,344.
- Falkowski, P. G., and J. A. Raven. 1997. *Aquatic photosynthesis*. Blackwell Science, Oxford, 375 p.
- Falkowski, P.G. 1998. Using satellite data to derive primary productivity in the world ocean. In: SeaWiFS Technical Report Series, Satellite primary productivity data and algorithm development: A science plan for Mission to Planet Earth, S.B. Hooker and E.R. Firestone (Eds.). NASA/TM-1998-104566, Vol. 42, 36 p.
- Gaxiola-Castro, G. and S. Alvarez-Borrego. 1986. Photosynthesis-irradiance relationship for winter phytoplankton in Pacific waters off Mexico. *Oceanologica Acta*, 9: 497-501.
- Gaxiola-Castro, G. and S. Alvarez-Borrego. 1991. Relative assimilation numbers of phytoplankton across a seasonally recurring front in the California Current off Ensenada. *CalCOFI Rep.*, 32: 91-96.
- Gershun, A. 1936. O fotometrii mutnykh sredin. *Tr. Gos. Okeanogr. Inst.*, 11, 99.
- Gordon, H. R. 1989. Can the Lambert-Beer law be applied to the diffuse attenuation coefficient of ocean water? *Limnol. Oceanogr.*, 34:1389-1409.
- Gordon, H. R. and A. Morel. 1983. Remote Assessment of Ocean Color for Interpretation of Satellite Visible Imagery: A review, Vol. 4 of *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*. Springer-Verlag, New York, p. 114.

- Gordon, H. R., D. K. Clark, J. W. Brown, O. B. Brown, R. H. Evans, and W. W. Broenkow. 1983. Phytoplankton pigment concentrations in the middle Atlantic Bight: comparison of ship determinations and CZCS estimates. *Appl. Opt.*, 22: 20-36.
- Gordon, H. R., O. B. Brown, R. H. Evans, J. W. Brown, R. C. Smith, K. S. Baker, and D. K. Clark. 1988. A semianalytic radiance model of ocean color. *J. Geophys. Res.*, 93: 10,909-10,924.
- Gordon, H. R. 1994. Modeling and simulating radiative transfer in the ocean. In: Oxford Monographs on Geology and Geophysics No. 25: Ocean Optics. R. W. Spinrad, K. L. Carder, and M. J. Perry (Eds). Oxford U. Press, New York, p. 3-39.
- Gregg, W. W. and K. L. Carder. 1990. A simple spectral solar irradiance model for cloudless maritime atmospheres. *Limnol. Oceanogr.*, 35: 1657-1675.
- Hoepffner, N. and S. Sathyendranath. 1992. Bio-optical characteristics of coastal waters: Absorption spectra of phytoplankton and pigment distribution in the western North Atlantic. *Limnol. Oceanogr.* 37: 1652-1659.
- Højerslev, N. K. y J. R. V. Zaneveld. 1977. A theoretical proof of the existence of the submarine asymptotic daylight field. Univ. Copenhagen Inst. Phys. Oceanogr. Rep. 34.
- Ivanoff, A., N. G. Jerlov, and T. H. Waterman. 1961. A comparative study of irradiance, beam transmittance and scattering in the sea near Bermuda. *Limnol. Oceanogr.* 6: 129-148.
- Jitts, H. R., A. Morel, y Y. Saijo. 1976. The relation of oceanic primary production to available photosynthetic irradiance. *Aust. J. Mar. Freshwater Res.*, 27: 441-454.

- Kalle, K. 1966. The problem of Gelbstoff in the sea. *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, 4: 91-104.
- Kiefer, D. A., and B. G. Mitchell. 1983. A simple steady state description of phytoplankton growth based on absorption cross section and quantum efficiency. *Limnol. Oceanogr.*, 28: 770-776.
- Kirk, J.T.O. 1981. A Monte Carlo study of the nature of the underwater light field in, and the relationships between optical properties of, turbid yellow waters. *Aust. J. Mar. Freshwater Res.*, 32: 517-532.
- Kirk, J. T. O. 1983. *Light and photosynthesis in aquatic ecosystems*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 401 p.
- Kopelevich, O. V., and V. I. Burenkov. 1977. Relation between the spectral values of the light absorption coefficients of sea water, phytoplanktonic pigments, and the yellow substance. *Oceanology*, 17: 278-282.
- Kyewalyanga, M., T. Platt, and S. Sathyendranath. 1992. Ocean primary production calculated by spectral and broad-band models. *Mar. Ecol. Progr. Ser.*, 85: 171-185.
- Kyewalyanga, M., T. Platt, and S. Sathyendranath. 1997. Photosynthetic action spectrum: estimation from phytoplankton absorption spectrum. p. 290-295. In: *Ocean Optics 14*, Proc. SPIE 2963.
- La Violette, P. E. 1974. Oceanographic implications of features in NOAA satellite visible imagery. In: Jerlov, N. G. and E. Steemann-Nielsen (Eds.), *Optical aspects of oceanography*, Academic Press, London and New York, p. 289-316.

Longhurst, A., S. Sathyendranath, T. Platt y C. Caverhill. 1995.

An estimate of global primary production in the ocean from satellite radiometer data. *J. Plankton Res.*, 17: 1245-1271.

Millán-Núñez, R., S. Alvarez-Borrego and C.C. Trees. 1997. Modeling the vertical distribution of chlorophyll in the California Current System. *J. Geophys. Res.*, 102: 8587-8595.

Morel, A. and L. Prieur. 1977. Analysis of variation in ocean color. *Limnol. Oceanogr.*, 22: 709-722.

Morel, A. 1978. Available, usable, and stored radiant energy in relation to marine photosynthesis. *Deep-Sea Res.*, 25: 673-688.

Morel, A. and A. Bricaud. 1981. Theoretical results concerning light absorption in a discrete medium, and application to specific absorption by phytoplankton. *Deep-Sea Res.*, 28: 1375-1393.

Morel, A. 1988. Optical modeling of the upper ocean in relation to its biogenous matter content (Case I waters). *J. Geophys. Res.*, 93: 10,749-10,768.

Morel, A. and J.F. Berthon. 1989. Surface pigments, algal biomass profiles, and potential production of the euphotic layer: Relationships reinvestigated in view of remote-sensing applications. *Limnol. Oceanogr.* 34: 1545-1562.

Morel, A. 1991. Light and marine photosynthesis: A model with geochemical and climatological implications. *Progress in Oceanography*, 26: 263-306.

Morel, A. 1997. Optical properties of oceanic Case I waters, revisited, p. 108-114. In: *Ocean Optics 14, Proc. SPIE 2963*.

- petzold, T. L. 1972. Volume scattering functions for selected ocean waters. Univ. Cal. San Diego, Scripps Inst. Oceanogr., Ref. 72-78, 70 p.
- pickett, J.M. and J. Myers. 1966. Monochromatic light saturation curves for photosynthesis in Chlorella. Plant Physiology, 41: 90-98.
- Platt, T., and S. Sathyendranath. 1988. Oceanic primary production: Estimation by remote sensing at local and regional scales. Science 241: 1613-1620.
- Platt, T., S. Sathyendranath, C.M. Caverhill, and M.R. Lewis. 1988. Ocean primary production and available light: Further algorithms for remote sensing. Deep Sea Res., 35: 855-879.
- Pope, R. M. 1993. Optical absorption of pure water and seawater using the integrating cavity absorption meter. Ph. D. Thesis, Texas A&M University, College Station, p. 243.
- Preisendorfer, R.W. 1959. On the existence of characteristic diffuse light in natural sea waters. J. Marine Res., 18: 1-9.
- Preisendorfer, R. W. 1961. Application of radiative transfer theory to light measurements in the sea. Union Geodes. Geophys. Inst. Monogr., 10: 11-30.
- Prieur, L. and S. Sathyendranath. 1981. An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption curves of phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials. Limnol. Oceanogr., 26: 671-689.
- Sathyendranath, S. and T. Platt. 1988. The spectral irradiance field at the surface and in the interior of the ocean: A model for applications in oceanography and remote sensing. J. Geophys. Res., 93: 9270-9280.

- Sathyendranath, S., T. Platt, C.M. Caverhill, R.E. Warnock and M.R. Lewis. 1989. Remote sensing of oceanic primary production: computations using a spectral model. *Deep-Sea Res.*, 36: 431-453.
- Sathyendranath, S. and T. Platt. 1990. The light field in the ocean: Its modification and exploitation by the pelagic biota. In: P.J. Herring, A.K. Campbell, M. Withfield, and L. Maddock (Eds.), *Light and life in the sea*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 3-18.
- Sathyendranath, S. and T. Platt. 1993. Underwater light field and primary production: Application to remote sensing. In: *Ocean Colour: Theory and Applications in a Decade of CZCS Experience*, V. Barale and P. M. Schlittenhardt (Eds.), ECSC, EEC, EAEC, Brussels, p. 79-93.
- Sathyendranath, S., A. Longhurst, C. M. Caverhill, and T. Platt. 1995. Regionally and seasonally differentiated primary production in the North Atlantic. *Deep-Sea Res.*, 42: 1773-1802.
- Schnitzer, M. 1978. Humic substances: chemistry and reactions. In: *Soil Organic Matter*, M. Schnitzer and S. U. Khan (Eds.), Elsevier, Amsterdam, p. 1-64.
- Siegel, D. A. y T. D. Dickey. 1987. Observations of the vertical structure of the diffuse attenuation coefficient spectrum. *Deep-Sea Res.*, 34(4): 547-563.
- Smith, R. C. and K. S. Baker. 1981. Optical properties of the clearest natural waters (200-800 nm). *Appl. Opt.*, 20: 177-184.
- Spencer, J.W. 1971. Fourier series representation of the position of the sun. *Search*, 2: 172.
- Triola, M.F. 1997. *Elementary Statistics*. Addison-Wesley, New York, 730 pags.

- Tyler, J. E. and R. C. Smith. 1970. Measurements of spectral irradiance underwater. Gordon & Breach, New York.
- Valdez-Holguin, J. E., S. Alvarez-Borrego, and B. G. Mitchell. 1998. Photosynthetic parameters of phytoplankton in the California Current System. CalCOFI Reports, 39: 148-158.
- Venrick, E.L., and T.L. Hayward. 1984. Determining chlorophyll on the 1984 CalCOFI surveys. CalCOFI Reports, 25: 74-79.
- Wine, R.L. 1964. Statistics for scientists and engineers. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 671 pags.
- Yentsch, C. S. and D. W. Menzel. 1963. A method for determination of phytoplankton chlorophyll and phaeophytin by fluorescence. Deep-Sea Res., 10: 221-231.
- Yentsch, C. S. and D. A. Phinney. 1989. A bridge between ocean optics and microbial ecology. Limnol. Oceanogr., 34: 1694-1705.
- Zaneveld, J.R.V., W.S. Pegau, A.H. Barnard, J.L. Mueller, H. Maske, E. Valdez, R. Lara-Lara, and S. Alvarez-Borrego. 1997. Prediction of euphotic depths and diffuse attenuation coefficients from absorption profiles: a model based on comparisons between vertical profiles of spectral absorption, spectral irradiance, and PAR, p. 585-590. In: Ocean Optics 14, Proc. SPIE 2963.

APENDICE 1

Covariance of the absorption of phytoplankton, colored dissolved organic matter, and detritus in case I waters, as deduced from the Coastal Zone Color Scanner bio-optical algorithm

Alma D. Giles-Guzmán and Saúl Alvarez-Borrego

The universal bio-optical algorithm of the Coastal Zone Color Scanner (CZCS) for case I waters implicitly contains an average covariance of the absorption by phytoplankton and colored dissolved organic matter (CDOM) and detritus. We made that covariance explicit by combining the CZCS algorithm with an expression for reflectance. The spectral variation of absorption by CDOM plus detritus for case I waters may be estimated by the expression $a_{gd(\lambda)} = 2a_{ph,443} \cdot chl \exp[-0.013(\lambda - 443)]$.

Key words: Hydrologic optics, absorption covariance, phytoplankton, colored dissolved organic matter, detritus. © 1996 Optical Society of America

1. Introduction

Satellites provide the only avenue by which marine total and new primary productivity can be monitored at ocean-basin scales.^{1,2} Empirical and semianalytical algorithms to estimate primary productivity from satellite-derived photosynthetic pigments have been compared.^{3,4} These algorithms may also be used with chlorophyll historical data (e.g., to generate primary-productivity time series). A common characteristic of most of these algorithms is that a knowledge of the spectral distribution of light at depth is necessary. Usually, contemporary measurements of the light field or historic data from well-known oceanic areas are used. Unfortunately, there are vast areas of the ocean where optical data are very insufficient. It would be very desirable to be able to estimate the spectral attenuation of scalar irradiance [$K_{0(z,\lambda)}$] from chlorophyll concentration data.

Algorithms to estimate the attenuation coefficient for upwelling irradiance [$K_{u(490)}$ and $K_{u(520)}$], for the first optical depth, have been constructed so that these parameters may be retrieved from the Coastal Zone Color Scanner (CZCS) radiance data.⁵ Similar

algorithms could be constructed for other wavelengths. $K_{u(\lambda)}$ is very close in value to $K_{d(\lambda)}$,⁶ which is the attenuation coefficient for downwelling irradiance. Nevertheless, for a proper estimate of primary productivity to be made, biomass change with depth^{7,8} and the corresponding change of $K_{(z,\lambda)}$ with water composition have to be considered. Using radiative transfer theory, Preisendorfer⁹ arrived at an expression to calculate $K_{d(z,\lambda)}$ from the inherent optical properties. Because upwelling light is a small fraction of total light, the term in Preisendorfer's equation that estimates the backscattering of upwelling irradiance may be neglected.¹⁰ Also, the term for the diffuse backscattering coefficient may be approximated by the inherent backscattering coefficient divided by the average cosine for downwelling light [$\bar{\mu}_{dz}$]^{1,11}; thus

$$K_{dz,\lambda} = \frac{a_{z,\lambda}}{\bar{\mu}_{dz}} + \frac{b_{b(z,\lambda)}}{\bar{\mu}_{dz}},$$

where $a_{(z,\lambda)}$ is the absorption coefficient and $b_{b(z,\lambda)}$ is the backscattering coefficient. There is no similar analytical expression for $K_{0(z,\lambda)}$, and scalar irradiance is the variable of interest for estimating phytoplankton photosynthesis. However, $K_{0(z,\lambda)}$ is also close in value to $K_{d(z,\lambda)}$.⁶

There are relatively simple empirical expressions to estimate the scattering coefficient from chlorophyll concentration.¹¹ With tabulated data on the volume scattering function,¹² we can obtain the

The authors are with the División de Oceanología, Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, B.C., Ensenada, Baja California, Mexico.

Received 8 August 1994; revised manuscript received 24 August 1995.

0003-6935/96/122109-05\$06.00/0

© 1996 Optical Society of America

backscattering component $b_{b(z,\lambda)}$. Measurements of oceanic and coastal volume scattering functions indicate that $b_{b(z,\lambda)}$ is usually only 1–2% of $b_{z,\lambda}$, which implies that for case I waters $a \gg b$.¹³ Thus K is largely determined by the absorption coefficient, and hence its variation with phytoplankton abundance is determined by the variation of the absorption of phytoplankton and its associated material.¹³

There is a method to estimate $a_{z,\lambda}$ from pigment concentration,¹⁴ but it is quite elaborate. One may calculate the absorption coefficient by adding the absorption of the four optical components of water: pure seawater [$a_{w,\lambda}$], phytoplankton [$a_{ph,\lambda}$], detritus [$a_{d,\lambda}$], and colored dissolved organic matter (CDOM) [$a_{cd,\lambda}$]. The phytoplankton absorption can be reasonably well characterized by a species-dependent specific absorption coefficient at a single wavelength and by a species-independent normalized spectrum.¹³ There are new empirical relationships for predicting phytoplankton absorption spectra from chlorophyll concentration (chl).^{15,16} These new relationships take into consideration the package effect. The objective of our study is to obtain a relatively simple expression to estimate the absorption by detritus and CDOM as a function of chlorophyll concentration.

2. Bio-optical Algorithm and CDOM Plus Detritus Absorption

The universal bio-optical algorithm of the CZCS for case I waters ($0.08 < \text{chl} < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$) implicitly contains an average covariance of the absorption by phytoplankton and CDOM and detritus.¹⁷ We make that covariance explicit by combining the CZCS algorithm¹⁷ with an expression for reflectance.¹¹

The absorption coefficient of CDOM varies exponentially with wavelength.¹⁸ This variation may be expressed as¹⁹

$$a_{g(\lambda)} = a_{g(\lambda_0)} \exp[-0.013(\lambda - \lambda_0)]. \quad (1)$$

Detritus absorption is low or absent at the red end of the spectrum and rises steadily as wavelength decreases into the blue. Whereas all CDOM spectra have approximately the same shape, the shape of the detritus spectrum can change significantly.⁶ Because we have only two simultaneous equations, the CZCS algorithm and the reflectance equation, as a first approximation we represent CDOM and detritus absorption together by Eq. (1). This overestimates absorption by detritus in the short wavelengths (close to 400 nm) by as much as ~35%. We mitigate this source of error by establishing the covariance of absorption by phytoplankton, CDOM, and detritus at 443 nm (one of the CZCS channels, near the most important phytoplankton maximum absorption). Thus total absorption is expressed as

$$a_{T(\lambda)} = a_{w,\lambda} + a_{ph(\lambda)} + a_{gd(\lambda)}, \quad (2)$$

where $a_{gd(\lambda)}$ is the absorption by both CDOM and detritus. Then the equations for the absorption of

CDOM and detritus as a function of phytoplankton absorption are

$$a_{gd(\lambda)} = a_{gd(443)} \exp[-0.013(\lambda - 443)],$$

$$a_{gd(\lambda)} = GD[a_{ph(443)}] \exp[-0.013(\lambda - 443)],$$

where GD is a parameter equal to $a_{gd(443)}/a_{ph(443)}$, and $a_{ph(443)} = 0.0320\text{chl} - 0.00463\text{chl}^2$.^{15,16}

3. Estimate of Parameter GD

Given an average value of chl for the first optical depth, and considering the degradation products of chlorophyll a negligible at these low concentrations, we find that the CZCS bio-optical algorithm¹⁷ allows us to calculate the water, leaving radiance ratio $L_{w(443)}/L_{w(550)}$:

$$\log \text{chl} = 0.053 - 1.71 \log[L_{w(443)}/L_{w(550)}].$$

We can also obtain an expression for $L_{w(443)}/L_{w(550)}$ with the equation for reflectance¹¹:

$$R_{(0)} = C_{(\mu_0)} b_b / a_T = E_{u(0)} / E_{d(0)},$$

where $E_{d(0)}$ and $E_{u(0)}$ are the downwelling and upwelling irradiances just under the sea surface, respectively, and $C_{(\mu_0)}$ is a constant for zero solar zenith angle. Once a result is obtained for GD , it is independent of the solar zenith angle. With the necessary algebraic operations, we can arrive at the following expressions:

$$E_{u(0)} = E_{d(0)} [C_{(\mu_0)} b_b / a_T],$$

$$\frac{E_{u(0)443}}{E_{u(0)550}} = \left[\frac{E_{d(0)443}}{E_{d(0)550}} \right] \left[\frac{b_{b443}}{b_{b550}} \right] \left[\frac{a_{T550}}{a_{T443}} \right].$$

Upwelling irradiance is equal to a constant times upwelling radiance,⁶ and $b_b = \text{constant}(b)$, thus

$$\frac{L_{u(0)443}}{L_{u(0)550}} = \left[\frac{E_{d(0)443}}{E_{d(0)550}} \right] \left[\frac{b_{443}}{b_{550}} \right] \left[\frac{a_{T550}}{a_{T443}} \right]. \quad (3)$$

As we mentioned above, we may calculate b_λ as a function of chl¹¹:

$$b_{(\lambda)} = b_{w(\lambda)} + 0.3(550/\lambda) \text{chl}^{0.62}, \quad (4)$$

where $b_{w(\lambda)}$ is the seawater scattering coefficient. We may also calculate $a_{ph(550)}$ with the expression $a_{ph(550)} = 0.3485[a_{ph(443)}]^{1.5}$.

For example, taking chl = 1.0 mg m⁻³ from Eq. (2), we have $a_{T443} = (0.0145 + 0.0274 + 0.0274GD)$, $a_{T550} = (0.0638 + 0.0095 + 0.0068GD) \text{ m}^{-1}$. From Eq. (4), we have $b_{443} = 0.3771 \text{ m}^{-1}$, $b_{550} = 0.3012 \text{ m}^{-1}$. From the CZCS algorithm, $L_{u443}/L_{u550} = 1.074$. Finally, considering the spectral distribution of solar quantum irradiance immediately under the sea surface, measured under clear sky, during summer, at the Bahamas (Gulf Stream),²⁰ we have

$E_{d0.443}/E_{d0.550} = 0.94$. Thus from Eq. (3),

$$\frac{L_{u443}}{L_{u550}} = 0.94 \left(\frac{0.3771}{0.3012} \right) \times \left(\frac{0.0638 + 0.0095 + 0.0068GD}{0.0145 + 0.0274 + 0.0274GD} \right),$$

$$1.074 = 1.1769 \left(\frac{0.0733 + 0.0068GD}{0.0419 + 0.0274GD} \right),$$

and $GD = 1.93$. Here GD changes from a slightly negative value for $chl = 0.08 \text{ mg m}^{-3}$ to near 2 with chl between 0.5 and 1.5 mg m^{-3} (Fig. 1). Therefore, we may take GD equal to zero for $chl = 0.08 \text{ mg m}^{-3}$, and its variation for the range $0.08 < chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$ may be represented by the following expression: $GD = 2[1 - \exp[-9(chl - 0.08)]]$. Strictly, the variation of GD with chl is not exponential. Nevertheless, the exponential expression represents GD within few percent for most of this chl range.

4. Discussion

According to our results, the $GD [a_{gd443}/a_{ph443}]$ ratio is nearly constant, ~ 2 , within the chl range of $0.5\text{--}1.5 \text{ mg m}^{-3}$, and it decreases to zero between 0.5 and 0.08 mg m^{-3} . From the available scarce data on CDOM absorption, a wide range is evident. For example, from published values of direct measurements of CDOM absorption for the Gulf of Mexico waters,¹⁹ we estimated an a_{gd440}/a_{ph440} range of $0.08\text{--}3.56$, with a mean of 1.26 and a standard error of 0.40 (with nine observations in the chl range of $0.08\text{--}1.35 \text{ mg m}^{-3}$). In general, phytoplankton and CDOM absorption are only weakly covariant, and this lack of correspondence perhaps is due to significantly longer residence times for CDOM and detritus than for photosynthetic pigments.¹⁹ In a certain day, there may be a high chlorophyll bloom with moderate CDOM, and some days later the same water parcel may have low chlorophyll and high CDOM.

Nevertheless, for oceanic waters (including oligotrophic areas) that do not go through the rapid transitions associated with phytoplankton population ex-

plosions followed by crashes in river plumes, upwelling areas, and spring blooms, a higher degree of coherence between a_{gd440} and a_{ph440} is expected.^{19,21,22} Under steady-state conditions, the phase lag of a_{gd440} behind a_{ph440} and differences in residence times or degradation half-lives for the components are no longer important.¹⁹

Most values of the a_{d436}/a_{ph436} ratio, for tropical and temperate oceans, are near 0.7.¹⁶ Contrary to what was generally believed, new data show that this ratio does not increase as environments become more oligotrophic.¹⁶ It is interesting to note that the sum of the two average ratios, a_{gd440}/a_{ph440} for the Gulf of Mexico waters and a_{d436}/a_{ph436} for tropical and temperate oceans, is equal to 1.96. As imprecise as it may be, this sum is practically the same as our deduced value of $GD = 2$ for the $0.5\text{--}1.5 \text{ mg m}^{-3}$ chl range.

GD is not very sensitive to changes of the CDOM spectral slope. For example, for $chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$, using the minimum and maximum values of the slope (0.011 and 0.016 for 440–565 nm) for the Gulf of Mexico waters,¹⁹ the estimated GD 's are 2.11 and 1.74, respectively. These values are within 10% of 1.93, the estimate with the average slope. Nevertheless, GD is very sensitive to changes of a_{ph443}^* , which is the chl -specific absorption coefficient of phytoplankton. With our method of estimating GD , it decreases with an increase of a_{ph443}^* , and vice versa. Data from the Georges Bank region (northwestern Atlantic),²³ corrected for differences between high-performance liquid chromatography and fluorometric methods to measure chl , yield $a_{ph443}^* = 0.05 \text{ m}^2 \text{ mg}^{-1}$ for $chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$. With this very high a_{ph443}^* value, GD is 0.43. The lowest values of a_{ph443}^* for temperate and tropical oceans¹⁶ are near $0.018 \text{ m}^2 \text{ mg}^{-1}$, for $chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$, and in these cases GD is 3.66.

The fact that the CZCS bio-optical algorithm for case I waters has a r^2 equal to 0.96 (Ref. 17) indicates that for large oceanic areas there is a significant covariance between a_{gd443} and a_{ph443} . Thus, our GD estimate is an average for a_{gd443}/a_{ph443} as contained implicitly in the CZCS algorithm for case I waters.

Using field data on $a_{T\lambda}$ ¹⁴ and $K_{T\lambda}$,²⁴ researchers have made attempts to develop empirical expressions to estimate the relative contributions of the four optical components of seawater. These empirical expressions have been very successful in reconstructing the spectral total absorption curves and the spectral attenuation coefficient curves. However, the methods that were used left all or some of the covariant contribution of CDOM and detritus implicit in the expressions to estimate that of phytoplankton. For example, in one case a_{gd440} was considered to be $\sim 20\%$ of a_{T440} .¹⁴ This is a lower contribution by CDOM than our result indicates. For example, for $chl = 1.0 \text{ mg m}^{-3}$, the contribution of CDOM plus detritus to the total absorption at 440 nm is 57% (the contribution by CDOM alone should be approximately $0.65 \times 57\% = 37\%$). Further-

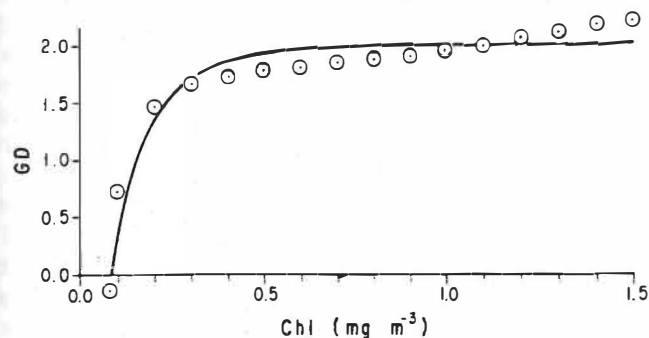


Fig. 1. GD versus chl for the range $0.08 < chl < 1.5 \text{ mg m}^{-3}$. The open circles with dots represent calculated values, and the solid curve represents the equation $GD = 2[1 - \exp[-9(chl - 0.08)]]$.

are, our result implies a variable relative contribution, because absorption by CDOM plus detritus varies with chl and that by water is constant (i.e., $a_{\text{chl}} = 0.5 \text{ mg m}^{-3}$, the contribution of CDOM plus detritus to the total absorption at 440 nm is 50%, and $a_{\text{chl}} = 1.5 \text{ mg m}^{-3}$ it is 59%). The low explicit contribution of CDOM in the treatment to adjust curves¹⁴ was due to an overestimate of the phytoplankton contribution. The C' coefficient for $a_{\text{chl}} = 1 \text{ mg m}^{-3}$, which is equivalent to $a_{\text{ph}440}^*$, was taken to be 0.077 m^{-1} . This value is greater than 2 times that of the mean $a_{\text{ph}440}^*$, measured directly in natural samples with the lowest package effect.¹⁶ The high C' values caused relatively low values for CDOM absorption to compensate and to make a good adjustment of the model to the field $a_{\text{T}440}$ data.

In the case for $K_{\text{T}440}$,²⁴ at the same time the belief is expressed that the contribution by CDOM is negligible, in reality the phytoplankton component [$K_{\text{C}(\lambda)}$] explicitly has the contribution of the covariant CDOM plus detritus.¹³ For example, for $\text{chl} = 1 \text{ mg m}^{-3}$, $a_{\text{g}440} = 0.163 \text{ m}^{-1}$ is large enough to include much more than just $a_{\text{ph}440}^*$. Often the assumption is made that $a_{\text{g}(\lambda)}$ becomes negligible in oligotrophic waters. This belief was initiated in the 1960's and 1970's, when available methodology for water sample analysis did not yield precise measurements of $a_{\text{g}(\lambda)}$ in the visible range. There is a report of $a_{\text{g}375} = 0.03 \text{ m}^{-1}$ for the Sargasso Sea²⁵ (off Bermuda). This is equivalent to $a_{\text{g}440} = 0.012 \text{ m}^{-1}$. Measurements in the 1970's had an accuracy of 0.01 m^{-1} , and this led to references to the Bermuda $a_{\text{g}440}$ value as indicative of virtually absent CDOM,²² with $\text{chl} = 0.1 \text{ mg m}^{-3}$, $a_{\text{ph}440} = 0.0032 \text{ m}^{-1}$,¹⁶ and $a_{\text{w}440} = 0.0145 \text{ m}^{-1}$.²⁶ Thus it can be appreciated that those low $a_{\text{g}440}$ values measured for oligotrophic waters are really negligible compared with the absorption of the other optical components. Measurements of $a_{\text{g}440}$ for the Gulf of Mexico waters¹⁹ are also evidence of this.

Both, the $a_{\text{g}440}/a_{\text{ph}440}$ for the Gulf of Mexico waters and the $a_{\text{d}436}/a_{\text{ph}436}$ for tropical and temperate seas do not decrease with low chl values. On one hand, the proportion of absorption by detritus, with respect to total particles, does not exhibit any strong pattern as a function of chl, and there is a larger data dispersion with $\text{chl} < 0.5 \text{ mg m}^{-3}$.¹⁶ On the other hand, the Gulf of Mexico data¹⁹ show that in a case in which chl was 0.08 mg m^{-3} , $a_{\text{g}440}/a_{\text{ph}440}$ was 1.37. Thus our low GD values for $\text{chl} < 0.5 \text{ mg m}^{-3}$, mainly the zero value for $\text{chl} = 0.08 \text{ mg m}^{-3}$, are not supported by values deduced from measurements of absorption by phytoplankton, CDOM, and detritus in water samples.

Our low GD values for $\text{chl} < 0.5 \text{ mg m}^{-3}$ may be an artifact of the way the CZCS algorithm is expressed. The $\log \text{chl}$ versus $\log(L_{\text{u}443}/L_{\text{u}550})$ relationship for case I waters has a constant slope that only applies within a certain chl range.¹⁷ For example, if we calculate $L_{\text{u}443}/L_{\text{u}550}$ for $\text{chl} = 0.01 \text{ mg m}^{-3}$, we obtain an unrealistic value of 15.87. As mentioned above,

for the purpose of retrieving the pigment concentration from the corrected satellite radiance data, the chl range is $0.08\text{--}1.5 \text{ mg m}^{-3}$. However, from our results and from published data on CDOM and detritus absorption coefficients, it seems that the appropriate chl range for estimating GD is $0.5\text{--}1.5 \text{ mg m}^{-3}$. There is a geometric effect caused by the CZCS algorithm being expressed as a linear regression of $\log \text{chl}$ versus $\log(L_{\text{u}443}/L_{\text{u}550})$. This effect causes the GD versus chl diagram to be a sigmoid curve with values decreasing abruptly with $\text{chl} < 0.2 \text{ mg m}^{-3}$, with a quasi-parallel to the x axis in the $0.5\text{--}1.5 \text{ mg m}^{-3}$ range, and increasing rapidly with $\text{chl} > 1.8 \text{ mg m}^{-3}$. Thus we propose that $GD = 2$ is adopted for case I waters. Then the absorption of CDOM plus detritus at 443 nm may be calculated with the expression $a_{\text{gd}443} = 2a_{\text{ph}443}^* \text{chl}$.

References

1. T. Platt and S. Sathyendranath, "Oceanic primary production: estimation by remote sensing at local and regional scales," *Science* **241**, 1613–1620 (1988).
2. S. Sathyendranath, T. Platt, E. P. W. Horne, W. G. Harrison, O. Ulloa, R. Outerbridge, and N. Hoepffner, "Estimation of new production in the ocean by compound remote sensing," *Nature* **353**, 129–133 (1991).
3. W. M. Balch, M. R. Abbott, and R. W. Eppley, "Remote sensing of primary production, I. A comparison of empirical and semianalytical algorithms," *Deep-Sea Res.* **36**, 281–295 (1989).
4. W. M. Balch, R. Evans, J. Brown, G. Feldman, C. McClain, and W. Esaias, "The remote sensing of ocean primary productivity: use of a new data compilation to test satellite algorithms," *J. Geophys. Res.* **97**, 2279–2293 (1992).
5. R. W. Austin and T. J. Petzold, "The determination of the diffuse attenuation coefficient of sea water using the coastal zone color scanner," in *Oceanography from Space*, J. R. F. Gower, ed. (Plenum, New York, 1981), pp. 239–256.
6. J. T. O. Kirk, *Light and photosynthesis in aquatic ecosystems*, (Cambridge U. Press, Cambridge, 1983), p. 401.
7. T. Platt, S. Sathyendranath, C. M. Caverhill, and M. R. Lewis, "Ocean primary production and available light: further algorithms for remote sensing," *Deep-Sea Res.* **35**, 855–879 (1988).
8. A. Morel and J. F. Berthon, "Surface pigments, algal biomass profiles, and potential production of the euphotic layer: relationships reinvestigated in view of remote-sensing applications," *Limnol. Oceanogr.* **34**, 1545–1562 (1989).
9. R. W. Preisendorfer, "Application of radiative transfer theory to light measurements in the sea," *Union Geodes. Geophys. Int. Monogr.* **10**, 11–30 (1961).
10. S. Sathyendranath and T. Platt, "The light field in the ocean: its modification and exploitation by the pelagic biota," in P. J. Herring, A. K. Campbell, M. Withfield, and L. Maddock, eds., *Light and Life in the Sea* (Cambridge U. Press, Cambridge, 1990), pp. 3–18.
11. H. R. Gordon and A. Y. Morel, *Remote Assessment of Ocean Color for Interpretation of Satellite Visible Imagery: A review*, Vol. 4 of Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies (Springer-Verlag, New York, 1983).
12. T. L. Petzold, "Volume scattering functions for selected ocean waters," SIO Ref. 72-78 (Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, Calif., 1972).
13. H. R. Gordon, O. B. Brown, R. H. Evans, J. W. Brown, R. C. Smith, K. S. Baker, and D. K. Clark, "A semianalytic radiance model of ocean color," *J. Geophys. Res.* **93**, 10909–10924 (1988).

14. L. Prieur and S. Sathyendranath, "An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption curves of phytoplankton pigments, dissolved organic matter, and other particulate materials," *Limnol. Oceanogr.* **26**, 671-689 (1981).
15. J. S. Cleveland and M. J. Perry, "A model for partitioning particulate absorption into phytoplanktonic and detrital components," *Deep-Sea Res.* **41**, 197-221 (1994).
16. J. S. Cleveland, "Regional models for phytoplankton absorption as a function of chlorophyll *a* concentration," *J. Geophys. Res.* **100**, 13333-13344 (1995).
17. H. R. Gordon, D. K. Clark, J. W. Brown, O. B. Brown, R. H. Evans, and W. W. Broenkow, "Phytoplankton pigment concentrations in the middle Atlantic Bight: comparison of ship determinations and CZCS estimates," *Appl. Opt.* **22**, 20-36 (1983).
18. K. Kalle, "The problem of Gelbstoff in the sea," *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.* **4**, 91-104 (1966).
19. K. L. Carder, R. G. Steward, G. R. Harvey, and P. B. Ortner, "Marine fulvic and humic acids: their effects on remote sensing of ocean chlorophyll," *Limnol. Oceanogr.* **34**, 68-81 (1989).
20. J. E. Tyler, and R. C. Smith, *Measurements of Spectral Irradiance Underwater* (Gordon & Breach, New York, 1970).
21. O. V. Kopelevich and V. I. Burenkov, "Relation between the spectral values of the light absorption coefficients of sea water, phytoplankton pigments, and the yellow substance," *Oceanology* **17**, 278-282 (1977).
22. A. Bricaud, A. Morel, and L. Prieur, "Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains," *Limnol. Oceanogr.* **26**, 43-53 (1981).
23. N. Hoepffner and S. Sathyendranath, "Bio-optical characteristics of coastal waters: absorption spectra of phytoplankton and pigment distribution in the western North Atlantic," *Limnol. Oceanogr.* **37**, 1652-1659 (1992).
24. K. S. Baker and R. C. Smith, "Bio-optical classification and model of natural waters. 2," *Limnol. Oceanogr.* **27**, 500-509 (1982).
25. A. Ivanoff, N. G. Jerlov, and T. H. Waterman, "A comparative study of irradiance, beam transmittance and scattering in the sea near Bermuda," *Limnol. Oceanogr.* **6**, 129-148 (1961).
26. R. C. Smith and K. S. Baker, "Optical properties of the clearest natural waters (200-800 nm)," *Appl. Opt.* **20**, 177-184 (1981).

APENDICE 2

(sometido a Applied Optics)

The vertical attenuation coefficient of photosynthetically active radiation (PAR) as a function of chlorophyll concentration and depth in case I waters

Alma D. Giles-Guzmán¹ and Saúl Alvarez-Borrego^{1,2}

¹División de Oceanología
Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, B. C.
Ensenada, Baja California, México
²Instituto de Investigaciones Oceanológicas
Universidad Autónoma de Baja California
Ensenada, Baja California, México

Based on empirical relations found in the literature, relatively simple mathematical models of the average of the total absorption of seawater ($\bar{a}_{T(z, Chl)}$), the chlorophyll-specific absorption coefficient of phytoplankton ($\bar{a}_{ph(z, Chl)}^*$), and the backscattering coefficient ($\bar{b}_{b(Chl)}$), weighted by the in situ spectral distribution of photosynthetically active scalar irradiance (PAR), as functions of chlorophyll concentration and depth, were developed. The models for $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ and $\bar{b}_{b(Chl)}$ may be used to calculate a variable coefficient of vertical attenuation of PAR ($\bar{K}_{o(z, Chl)}$), and therefore to estimate the vertical profile of PAR as an input to algorithms for primary productivity. One application of $\bar{a}_{ph(z, Chl)}^*$ may be the correction of the initial slope of the photosynthesis-irradiance curve ($\bar{a}_{(z)}^*$) for the in situ spectral distribution of PAR and the package effect.

1. Introduction

Primary productivity [$P(z)$] is of as much, or more, ecological interest as the photosynthetic biomass of phytoplankton, and it is often required to make an estimate of the rate of primary production given information on the biomass.¹ Bio-optical models to estimate $P(z)$ in the ocean, based on analysis of photosynthesis-irradiance (P-E) curves, are mathematically

tedious but give predictive capability by permitting continuous calculation of photosynthesis based on the rate of light absorbed.² Part of the tediousness arises from the decomposition of parameters and variables into spectral components, and from their variation with the composition of seawater (e.g., irradiance incident at depth [$E_{o(\lambda, z)}$], the phytoplankton absorption coefficient

$[a_{ph(\lambda, z)}])$. It would be much better if biological oceanographers could do the computations using single values for the in situ photosynthetically active radiation [PAR], and for an average of $a_{ph(\lambda, z)}$ $[\bar{a}_{ph(z)}]$. This average should be weighted by the shape of the in situ spectrum of PAR.

The objective of our study is to obtain relatively simple expressions of the weighted average values of the total absorption coefficient of seawater $[\bar{a}_{T(z)}]$, the backscattering coefficient $[\bar{b}_{b(z)}]$, and $\bar{a}_{ph(z)}$ (the phytoplankton chlorophyll-specific absorption coefficient $= \bar{a}_{ph(z)} / Chl$), as functions of chlorophyll concentration $[Chl]$ and depth, for case I waters (Chl up to 1.5 mg m^{-3}). With the first two we can then estimate values for a variable vertical attenuation coefficient of PAR $[\bar{K}_{o(z)}]$.

With $\bar{a}_{ph(z)}$ we can correct the initial slope of the (P-E) curve $[\bar{a}^*]$ for the in situ spectral distribution of PAR and the package effect, when calculating $P(z)$.

Using radiative transfer theory, Preisendorfer³ arrived at an expression to calculate the downwelling irradiance attenuation coefficient $[K_{d(z, \lambda)}]$ from the inherent optical properties [IOPs]. Because upwelling light is a small fraction of total light, the term in Preisendorfer's equation that estimates the backscattering of upwelling irradiance may be neglected.^{4,5} Also, the term for the diffuse backscattering coefficient may

be approximated by the inherent backscattering coefficient divided by the average cosine for downwelling light $[\bar{\mu}_{d(z)}]$ ⁶; thus

$$K_{d(z, \lambda)} = \frac{a_{T(z, \lambda)} + b_{b(z, \lambda)}}{\bar{\mu}_{d(z)}},$$

and we want to estimate

$$\bar{K}_{d(z)} = (\bar{a}_{T(z)} + \bar{b}_{b(z)}) / \bar{\mu}_{d(z)} \dots \dots (1)$$

There is no similar analytical expression for $\bar{K}_{o(z)}$, and scalar irradiance is the variable of interest for estimating phytoplankton photosynthesis. However, $K_{o(z)}$ is close in value to $K_{d(z)}$.⁷

We can estimate the scattering coefficient from Chl.⁶ With tabulated data on the volume scattering function,⁸ we can obtain the backscattering component $b_{b(z, \lambda)}$. Measurements of oceanic and coastal volume scattering functions indicate that $b_{b(z, \lambda)}$ is usually only 1-2% of $b_{(z, \lambda)}$, which implies that for case I waters $a_T \gg b_b$.⁹ Thus K is largely determined by the absorption coefficient, and hence its variation with phytoplankton abundance is determined by the variation of the absorption of phytoplankton and their associated material.⁹

The total absorption coefficient of seawater may be calculated by adding the absorption of the four optical components: pure seawater $[a_{w(\lambda)}]$ ¹⁰, phytoplankton $[a_{ph(\lambda)}]$, detritus $[a_{d(\lambda)}]$, and colored dissolved organic matter (CDOM) $[a_{g(\lambda)}]$. The phytoplankton absorption can be reasonably well characterized by a species-dependent specific

absorption coefficient at a single wavelength and a species-independent normalized spectrum.⁹ There are empirical relationships for predicting phytoplankton absorption spectra from *Chl*.^{11,12} These relationships take into consideration the package effect. Also, an expression to estimate the absorption by CDOM plus detritus [$\alpha_{gd}(\lambda)$] in case I waters was derived from the Coastal Zone Color Scanner (CZCS) bio-optical algorithm.¹³

2. Estimate of the normalized spectral distributions of PAR at depth

Averages of the IOPs for the whole visible range have to be weighted by the shape of in situ spectral distributions of PAR. To generate these spectra, we used a spectrum of solar quantum irradiance at the sea surface, with measurements made under cloudless maritime atmospheres.^{7,14} We normalized this spectrum to keep only its shape, and then calculated the attenuation of relative monochromatic irradiances in a water column with constant *Chl*. To avoid the complication of the changing angular structure of light, we calculated the attenuation along its mean trajectory. We defined a $K'_{d(\lambda)} = \alpha_{T(\lambda)} + b_{b(\lambda)}$ to apply Lambert-Beer's law: $E_{(l2, \lambda)} = E_{(l1, \lambda)} \exp[-K'_{d(\lambda)}(l2 - l1)]$, where l is the mean trajectory length. Thus, we generated a series of in situ relative irradiance spectra [$E_{r(\lambda, chl, l)}$] for 0-200 m trajectory length, and

for the *Chl* range 0.1-1.5 mg m⁻³. Later on we transformed l to z with an expression for $\bar{\mu}_{d(z)}$.

Figure 1 shows some examples of the spectra of relative irradiance for different mean trajectory lengths. As expected, it can be observed that for low *Chl* values irradiances at short wavelengths remain relatively high as l increases, while irradiances for large λ 's decrease rapidly due to the absorption of water. For high *Chl* values, irradiances at short λ 's also decrease rapidly with l , although not as fast as those for long λ 's.

3. Weighted averages of the IOPs

Weighted averages of $\alpha_{w(\lambda)}$, $\alpha_{ph(\lambda)}$, $\alpha_{gd(\lambda)}$ (the absorption coefficient of CDOM plus detritus normalized per unit *Chl*), and $\alpha_{T(\lambda)}$ were calculated with expressions like $\bar{\alpha}_{(l, chl)} = \sum_{400}^{700} \alpha_{(\lambda, chl)} E_{r(\lambda, chl, l)} / \sum_{400}^{700} E_{r(\lambda, chl, l)} \dots \dots (2)$ We generated a family of curves for each IOP.

All average absorption coefficients tend to change with l from a surface value to an asymptotic one (Figs. 2 and 3, examples only shown to $l=100$ m). The average absorption of pure seawater decreases with l from a single surface value due to the well known effect of the strong absorption of red light by water. At depth, with high *Chl*'s there are lower values of irradiance at short λ 's relative to those with low *Chl*'s, and this causes

$\bar{a}_{w(l, Chl)}$ to increase with Chl (Fig. 2a). The average specific absorption of CDOM plus detritus has a more complicated behaviour than that of $\bar{a}_{w(l, Chl)}$. Its surface values decrease with Chl due to the covariance of a_{gd}^* and a_{ph}^* . With low Chl values, $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ increases with l up to an asymptotic value (as large as more than twice than the surface one for $Chl=0.1 \text{ mg m}^{-3}$) (Fig. 2b). This is due to the relative enrichment of short wave radiation when l increases, with low Chl 's. But, with middle (about 0.5 mg m^{-3}) to large values of Chl (1.5 mg m^{-3}), $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ reaches a maximum and then it decreases with l . The depth of this maximum decreases with Chl (Fig. 2b). For $Chl=0.5 \text{ mg m}^{-3}$ the $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ maximum is at about $l=100 \text{ m}$, and for $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ it is at about $l=10 \text{ m}$. The decrease of $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$ with l below the maximum is due to the relative impoverishment of short wave irradiance at depth with high Chl 's.

The average specific phytoplankton absorption coefficient decreases with Chl at the surface due to the package effect (Fig. 3a). With low Chl values $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ increases with l . This is an effect that has been observed previously with direct measurements of spectral irradiance and $\alpha_{ph(\lambda)}$.¹⁵ This augmentation of $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ with l is less pronounced as Chl increases. Similar to the

case for $\bar{a}_{gd(l, Chl)}^*$, but with a less accentuated change, there is a maximum of $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ for Chl values higher than 1.1 mg m^{-3} . This maximum is at about $l=30 \text{ m}$ for $Chl=1.2 \text{ mg m}^{-3}$, and it is at about $l=15 \text{ m}$ for $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$ (Fig. 3a). The average total absorption decreases rapidly with l in the first 15 m due to the strong decrease of $\bar{a}_{w(l, Chl)}$. In general, the behaviour of $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ with l resembles very much that of $\bar{a}_{w(l, Chl)}$ (Figs. 2a and 3b).

Strictu sensu, we also have to estimate the in situ average backscattering coefficient weighted by the spectral distribution of light at depth ($\bar{b}_{b(z)}$) to apply Eq. (1). This is equivalent to using a $\bar{\lambda}$, weighted by the spectral distribution of light at depth, in the expression to calculate b_λ as a function of Chl . However, since $\bar{b}_{b(z)}$ is so small compared to $\bar{a}_{T(z)}$, it is acceptable to estimate $\bar{b}_{b(z)}$ with the $\bar{\lambda}$ surface value. Values of $\bar{\lambda}$ change with depth from a single surface value near 550 nm to 440 nm and to 520 nm in the asymptotic region, for $Chl=0.1$ and $Chl=1.5 \text{ mg m}^{-3}$, respectively (not illustrated). Taking $\bar{\lambda}$ constant and equal to 550 nm , when calculating $\bar{b}_{b(z)}$, produces a maximum error of less than 1% in $\bar{K}_{o(z)}$. Thus, for our purpose $\bar{b}_b$ may be taken as constant with depth and only changing as a function

of Chl . Therefore, from references 6, 8 and 16, we propose the following expression to estimate

$$\bar{b}_{b(Chl)}: \\ \bar{b}_{b(Chl)} = 0.019[0.0015 + 0.3(Chl)^{0.62}]. \dots \dots (3)$$

4. Mathematical models for

$\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(l, Chl)}$

Data on $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ were adjusted to exponential expressions of the type

$$\bar{a}_{ph(l, Chl)}^* = n_1 + n_2[1 - \exp(-n_3 l)], \text{ and} \\ \bar{a}_{T(l, Chl)} = m_1 + m_2 \exp(-m_3 l),$$

respectively (Fig. 4a and b). In

the expression for $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$, n_1 is

the surface value, $\bar{a}_{ph(0, Chl)}^*$, n_2 is

the difference between the asymptotic and the surface values,

$$\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^* - \bar{a}_{ph(0, Chl)}^* \quad (\text{where}$$

$\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*$ is the value for $l=200$ m),

(Fig. 4a), and n_3 is the coefficient of the vertical structure

of $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$. In the expression for

$\bar{a}_{T(l, Chl)}$, m_1 is the asymptotic

value, $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$, m_2 is the difference between the surface and

the asymptotic values,

$$\bar{a}_{T(0, Chl)} - \bar{a}_{T(\alpha, Chl)} \quad (\text{Fig. 4b}), \text{ and } m_3$$

is the coefficient of the vertical structure of $\bar{a}_{T(l, Chl)}$.

Both, $\bar{a}_{ph(0, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(0, Chl)}$ change

almost linearly with Chl . The

linear regressions are:

$$\bar{a}_{ph(0, Chl)}^* = 0.0152 - 0.0022Chl; \text{ and}$$

$$\bar{a}_{T(0, Chl)} = 0.1599 + 0.0325Chl; \text{ with}$$

r^2 equal to 0.999 and 0.995,

respectively (Fig. 5a, b). On the

other hand, $\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(\alpha, Chl)}$

do not change linearly with Chl .

But, as a first approximation we

can represent these relationships

with linear expressions.

These simple linear regression

equations are:

$$\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^* = 0.0291 - 0.0104Chl \quad \text{and}$$

$$\bar{a}_{T(\alpha, Chl)} = 0.0221 + 0.0466Chl; \text{ with}$$

r^2 equal to 0.982 and 0.969,

respectively (Fig. 5a, b). Since

$\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ do not strictly

change exponentially with l , when

adjusting the exponential

expressions to our data we tried

to perform a better fit to the

near surface values than to those

of the asymptotic region, where

irradiance are very low. With

high irradiances near the sur-

face, the effect of any error of

$\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ and $\bar{a}_{T(l, Chl)}$ on the primary

productivity estimates is maxi-

mized. But, near or below the 1%

E_0 depth, the effect of errors

of these coefficients on the

water column primary productiv-

ity estimate is negligible.

In order to fit an exponential

equation to our $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$ values,

we still have to solve the

complication of the $\bar{a}_{ph(l, Chl)}^*$

subsurface maximum with high Chl

values (Fig. 3a). One way to avoid

this subsurface maximum is to

increase the $\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*$ values for

the high Chl 's. Thus, to repre-

sent $\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*$, we developed a

linear equation with two points:

one for $Chl=1.5$ and

$\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*=0.0145$; and other for

$Chl=0.25$ and $\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*=0.0265$. The

$\bar{a}_{ph(\alpha, Chl)}^*=0.0145$ is a little larger

than the subsurface maximum (Fig. 3a). This equation is $\bar{\alpha}_{ph(\alpha, Chl)}^* = 0.0289 - 0.0096Chl$, and it is part of the set of acceptable hypothesis within the linear regression's 95% confidence interval. This straight line departs little from the regression line (Fig. 5a) and it allows us to avoid the problem of the $\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^*$ subsurface maximum.

The coefficient of the vertical structure of $\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^*$, n_3 , changes non-linearly with Chl and l . As a first approximation, we generated n_3 values for $l=10$ m and changing Chl , and then with $Chl=0.8$ mg m⁻³ and changing l . Then, we run separate polynomial fits using a commercial software package and combined the two expressions. As a result, the equation to calculate n_3 is:

$$n_3 = 0.068 + 0.303Chl - 1.366(Chl)^2 + 2.554(Chl)^3 - 2.066(Chl)^4 + 0.602(Chl)^5 - 0.0036l + 8(10)^{-5}l^2 - 8(10)^{-7}l^3 + 4(10)^{-9}l^4 - 7(10)^{-12}l^5.$$

Thus, the equation to estimate $\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^*$ is:

$$\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^* = 0.0152 - 0.0022Chl + (0.0137 - 0.0074Chl)[1 - \exp(-n_3l)] \dots (4)$$

Data generated by this model coincides very closely with the original $\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^*$ values from the surface to about $l=30$ m (Fig. 3a); in the asymptotic region, differences between the two sets of values are due to the linear representation of $\bar{\alpha}_{ph(\alpha, Chl)}^*$ and the increase of its values to avoid

the $\bar{\alpha}_{ph(l, Chl)}^*$ subsurface maximum. The highest degree terms in the n_3 expression make a significant contribution only for large l and Chl values.

The coefficient of the vertical structure of $\bar{\alpha}_{T(l, Chl)}$, m_3 , also changes non-linearly with Chl and l . Again, as a first approximation, we generated m_3 values for $l=10$ m and changing Chl , and then with $Chl=0.8$ mg m⁻³ and changing l and, as a result of the polynomial fits, the equation to calculate m_3 is:

$$m_3 = 0.3025 - 0.212Chl + 0.258(Chl)^2 - 0.187(Chl)^3 + 0.083(Chl)^4 - 0.014(Chl)^5 - 0.0093l + 2(10)^{-4}l^2 - 2(10)^{-6}l^3 + 9(10)^{-9}l^4 - 1.47(10)^{-11}l^5.$$

Therefore, the equation to estimate $\bar{\alpha}_{T(l, Chl)}$ is:

$$\bar{\alpha}_{T(l, Chl)} = 0.0221 + 0.0466Chl + (0.1378 - 0.0141Chl)[\exp(-m_3l)] \dots (5)$$

There is good agreement between the $\bar{\alpha}_{T(l, Chl)}$ model and the original data from the surface to about $l=30$ m (Fig. 3b). In the whole water column, the agreement is best for the highest Chl values. Notice that in the asymptotic region the differences between the two sets of data change sign when Chl changes from low to high values. This is due to the non-linear relation between $\bar{\alpha}_{T(\alpha, Chl)}$ and Chl . These differences have very little effect on the integrated primary productivity estimates because at depths corresponding to $l > 40$ m PAR is small.

5. The average cosine for downwelling light

Now that we have expressions to estimate $\bar{a}_{T(l,chl)}$ and $\bar{b}_{b(chl)}$, weighted by the spectral distribution of light at depth, we need to estimate $\bar{\mu}_{d(z)}$ to transform the l 's into z 's, and to calculate $\bar{K}_{o(z)}$ corrected for the angular distribution of light at depth. There is no consensus on the vertical profile of $\bar{\mu}_{d(z)}$. There are two alternatives: to assume that the underwater light field is sufficiently diffused to allow $\bar{\mu}_{d(z)}$ to be approximated by the asymptotic average cosine ($\bar{\mu}_{d(\infty)}$);¹⁷ or to assume an exponential decay of $\bar{\mu}_{d(z)}$ from a surface to an asymptotic value.¹⁸ Comparison of calculated and measured PAR vertical profiles will help us to decide which alternative is better.

Using Monte Carlo simulations, a value of $\bar{\mu}_{d(\infty)}=0.72$ has been calculated, for $b(z):a_{T(z)}=5.18, 19$. Our $b(z):a_{T(z)}$ values are around 4.85. Therefore, as a first alternative, the constant value $\bar{\mu}_{d(\infty)}=0.72$ may be adopted for the whole water column of case I waters. On the other hand, we can use the expression $\bar{\mu}_{d(z)} = \bar{\mu}_{d(\infty)} + (\bar{\mu}_{d(0)} - \bar{\mu}_{d(\infty)}) \exp[-p_z z]$.²⁰

Based on the sun's zenith angle $[\theta]$ (measured in the air), the value of the average cosine immediately under the sea surface may be estimated as a function of wavelength ($\bar{\mu}_{d(0-\lambda)}$).²¹ Using these data, we obtained an average curve with $\lambda=550$ nm, and

for atmospheric visibilities of 23-50 km:

$$\bar{\mu}_{d(0-)} = 0.967 - 3(10)^{-4}\theta - 5(10)^{-5}\theta^2.$$

It is not possible to obtain a single exact mathematical expression to represent all values of $\bar{\mu}_{d(z)}$, because p_z changes with the albedo [$w_o = b/(a_T + b)$] and wavelength,²⁰ and with large θ values $\bar{\mu}_{d(z)}$ does not change monotonically with depth, it presents a minimum within the first two optical depths.¹⁹ Thus, as a first approximation for case I waters, from references 18, 19, and 20, we may calculate $\bar{\mu}_{d(z)}$ as follows:

$$\bar{\mu}_{d(z)} = 0.72 + (\bar{\mu}_{d(0-)} - 0.72) \exp[-0.06z] \dots (6)$$

for θ values in the range 0° - 65° ; and for larger θ values we may take $\bar{\mu}_{d(z)}=0.72$ invariable with z . For a flat sea surface, refraction at the air-water boundary limits an effective θ to values $<48^\circ$ for the light transmission from air to water. Nevertheless, sea surface waves allow for larger effective θ 's.²²

Discussion

The weighted average phytoplankton absorption coefficient has been called the effective absorption coefficient

$$[a_{eff} = \bar{a}_{ph(z,chl)}^* chl].^{15}$$

With low chl values, a_{eff} , $\bar{a}_{ph(z,chl)}^*$, and $\bar{a}_{gd(z,chl)}^*$ increase with depth due to the relative enrichment of light at short wavelengths. With low chl 's (blue waters), a 50% increase of a_{eff} relative to the surface value was reported.¹⁵ In our case, with $chl=0.01$ mg m^{-3} , $\bar{a}_{ph(z,chl)}^*$

increased up to 75% in the asymptotic region (Fig. 3a). Thus, with low *Chl*'s, ignoring the changing shape of the light spectrum at depth, an arithmetic average of the chlorophyll-specific phytoplankton absorption coefficient would underestimate the amount of absorbed energy, and it would overestimate the maximum quantum yield of photosynthesis [$\phi_{\max}$].¹⁵

The rapid decrease of $\bar{\alpha}_{T(l, Chl)}$ near the surface (Fig. 3b) causes a similar decrease of $\bar{K}_{d(z, Chl)}$, a behavior that has been described before.²²

The photosynthetically usable radiation [PUR] may be calculated from PAR and $\bar{\alpha}_{ph(z, Chl)}^*$ with the expression:

$PUR_{(z)} = \bar{\alpha}_{ph(z, Chl)}^* PAR_{(z)} / \alpha_{(Chl, 440)}^*$. In models that use P-E parameters and scalar irradiance to estimate primary productivity, α^* has to be corrected for the in situ spectra of light.¹ The initial slope is strongly dependent on λ . The shape of the photosynthetic action spectrum, $\alpha_{(\lambda)}^*$, may be assumed to be the same as that of $\alpha_{ph(Chl, \lambda)}^*$, neglecting non-photosynthetic pigments.²³ When estimating the initial slope from the ¹⁴C incubation data, in reality we are estimating $\bar{\alpha}_{(z)inc}^*$ an average of $\alpha_{(\lambda)}^*$ weighted by the spectral distribution of the incubator's light. To calculate $\phi_{\max(z)}$, it is necessary to use $\bar{\alpha}_{ph(Chl)inc}^*$ the average of $\alpha_{ph(Chl, \lambda)}^*$ also weighted by the spectral distribution of light in the

incubator:

$$\phi_{\max(z)} = 0.02315 \bar{\alpha}_{(z)inc}^* / \bar{\alpha}_{ph(Chl)inc}^*$$

where 0.02315 is a factor to convert mgC to mol C, hours to s, and μ mol cuanta to mol cuanta. Then, the in situ value of $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ is:

$$\bar{\alpha}_{(z)}^* = \phi_{\max(z)} \bar{\alpha}_{ph(z, Chl)}^* / 0.02315 \dots \dots \dots (7)$$

Due to the scarcity of P-E data, $\phi_{\max}$ is often assumed to be constant for large depth intervals, at least for the first half of the euphotic zone.^{1,25} In those cases, Eq. (7) corrects $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ not only for the in situ spectra of irradiance, but also for the package effect. PAR is transformed to PUR with the corrected initial slope in the expression to calculate $P_{(z)}$.¹

The shape of $\alpha_{ph(Chl, \lambda)}^*$ does not change much with time and space. Furthermore, the absorption peak in the red band does not matter at depths greater than few m. But the magnitude of $\alpha_{ph(Chl, \lambda)}^*$ may change considerably. For example, different results have been reported for $\alpha_{ph(Chl, 440)}^*$.^{12,24,25}

When using $\bar{\alpha}_{(z)inc}^*$ data to follow the procedure described above to obtain a corrected $\bar{\alpha}_{(z)}^*$ with Eq. (7), the magnitude of $\alpha_{ph(Chl, 440)}^*$ is irrelevant because different $\alpha_{ph(Chl, 440)}^*$'s for the same *Chl* value produce, and are compensated by, different $\phi_{\max(z)}$ values. When correcting $\bar{\alpha}_{(z)}^*$, what matters is that the shapes of $\alpha_{(\lambda)}^*$ and $\alpha_{ph(Chl, \lambda)}^*$ are similar.

Our models for the absorption coefficients were deduced from data derived for homogeneous water columns (Figs. 2 and 3). Thus, we have in each case a family of relatively regular curves that allowed us to derive exponential representations of general application for case I waters. But, real *Chl* profiles often have a shape that includes a deep *Chl* maximum [DCM] near the bottom of the euphotic zone,²⁶ and this may produce errors in the estimates of $\bar{K}_{o(z)}$, $E_{o(z)}$, and $P_{(z)}$ integrated for the whole euphotic zone [$P_{(integ)}$]. For example, consider the case where $Chl=0.8 \text{ mg m}^{-3}$ at the surface, 1.3 at 10 m, 1.45 at 20 m, 0.9 at 40 m, and 0.3 at 60 m. When our model to estimate $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ is applied to these data to calculate the absorption value for 10 m, we are implicitly assuming that all 10 m above this point have $Chl=1.3 \text{ mg m}^{-3}$; when we calculate $\bar{a}_{T(z, Chl)}$ for 20 m we are assuming that all 20 m above this point have the same $Chl=1.45 \text{ mg m}^{-3}$; and so on. Errors arise because, when weighting the averages of the IOP's, we used light spectra that were generated without recognizing the real vertical *Chl* variation in each particular case. Vertical profiles of *Chl* are often non-homogeneous and depend on the nutrient supply, turbulence or degree of stratification, irradiance regime, etc.²⁴ We would not be able to generate general mathematical expressions for the weighted averages of the IOP's from real *Chl* profiles.

Thirty *Chl* profiles from the California Current System (CCS), covering the range 0.1-1.5 mg m^{-3} , were used to analyze the magnitude of the errors arisen from the application of our models to non-homogeneous *Chl* vertical profiles. Each *Chl* profile was generated with statistical models developed for regions within the CCS.²⁶ The advantage of this procedure is that we had *Chl* data for any depth. We compared the results obtained by applying our models to generate the averages of the IOP's, and those obtained by generating the set of in situ spectra of irradiance allowing *Chl* to change with z in each case. Variables of interest to compare are: the in situ relative scalar irradiance [$E_{r(z)}$], expressed in percentage of irradiance incident just below the sea surface; and $P_{(integ)}$.

A model to estimate $P_{(z)}$ ¹ was used in two forms: with and without correcting the initial slope for the spectral distribution of light and the package effect. In both cases the assimilation number [P_m^*] and $\phi_{\max}$ were constant with z , and equal to $8.6 \text{ mgC mgChl}^{-1} \text{ h}^{-1}$ and $0.1 \text{ mol C (mol cuanta)}^{-1}$, respectively.²⁵ In the first case the expression is:

$$P_{(z)} = \frac{P_m^* Chl_{(z)} \alpha^* E_{(z)}}{[(P_m^*)^2 + E_{(z)}^2 (\alpha^*)^2]^{1/2}},$$

where α^* was calculated for the surface and was kept constant. In the second case the expression is:

$$P_{(z)} = \frac{P_m^* \phi_{\max} Chl_{(z)} \bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* E_{(z)}}{[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{\max})^2]^{1/2}} \dots (8)$$

The two resulting sets of $\bar{\alpha}_{ph(z, Chl)}^*$ and $\bar{K}_{o(z)}$ data had practically the same values from the surface to about half the euphotic zone. In spite of relatively large differences in the asymptotic region they produced very good agreement between their respective estimates of $E_{r(z)}$ and $P_{(integ)}$. The mean of the $E_{r(z)}$ differences ($E_{r(z)mod} - E_{r(z)nonhom}$ for 10, 20 and 30 m were 0.15 (0.15% of the irradiance incident just under the sea surface), 0.23, and 0.20, respectively. These mean differences are lower than the instrumental errors of direct irradiance measurements. The standard errors of these means were 0.03, 0.07, and 0.10, respectively. The mean of the difference

$100(1 - P_{(integ)nonhom}/P_{(integ)mod})$ was -0.1%, with a standard error of 0.38%, and a range of -5.6 to 5.9%. These differences are not significant. Thus, our models produce acceptable results with non-homogeneous *Chl* profiles.

With low *Chl*'s, neglecting the correction of the initial slope underestimates P_{integ} by as much as >27%; with high *Chl*'s, it slightly overestimates P_{integ} in case I waters.

From Eq. (8) and the expression $P_{(z)} = \phi_{(z)} PUR$, we can deduce an expression to calculate $\phi_{(z)}$ from $\phi_{\max}$ and $\bar{\alpha}_{ph(z, Chl)}^*$:

$$\phi_{(z)} = \frac{0.02315 P_m^* \phi_{\max}}{[(0.02315 P_m^*)^2 + E_{o(z)}^2 (\bar{\alpha}_{fito(Chl, z)}^* \phi_{\max})^2]^{1/2}}$$

Finally, we need to compare calculated and measured $E_{o(z)}$ profiles, and their resulting P_{integ} 's. For that purpose, we used CalCOFI 1986-1990 *Chl* and scalar PAR data. PAR data was obtained with a BQSIM, QSR-240 model, irradiator. Some of the measured $E_{o(z)}$ are irregular; in some cases irradiance increases with depth for a certain interval. A well known phenomenon is the strong irregularities near the surface, mostly due to waves. Sea surface waves cause focusing and defocusing of sunlight, sometimes exceeding the time-average irradiance by >50% (up to 1.5 $\bar{E}$).²⁷ Some of the irregularities of the measured $E_{o(z)}$, positive or negative, last for a relative large depth interval, and they may be due to electronic noise in the irradiator.

Measured $E_{o(z)}$'s were normalized so that all values were expressed in percentage of irradiance measured just below the surface. Calculated irradiances overestimated the measured $E_{o(z)}$'s, both calculating $\bar{K}_{o(z)}$ with a constant $\bar{\mu}_d = 0.72$ or with a variable $\bar{\mu}_{d(z)}$. The best similarities between measured and calculated profiles were obtained using $\bar{\mu}_d = 0.72$ in the model. With $n=10$, the mean of the differences $E_{o(z)measured} - E_{o(z)calculated}$ for 10, 20 and 30 m depth were -7.5 (7.5% of irradiance incident at the surface), -2.6, and 0.3, respectively; and their standard errors were 2.7, 1.6, and 1.0, respectively. The mean of the percent differences between the

integrated primary productivities calculated with Eq. 8, and the measured and calculated

$E_{o(z)}$'s $((POP_{integ(E_{medida})}/POP_{integ(E_{calculada})}-1) \times 100)$, was -5.9%, with a standard error of 6.4. When irradiances were calculated with a variable

$\mu_d(z)$, the integrated primary productivity differences were larger with a mean of -15% and a standard error of 5.7.

Figure 5 shows some examples of comparisons between the two types of $E_{o(z)}$ profiles. While profiles resulting from the models are smooth, those resulting from measurements in some cases have abrupt changes in the $E_{o(z)}$ variation rate. Thus, possibly, most of the differences between measured and calculated $E_{o(z)}$'s are due to errors in the measurements.

References

1. S. Sathyendranath and T. Platt, "Underwater light field and primary production: Application to remote sensing," in *Ocean Colour: Theory and Applications in a Decade of CZCS Experience*, V. Barale and P. M. Schlittenhardt, eds. (ECSC, EEC, EAEC, Brussels, 1993), pp. 79-93.
2. P. G. Falkowski and J. A. Raven, *Aquatic photosynthesis*, (Blackwell Science, Oxford, 1997), p. 375.
3. R. W. Preisendorfer, "Application of radiative transfer theory to light measurements in the sea." *Union Geodes. Geophys. Inst. Monogr.* **10**, 11-30 (1961).
4. S. Sathyendranath and T. Platt, "The spectral irradiance field at the surface and in the interior of the ocean: A model for applications in oceanography and remote sensing," *J. Geophys. Res.* **93**, 9270-9280 (1988).
5. H. R. Gordon, "Modeling and simulating radiative transfer in the ocean," in *Oxford Monographs on Geology and Geophysics No. 25: Ocean Optics*, R. W. Spinrad, K. L. Carder, and M. J. Perry, eds. (Oxford U. Press, New York, 1994), pp. 3-39.
6. H. R. Gordon and A. Morel, *Remote Assessment of Ocean Color for Interpretation of Satellite Visible Imagery: A review*, Vol. 4 of *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies* (Springer-Verlag, New York, 1983), p. 114.
7. J. T. O. Kirk, *Light and photosynthesis in aquatic ecosystems*, (Cambridge U. Press, Cambridge, 1983), p. 401.
8. T. L. Petzold, "Volume scattering functions for selected ocean waters," *SIO Ref.* 72-78 (Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, Calif., 1972).
9. H. R. Gordon, O. B. Brown, R. H. Evans, J. W. Brown, R. C. Smith, K. S. Baker, and D. K. Clark, "A semianalytic radiance model of ocean color," *J. Geophys. Res.* **93**, 10,909-10,924 (1988).
10. R. M. Pope, *Optical absorption of pure water and seawater using the integrating cavity absorption meter*, Ph. D. Thesis (Texas A&M University, College Station, 1993), p. 243.

11. J. S. Cleveland and M. J. Perry, "A model for partitioning particulate absorption into phytoplanktonic and detrital components," *Deep-Sea Res.* **41**, 197-221 (1994).
12. J. S. Cleveland, "Regional models for phytoplankton absorption as a function of chlorophyll a concentration," *J. Geophys. Res.* **100**, 13333-13344 (1995).
13. A. D. Giles-Guzmán and S. Alvarez-Borrego, "Covariance of the absorption of phytoplankton, colored dissolved organic matter, and detritus in case I waters, as deduced from the Coastal Zone Color Scanner bio-optical algorithm," *Appl. Opt.* **35**, 2109-2113 (1996).
14. W. W. Gregg and K. L. Karder, "A simple spectral solar irradiance model for cloudless maritime atmospheres," *Limnol. Oceanogr.* **35**, 1657-1675 (1990).
15. A. Morel, "Available, usable, and stored radiant energy in relation to marine photosynthesis," *Deep-Sea Res.* **25**, 673-688 (1978).
16. A. Morel, "Optical properties of pure water and pure seawater," in *Optical aspects of oceanography*, N. G. Jerlov and E. Steemann Nielsen, eds. (Academic Press, London, 1974), pp. 1-24.
17. J. R. V. Zaneveld, Oregon State University, Corvallis, Or., personal communication.
18. J. T. O. Kirk, "A Monte Carlo study of the nature of the underwater light field in, and the relationships between optical properties of, turbid yellow waters," *Aust. J. Mar. Freshwater Res.* **32**, 517-532 (1981).
19. T. T. Bannister, "Model of the mean cosine of underwater radiance and estimation of underwater scalar irradiance," *Limnol. Oceanogr.* **37**, 773-780 (1992).
20. J. Berwald, D. Stramski, C.D. Mobley, and D.A. Kiefer, "Influences of absorption and scattering on vertical changes in the average cosine of the underwater light field," *Limnol. Oceanogr.* **40**, 1347-1357 (1995).
21. A. Morel, "Light and marine photosynthesis: A model with geochemical and climatological implications," *Progr. Oceanogr.* **26**, 263-306 (1991).
22. S. Sathyendranath, and T. Platt, "The light field in the ocean: Its modification and exploitation by the pelagic biota," in *Light and life in the sea*, P.J. Herring, A.K. Campbell, M. Withfield, and L. Maddock, eds. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1990), pp. 3-18.
23. M. Kyewalyanga, T. Platt, and S. Sathyendranath, "Photosynthetic action spectrum: estimation from phytoplankton absorption spectrum," *Proc. SPIE* **2963**, 290-295 (1997).
24. J.E. Valdez-Holguín, S. Alvarez-Borrego, and B.G. Mitchell, "Photosynthetic parameters of phytoplankton in the California Current System," *CalCOFI Rep.* **39**, 171-177 (1998).
25. A. Bricaud, M. Babin, A. Morel, and H. Claustre, "Variability in the chlorophyll-specific absorption coefficients of natural phytoplankton: Analysis and parameterization," *J. Geophys. Res.*, **100**, 13321-13332 (1995).

26. R. Millán-Núñez, S. Alvarez-Borrego, and C.C. Trees, "Modeling the vertical distribution of chlorophyll in the California Current System," J. Geophys. Res., **102**, 8587-8595 (1997).
27. J. Dera, S. Sagan, and D. Stramski, "Focusing of sunlight by sea surface waves: new measurement results from the Black Sea," Proc. SPIE **1749**, 65-72 (1992).