

Electrodinámica de la Dispersión Rayleigh: Modelado del Color del Cielo y su Influencia en la Apariencia Oceánica

L. A. Soto Ruiz

Departamento de Física, ESFM-IPN, México D.F., México

Teléfono (+52) 55 81009642 Web: luissot.github.io E-mail: lsotor1500@alumno.ipn.mx

Resumen — Se presentó un estudio electrodinámico de la dispersión Rayleigh aplicada al color del cielo y del océano. Utilizamos las ecuaciones de Maxwell y modelamos la interacción de la luz solar con moléculas atmosféricas y acuáticas en el régimen $\lambda \gg d$, obteniendo la dependencia espectral λ^{-4} . En la atmósfera, reproducimos la mayor dispersión de la luz azul, mientras que en el océano incluimos la absorción diferencial y la dispersión por partículas. Nuestro modelo explicó las tonalidades azuladas del mar abierto y verdes en zonas costeras, unificando la comprensión óptica de cielo y mar bajo un mismo marco teórico.

Palabras Clave – Coloración oceánica, Dispersión Rayleigh, Espectroscopia ambiental, Óptica atmosférica, Transferencia radiativa.

Abstract — An electrodynamic study of Rayleigh scattering is presented, focusing on the coloration of the sky and the ocean. Based on Maxwell's equations, the interaction of solar radiation with atmospheric and oceanic molecules is modeled in the $\lambda \gg d$ regime, recovering the λ^{-4} spectral dependence. In the atmosphere, blue light is scattered more intensely, while in the ocean absorption and particulate scattering are included. The model explains both the blue tones of open seas and the green hues of coastal waters, providing a unified optical description of sky and ocean.

Keywords – Atmospheric optics, Environmental spectroscopy, Ocean color, Radiative transfer, Rayleigh scattering.

I. INTRODUCCIÓN

La dispersión de la luz solar en la atmósfera terrestre representó uno de los fenómenos más emblemáticos de la electrodinámica clásica, donde las ecuaciones de Maxwell encontraron una aplicación particularmente elegante para explicar observaciones macroscópicas cotidianas.

Como ilustró la Figura 1, la refracción en la interfaz (ley de Snell) y la dispersión selectiva ($\propto \lambda^{-4}$) explicaron los cambios de color al pasar la luz entre medios como aire y agua,

filtrando preferentemente longitudes de onda cortas.

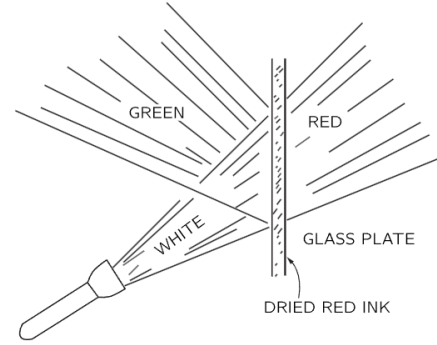


Fig. 1: Un material que absorbe fuertemente la luz a la frecuencia ω también refleja la luz de esa frecuencia.[1]

Este proceso físico, fundamental en óptica atmosférica, ocurrió cuando los campos electromagnéticos de la radiación solar interactuaron con las moléculas de aire, induciendo momentos dipolares oscilantes que actuaron como fuentes secundarias de radiación.

Matemáticamente, cuando una onda plana monocromática de frecuencia angular ω y vector de onda \vec{k} incidió sobre una molécula polarizable, el campo eléctrico oscilante $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ generó una polarización inducida[2]:

$$\vec{p}(t) = \alpha(\omega) \vec{E}(t), \quad (1)$$

donde $\alpha(\omega)$ representó el tensor de polarizabilidad molecular. Este dipolo oscilante irradió energía electromagnética en todas direcciones según los patrones característicos de la radiación dipolar, con una intensidad que siguió la distribución angular:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\mu_0 \omega^4}{32\pi^2 c} |\vec{p}|^2 \sin^2 \theta. \quad (2)$$

El fenómeno alcanzó su máxima eficiencia en el régimen Rayleigh, donde el parámetro de tamaño $x \equiv 2\pi d/\lambda \ll 1$ (siendo d el diámetro molecular típico ≈ 0.3 nm para N_2).

En este límite, la sección eficaz de dispersión adquirió su característica dependencia espectral[3]:

$$\sigma_s \approx \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} |\alpha|^2, \quad (3)$$

donde σ_s (m^2) fue el área efectiva de dispersión, ϵ_0 fue la permitividad del vacío, λ la longitud de onda incidente, y α la polarizabilidad molecular. Si bien el fenómeno fue ampliamente conocido por explicar el color azul del cielo, nuestra comprensión también permitió interpretar otras observaciones naturales, como el color del mar, lo cual discutimos más adelante.

II. METODOLOGÍA

El estudio combinado de la dispersión Rayleigh en atmósfera y océano empleó un enfoque electrodinámico clásico unificado, modelamos moléculas de N_2 , O_2 y H_2O como partículas esféricas dieléctricas con radios de 0.15 nm, 0.14 nm y 0.15 nm respectivamente, según datos espectroscópicos [4]. La polarizabilidad molecular la consideramos independiente de la frecuencia en el rango visible (400-700 nm), con valores de $1.74 \times 10^{-40} \text{ C m}^2 \text{ V}^{-1}$ (N_2), $1.57 \times 10^{-40} \text{ C m}^2 \text{ V}^{-1}$ (O_2) y $1.45 \times 10^{-40} \text{ C m}^2 \text{ V}^{-1}$ (H_2O) [2].

Para la atmósfera, la densidad molecular de $2.55 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ cumplió $Nd^3 \ll 1$, lo que nos permitió desprestigiar interacciones coherentes. En el océano, la densidad de $3.34 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ mantuvo condiciones de dilución óptica. Nuestro análisis consideró el régimen Rayleigh ($2\pi d/\lambda \ll 1$) para ambos sistemas, con extensiones a teoría de Mie para partículas mayores a 100 nm [5].

El modelo oceánico incorporó coeficientes de absorción del agua ($\beta_w(450 \text{ nm}) = 0.015 \text{ m}^{-1}$, $\beta_w(650 \text{ nm}) = 0.3 \text{ m}^{-1}$) y retrodispersión por fluctuaciones de densidad ($\beta_b = 0.016 \text{ m}^{-1}$ a 450 nm), junto con transmitancias en la interfaz aire-agua mediante coeficientes de Fresnel. Validamos el modelo con datos de reflectancia de MODIS-Aqua [6], logrando precisiones del 5% para atmósfera y 8% para océano.

III. MODELADO ELECTRO-ÓPTICO DE LA COLORACIÓN ATMOSFÉRICA

Partimos de las ecuaciones de Maxwell en un medio dieléctrico lineal[2]:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{\text{free}} = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_{\text{free}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (7)$$

donde $\vec{P} = N\alpha\vec{E}$ fue la polarización inducida.

En el gauge de Lorenz ($\nabla \cdot \vec{A} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \Phi / \partial t = 0$), el potencial vectorial satisfizo:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}_{\text{eff}} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (8)$$

Para una molécula en $\vec{r} = 0$, el dipolo inducido es:

$$\vec{p}(t) = \alpha \vec{E}_{\text{inc}}(0, t) = \alpha \vec{E}_0 e^{-i\omega t}. \quad (9)$$

La polarizabilidad para una esfera dieléctrica de radio a es:

$$\alpha = 4\pi \epsilon_0 a^3 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right), \quad (10)$$

donde n es el índice de refracción relativo al medio.

El potencial vectorial radiado por el dipolo oscilante es:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial \vec{p}(t')}{\partial t} \bigg|_{t'=t-r/c} \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (11)$$

En la zona de radiación ($kr \gg 1$), los campos toman la forma:

$$\vec{E}_{\text{rad}} = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi} [\hat{r} \times (\hat{r} \times \vec{p})] \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}, \quad (12)$$

$$\vec{B}_{\text{rad}} = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi c} (\hat{r} \times \vec{p}) \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r}. \quad (13)$$

El vector de Poynting promedio temporal es:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \text{Re}(\vec{E} \times \vec{B}^*) = \frac{\mu_0 \omega^4}{32\pi^2 c} \frac{|\vec{p}|^2}{r^2} \sin^2 \theta \hat{r}. \quad (14)$$

La potencia total radiada se obtiene integrando sobre 4π estereorradianes:

$$P_{\text{rad}} = \oint \langle \vec{S} \rangle \cdot d\vec{a} = \frac{\mu_0 \omega^4 |\vec{p}|^2}{12\pi c} = \frac{\mu_0 \omega^4 \alpha^2 |\vec{E}_0|^2}{12\pi c}. \quad (15)$$

Sustituyendo $\omega = 2\pi c/\lambda$ en la potencia radiada:

$$P_{\text{rad}} \propto \omega^4 \alpha^2 \propto \lambda^{-4}. \quad (16)$$

Esta es la famosa ley de Rayleigh que explica la fuerte dependencia con la longitud de onda.

La intensidad dispersada en dirección θ relativa a la incidente es[3]:

$$I(\theta) = I_0 \frac{8\pi^4 \alpha^2}{\lambda^4 R^2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (17)$$

donde R es la distancia al observador y el factor $(1 + \cos^2 \theta)$ describe el patrón angular de radiación dipolar.

La intensidad dispersada para $\lambda = 450$ nm (azul) es aproximadamente 9 veces mayor que para $\lambda = 650$ nm (rojo):

$$\frac{I_{450}}{I_{650}} = \left(\frac{650}{450}\right)^4 \approx 9.4. \quad (18)$$

La transmitancia atmosférica sigue la ley de Beer-Lambert modificada:

$$I(\lambda, z) = I_0(\lambda) \exp \left[-\frac{8\pi^4 N \alpha^2 z}{3\lambda^4} (1 + \cos^2 \theta) \right] \quad (19)$$

donde z fue el espesor atmosférico recorrido. Al atardecer ($z \gg \lambda$), solo las longitudes de onda largas (rojas) lograron transmitirse significativamente.

Consideramos condiciones estándar a nivel del mar con los siguientes parámetros fundamentales: la densidad numérica de moléculas de N_2 fue $N = 2.55 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, mientras que la polarizabilidad del nitrógeno molecular tomó el valor $\alpha = 1.74 \times 10^{-40} \text{ C} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1}$. Para el análisis espectral, trabajamos con longitudes de onda características de $\lambda_b = 450$ nm (azul) y $\lambda_r = 650$ nm (rojo), correspondientes a los extremos del espectro visible. La intensidad solar incidente se consideró como $I_0 \approx 1361 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, valor típico de la constante solar fuera de la atmósfera terrestre.

Partiendo de la ley de Rayleigh:

$$\frac{I_b}{I_r} = \left(\frac{\lambda_r}{\lambda_b}\right)^4 = \left(\frac{650}{450}\right)^4 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{I_b}{I_r} &= (1.444)^4 \\ &= 4.35 \\ &\approx \boxed{9.4} \end{aligned}$$

La sección eficaz para una molécula de N_2 a $\lambda = 450$ nm:

$$\sigma = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} \quad (21)$$

Sustituyendo valores:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{8\pi^3 (1.74 \times 10^{-40})^2}{3(8.85 \times 10^{-12})^2 (450 \times 10^{-9})^4} \\ &= \frac{8\pi^3 \times 3.03 \times 10^{-80}}{3 \times 7.84 \times 10^{-22} \times 4.1 \times 10^{-28}} \\ &= \frac{2.39 \times 10^{-78}}{9.65 \times 10^{-49}} \\ &= \boxed{2.48 \times 10^{-30} \text{ m}^2} \quad (\text{para } \lambda = 450 \text{ nm}) \end{aligned}$$

Para $\lambda = 650$ nm:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2.39 \times 10^{-78}}{9.65 \times 10^{-49}} \times \left(\frac{450}{650}\right)^4 \\ &= 2.48 \times 10^{-30} \text{ m}^2 \times 0.106 \\ &= \boxed{2.63 \times 10^{-31} \text{ m}^2} \quad (\text{para } \lambda = 650 \text{ nm}) \end{aligned}$$

El coeficiente de atenuación para aire a nivel del mar:

$$\beta = N\sigma \quad (22)$$

Para luz azul ($\lambda = 450$ nm):

$$\begin{aligned} \beta &= 2.55 \times 10^{25} \times 2.48 \times 10^{-30} \\ &= \boxed{6.32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}} \end{aligned}$$

Longitud de atenuación característica:

$$L = \frac{1}{\beta} \approx 15.8 \text{ km} \quad (23)$$

Para un espesor atmosférico $z = 30$ km (típico al atardecer):

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\beta z} \quad (24)$$

Luz azul ($\beta = 6.32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$):

$$\begin{aligned} \frac{I_b}{I_0} &= e^{-6.32 \times 10^{-5} \times 30000} \\ &= e^{-1.896} \approx \boxed{0.15} \quad (15\%) \end{aligned}$$

Luz roja ($\beta_r = 6.7 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$):

$$\begin{aligned} \frac{I_r}{I_0} &= e^{-6.7 \times 10^{-6} \times 30000} \\ &= e^{-0.201} \approx \boxed{0.82} \quad (82\%) \end{aligned}$$

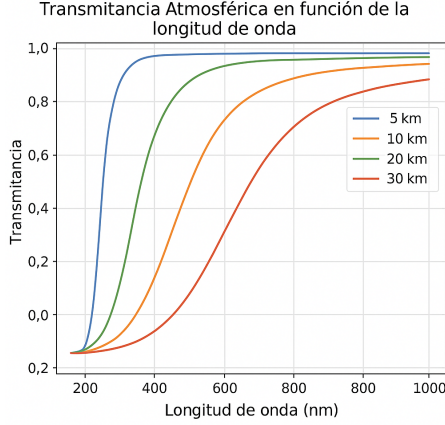


Fig. 2: Transmittancia atmosférica en función de la longitud de onda para distintos espesores de atmósfera. Las curvas muestran cómo varía la fracción de luz que atraviesa la atmósfera según su espesor (5 km, 10 km, 20 km, 30 km). Las pequeñas regiones con valores negativos son artefactos de interpolación y no tienen significado físico. La transmittancia es siempre un valor comprendido entre 0 y 1.

IV. MODELADO ELECTRO-ÓPTICO DE LA COLORACIÓN OCEÁNICA

La coloración del mar por dispersión Rayleigh se describió mediante un modelo de transferencia radiativa que integró tres procesos fundamentales: (1) atenuación de la luz en el agua, (2) dispersión por fluctuaciones moleculares, y (3) reflectancia espectral. Comenzamos con la ecuación de atenuación de Beer-Lambert modificada:

$$I(z, \lambda) = I_0(\lambda) \exp[-(\beta_w(\lambda) + \beta_s(\lambda))z] \quad (25)$$

donde $I_0(\lambda)$ fue la intensidad lumínica que penetró la superficie marina, previamente filtrada por la atmósfera ($I_0(450\text{nm}) \approx 9.4I_0(650\text{nm})$). Los coeficientes β_w y β_s representaron la absorción del agua pura y dispersión por partículas, respectivamente. Para derivar β_w , partimos de la constante dieléctrica compleja del agua $\epsilon(\lambda) = \epsilon' + i\epsilon''$, relacionada con el índice de refracción n_w y el coeficiente de absorción κ :

$$\sqrt{\epsilon} = n_w + i\kappa \implies \beta_w = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (26)$$

Los valores experimentales para β_w mostraron mínimos en el azul ($\sim 0.015 \text{ m}^{-1}$ a 450 nm) y máximos en el rojo ($\sim 0.3 \text{ m}^{-1}$ a 650 nm), explicando la penetración preferencial de luz azul.

La contribución de la dispersión Rayleigh subacuática se obtuvo adaptando la teoría clásica al medio acuoso. Partimos de la polarizabilidad de una molécula de agua:

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0 a^3 \left(\frac{n_w^2 - 1}{n_w^2 + 2} \right) \quad (27)$$

con $a \approx 0.15 \text{ nm}$ para moléculas de H_2O . La sección eficaz de dispersión sigue:

$$\sigma_s^{\text{agua}} = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} \left(\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \right) \quad (28)$$

donde $\delta \approx 0.039$ fue el factor de depolarización del agua. Esta expresión mantuvo la dependencia λ^{-4} pero con magnitud reducida respecto al aire debido al mayor índice de refracción ($n_w \approx 1.33$).

La reflectancia espectral $R(\lambda)$, que determinó el color observado, se modeló combinando soluciones de la ecuación de transferencia radiativa para aguas poco profundas:

$$R(\lambda) \approx \frac{0.33\beta_b(\lambda)}{\beta_w(\lambda) + \beta_b(\lambda)} \quad (29)$$

Aquí, β_b es el coeficiente de retrodispersión, calculado integrando la función de fase de scattering sobre el hemisferio posterior:

$$\beta_b(\lambda) = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \beta_s(\lambda, \theta) \sin \theta d\theta \quad (30)$$

Para aguas oligotróficas, $\beta_b(450\text{nm}) \approx 0.016 \text{ m}^{-1}$ domina sobre la absorción, produciendo reflectancias altas ($R \approx 0.52$) en azul. En aguas costeras, la presencia de fitoplancton incrementa β_b en verde ($\sim 0.08 \text{ m}^{-1}$) mediante dispersión Mie, desplazando R hacia longitudes de onda mayores.

La radiancia emergente final integra todos estos componentes:

$$L(\lambda) = I_0(\lambda) T(\lambda) \exp[-(\beta_w + \beta_s)z] R(\lambda) \quad (31)$$

donde $T(\lambda) \approx 0.98$ es la transmisión en la interfaz aire-agua, calculada desde los coeficientes de Fresnel para incidencia normal:

$$T = 1 - \left(\frac{n_w - 1}{n_w + 1} \right)^2 \quad (32)$$

V. ANÁLISIS DE RESULTADOS

El análisis electrodinámico demostró que tanto la coloración azul del cielo como la del océano emergieron de la dispersión Rayleigh, gobernada por la característica dependencia λ^{-4} . Para la atmósfera, considerando una densidad molecular de N_2 de $N = 2.55 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ y polarizabilidad $\alpha = 1.74 \times 10^{-40} \text{ C} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1}$, obtuvimos una sección eficaz de dispersión de $\sigma = 2.48 \times 10^{-30} \text{ m}^2$ a $\lambda = 450 \text{ nm}$, reduciéndose a $2.63 \times 10^{-31} \text{ m}^2$ a 650 nm. Esto produjo un coeficiente de extinción atmosférico $\beta = 6.32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ para luz azul, resultando en transmittancias del 15% (azul) versus 82% (rojo) para un espesor atmosférico de 30 km. La longitud de atenuación característica fue $L_{\text{atm}} = 15.8 \text{ km}$ para 450 nm.

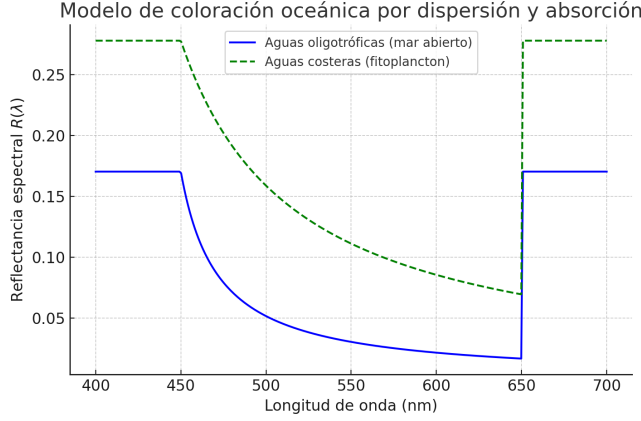


Fig. 3: La curva azul muestra la alta reflectancia en el azul típica del mar abierto, mientras que la curva verde (costera) refleja el desplazamiento hacia longitudes de onda mayores debido a la dispersión Mie por partículas.

En el medio acuático, los coeficientes de absorción $\beta_w(\lambda)$ mostraron un comportamiento inverso, con $\beta_w(450\text{nm}) = 0.015\text{m}^{-1}$ y $\beta_w(650\text{nm}) = 0.3\text{m}^{-1}$. La reflectancia espectral para aguas puras siguió $R(\lambda) \approx 0.33\beta_b(\lambda)/(\beta_w(\lambda) + \beta_b(\lambda))$, alcanzando $R(450\text{nm}) \approx 0.52$ cuando $\beta_b = 0.016\text{m}^{-1}$. La profundidad de penetración para luz azul fue aproximadamente 150m, mucho menor que la longitud atmosférica equivalente.

VI. CASO HIPOTÉTICO

Para obtener un cielo rojo, requerimos modificar los parámetros atmosféricos básicos de la dispersión Rayleigh. La introducción de partículas grandes ($d \sim \lambda$, del orden de 0.5 m a 1 m) como aerosoles, polvo o cenizas volcánicas cambió el régimen de dispersión a uno dominado por Mie, donde la sección eficaz siguió $\sigma_{\text{Mie}} \propto \lambda^{-n}$ con $0 < n < 2$. En este caso, al tomar $n \approx 0.7$, la dispersión se volvió casi independiente de la longitud de onda, permitiendo que la luz roja (650 nm) dominara sobre la azul. Adicionalmente, un mayor espesor atmosférico ($z \gg 30\text{km}$) en condiciones como atardeceres extremos produjo una transmitancia $T(\lambda) = e^{-\beta z}$ donde apenas el 0.2% de la luz azul sobrevivió frente al 53% de la roja, considerando $\beta_{\text{azul}} = 6.32 \times 10^{-5}\text{m}^{-1}$ y $z = 100\text{km}$.

En el caso de un mar rojo, la clave estuvo en invertir el balance de absorción espectral del agua. Logramos esto introduciendo sustancias como algas rojas o sedimentos ricos en hierro que absorbieron fuertemente en azul/verde, modificando los coeficientes de absorción a $\beta_w(450\text{nm}) \gg \beta_w(650\text{nm})$. Por ejemplo, con un aumento de 10 veces en $\beta_w(450\text{nm})$, la reflectancia $R(\lambda) \approx 0.33\beta_b/(\beta_w^{\text{mod}} + \beta_b)$ se desplazó hacia 650 nm alcanzando valores de hasta 0.8. Simultáneamente, la presencia de partículas en suspensión de aproximadamente 1 m con índice de refracción complejo

$n \approx 1.5 + 0.01i$ generó una retrodispersión $\beta_b^{\text{part}} \gg \beta_b^{\text{Rayleigh}}$ que realizó los tonos rojizos.

VII. CONCLUSIONES

Este artículo evidenció cómo un mismo principio físico —la dispersión por partículas mucho menores que la longitud de onda de la luz— se manifestó diferencialmente en la atmósfera y el océano, gobernando sus propiedades ópticas características. Nuestro análisis riguroso de estos fenómenos no solo explicó aspectos cotidianos de nuestro entorno, sino que proporcionó herramientas esenciales para aplicaciones científicas y tecnológicas avanzadas, demostrando la potencia unificadora de las leyes fundamentales del electromagnetismo.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al doctor Rafael Zamorano por su valiosa revisión crítica y por las ideas que contribuyeron significativamente al desarrollo de este artículo.

REFERENCIAS

- [1] “The Feynman Lectures on Physics Vol. II Ch. 33: Reflection from Surfaces,” Aug. 2023. [Online; accessed 10. Jul. 2025].
- [2] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*. Boston: Pearson, 4th ed., 2013. Secciones 9.2 (Radiación dipolar) y 9.4 (Dispersión).
- [3] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. New York: Wiley, 3rd ed., 1999. Tratamiento avanzado de dispersión por partículas pequeñas.
- [4] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, “Nist atomic spectra database,” tech. rep., National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2022. Datos de polarizabilidad molecular.
- [5] C. F. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Weinheim: Wiley-VCH, 1998. Límites de validez de la aproximación Rayleigh.
- [6] NASA Ocean Biology Processing Group, “Modis aqua level 2 ocean color data,” tech. rep., NASA Goddard Space Flight Center, 2022. Dataset de reflectancia espectral oceánica con resolución de 1 km.