

Color Estructural, su fundamentación y presencia en los seres vivos

Martin Puig

Física Contemporánea 2

20/11/2020

Resumen

Se realizó un desarrollo sencillo, pero suficiente, de la teoría electromagnética de la luz y sus características ondulatorias, para así poder desarrollar de manera analítica fenómenos ópticos tales como la interferencia de capa delgada y multicapas, la difracción, los cristales fónicos y la dispersión de la luz. Esto con el fin de comprender el marco teórico, el cual se utiliza a la hora de analizar el color estructural presente en distintos seres vivos, y diseñar modelos lo suficientemente potentes para lograr abarcar la mayor parte del fenómeno. Luego, se hizo un recorrido breve de los distintos tipos de seres vivos que presentan color estructural y el porqué de la presencia del mismo, y finalmente se presentaron las distintas estrategias que están en boga tecnológica para poder recrear tan pequeñas y variadas estructuras naturales.

1. Introducción

En la actualidad se conoce que los colores en las criaturas vivientes se producen a través de pigmentos, bioluminiscencia o ciertas estructuras espaciales. Los colores pigmentarios se originan a partir de la absorción selectiva de ciertas longitudes de onda de la luz por parte de los electrones de moléculas incrustadas en materiales. La bioluminiscencia es emitida por reacciones químicas en los fotóforos de algunos organismos. Pero la coloración estructural es una consecuencia del patrón particular de una superficie reflectante con estructuras regulares en escalas de longitud micrométrica y su interacción con la luz. El resultado son colores brillantes, iridiscentes o con un aspecto metálico. Dicho color se encuentra presente en diferentes “reinos” de la naturaleza y sus causas y objetivos dispares se deben a intrincados procesos evolutivos de más de 500 millones de años.

El estudio de los colores estructurales tiene una larga historia, probablemente, la descripción científica más antigua sobre estos fue producida por Hooke en “micrographia”. Por otra parte Newton también se enfocó en los colores iridiscentes de las plumas de pavo real en su libro “optiks”. Sin embargo un mayor desarrollo científico de estos procesos debió esperar que quedara establecida la teoría electromagnética de Maxwell y el posterior estudio experimental de las ondas electromagnéticas de Hertz. A partir de ese momento,

las propiedades fundamentales de la luz podrían tratarse de manera cuantitativa, y por lo tanto, el estudio de los colores estructurales también.

Fue Lord Rayleigh quien derivó una fórmula para expresar las propiedades de reflexión de un medio regularmente estratificado usando la teoría electromagnética. Varias investigaciones con el uso del microscopio reforzaron el planteo de que la producción de color estructural se debía simplemente al proceso de interferencia. Sin embargo, con la invención del microscopio electrónico, y los trabajos pioneros de investigadores como Anderson y Richards revelaron asombrosas y complicadas estructuras a escala sub-micrométrica que impulsó el estudio de estas estructuras causantes del color. Con el paso del tiempo y la acumulación de múltiples investigaciones, se determinó que la producción de color estructural presente en distintos seres vivos no se debía solamente al fenómeno de interferencia debido a una deposición de múltiples capas.

Como la simple interferencia de múltiples capas no era capaz de reproducir la apariencia real del color que se encuentra en la naturaleza, en la primera parte de esta producción presentaremos el marco teórico de las ondas electromagnéticas y desarrollaremos los demás procesos ópticos que intervienen en el proceso de coloración estructural, como la dispersión y la difracción. Luego, realizaremos un breve recorrido de las causas estructurales que generan que diferentes vertebrados, como aves y peces, invertebrados y algunas plantas, presenten color estructural. Para finalizar, se hará un breve recorrido de los procesos científicos que se utilizan al día de hoy, que podemos categorizar en dos grandes grupos llamados top-down y bottom-up, y son llevados a cabo para lograr imitar estas estructuras para una posible aplicación en la vida cotidiana y tecnológica.

2. Marco teórico

Las ecuaciones de Maxwell para campos eléctricos y magnéticos en un medio generalmente se dan como:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.1), (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3), (2.4)$$

Con $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ y $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, donde \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} , \mathbf{B} y \mathbf{P} son vectores eléctricos, de desplazamiento eléctrico, magnético, de densidad de flujo magnético y de polarización, respectivamente. \mathbf{j} y ρ son la densidad de corriente y la densidad de carga, las cuales se establecen a cero cuando se emplea como medio un aislante dieléctrico que no lleva carga verdadera. ϵ , ϵ_0 , y μ son la permitividad del medio y el vacío, y la permitividad magnética del medio respectivamente. Para un medio uniforme e isotrópico, las ecuaciones anteriores se reducen a

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.5), (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.7), (2.8)$$

Eliminando \mathbf{B} o \mathbf{E} de las ecuaciones anteriores y usando la relación vectorial

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \cdot \mathbf{E} \quad (2.9)$$

Y la relación $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ o $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, obtenemos dos ecuaciones de ondas:

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

$$\nabla^2 \cdot \mathbf{B} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

Por simplicidad, solo nos enfocaremos en la ecuación de ondas del campo eléctrico (ec. (2.10)). Una solución particular para la ecuación anterior se expresa como una onda plana que se propaga hacia una dirección arbitraria y se describe como

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi), \quad (2.12)$$

Lo que significa que una onda plana se propaga hacia la dirección \mathbf{k} , con una frecuencia angular ω y una fase inicial ϕ . Insertando esta ec. (2.12) en la ec. (2.10) obtenemos $k^2 = \epsilon \mu \omega^2$. Lo que conduce a $k = \sqrt{\epsilon \mu \omega} = n \omega / c$ con el índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon \mu / \epsilon_0 \mu_0}$. Aquí μ_0 y c son los valores de permeabilidad magnética y la velocidad de la luz en el vacío respectivamente.

Por lo general la ec. (2.12) se escribe en forma compleja como:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi)}, \quad (2.13)$$

Donde \sim indica que una variable se expresa de manera compleja. Las formas reales y complejas se relacionan entre si de la siguiente manera:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\tilde{\mathbf{E}} + \tilde{\mathbf{E}}^*) = \text{Re}\{\tilde{\mathbf{E}}\}. \quad (2.14)$$

El producto de dos cantidades oscilantes por ejemplo $A(t)$ y $B(t)$, con las mismas frecuencias que están en el orden de la frecuencia de la luz, generalmente se evalúa mediante el promedio de su ciclo, definido como:

$$\overline{A(t) \cdot B(t)} = \frac{1}{T} \int_0^T dt A(t) \cdot B(t) = \frac{1}{2} \text{Re}\{\tilde{A}(t) \cdot \tilde{B}^*(t)\}, \quad (2.15)$$

Donde $T = 2\pi/\omega$ es un periodo de oscilación. La intensidad de la luz I se define luego usando el vector de Poynting $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$:

$$I \equiv |E \times H| = \frac{1}{2} E_0 H_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{1/2} E_0^2 = \frac{1}{2} \epsilon c E^2 \quad (2.16)$$

Donde E_0 y H_0 son la amplitud de los campos eléctricos y magnéticos respectivamente y hemos utilizado la relación $E_0/H_0 = (\mu/\epsilon)^{1/2}$.

Ley de Fresnel

Si una onda plana incide con un ángulo de incidencia de en una interfaz entre dos medios isotrópicos, designados como 1 y 2, con diferentes índices de refracción de n_1 y n_2 , entonces la onda incidente se reflejara y refractara en la interfaz. Aquí, los componentes tangenciales de los campos eléctricos y magnéticos están conectadas entre sí en la interfaz de modo que $E_{1x} = E_{2x}$, $E_{1z} = E_{2z}$, $H_{1x} = H_{2x}$, y $H_{1z} = H_{2z}$, como se ve en la Fig.2.1. La reflectancia y transmitancia en la interfaz depende de la dirección del vector de campo eléctrico o magnético. Por lo general, llamamos a la dirección de campo eléctrico la dirección de polarización. Cuando las direcciones de incidencia y reflexión se encuentran dentro del plano xy (plano de incidencia) las direcciones de polarización perpendiculares y paralelas al plano de incidencia se denominan polarización s y p respectivamente. Aunque las ondas de luz que tienen estas dos polarizaciones generalmente se mezclan de manera estadística y generan luz no polarizada, aquí nos limitamos al caso en el que la luz está en estado de polarización s o p , como en el caso de la luz de un láser.

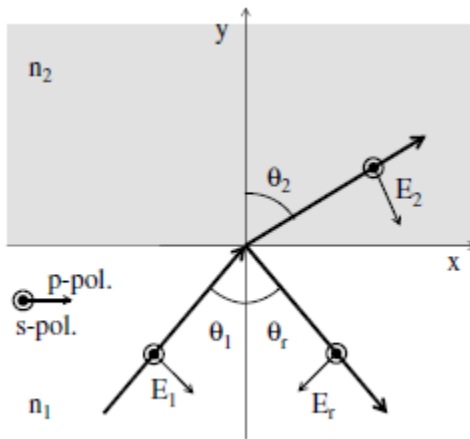


Fig. 2.1 Geometría para la incidencia, reflexión y refracción de la luz polarizada s y p en una interfaz entre materiales isotrópicos con los índices de refracción de n_1 y n_2 .

Como se describió anteriormente, a partir de la condición de frontera en la interfaz de la onda plana expresada como ec. (2.12) y (2.13), es fácil demostrar que los tres vectores de onda de \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 y \mathbf{k}_r se encuentran en el plano de incidencia con $w_1 = w_2 = w_r$. Además, la ley de reflexión $\theta_1 = \theta_r$, y la ley de Snell $n_1 \text{sen} \theta_1 = n_2 \text{sen} \theta_2$ se han demostrado de manera general. Las amplitudes de estas tres ondas están relacionadas de acuerdo con la ley de Fresnel.

Si ponemos las amplitudes de los campos eléctricos de la luz incidente, reflejada y refractada como A_1 , A_r , A_2 de manera que $A_1 \equiv E_{1z}$, $A_r \equiv E_{rz}$, y $A_2 \equiv E_{2z}$ para la polarización s , y $A_1 \equiv \sqrt{E_{1x}^2 + E_{1y}^2}$, $A_r \equiv \sqrt{E_{rx}^2 + E_{ry}^2}$ y $A_2 \equiv \sqrt{E_{2x}^2 + E_{2y}^2}$ para la polarización p , entonces la amplitud reflejada y transmitida dan:

$$r_s = \frac{A_r}{A_1} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (2.17)$$

$$t_s = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (2.18)$$

Para la polarización s , y

$$r_p = \frac{A_r}{A_1} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2.19)$$

$$t_p = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2.20)$$

Para la polarización p . bajo incidencia normal, estas expresiones se reducen a

$$r_s = \frac{A_r}{A_1} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.21)$$

$$t_s = \frac{A_2}{A_1} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.22)$$

Utilizando la geometría definida para la polarización s . La potencia de la reflectividad y transmitancia resultante se dan como

$$R = |r_{s,p}|^2 \text{ y } T = \frac{n_2}{n_1} |t_{s,p}|^2 \quad (2.23)$$

Y la conservación de la energía se confirma por la relación $R+T = 1$.

Estas relaciones, Eq. (2.17) y (2.19) o (2.21), dan la prueba directa de que la luz incidente del medio de índice de refracción más bajo al de uno más alto, cambia el signo de la amplitud de la luz reflejada, lo que significa que el cambio de fase ocurre por 180° , mientras que no lo hace en el caso inverso. Además, si transformamos la ec. (2.19) en

$$r_p = \frac{A_r}{A_1} = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.24)$$

Lo que muestra que la reflexión finaliza cuando se satisface $\theta_1 + \theta_2 = \pi / 2$. El ángulo de incidencia en este caso se expresa como

$$\tan \theta_1 = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.25)$$

y se llama ángulo de Brewster.

Polarización

En general, la diferencia de reflectividad entre las polarizaciones s y p afecta solo a la amplitud de la luz reflejada, si los índices de refracción son cantidades reales y, por lo tanto, cuando la luz no polarizada incide en la interfaz, entonces las amplitudes para las polarizaciones s y p cambian después de la reflexión. En este caso, el estado de polarización después de la reflexión se expresa mediante la suma de la luz no polarizada y la luz polarizada linealmente. Por otro lado, cuando el índice de refracción tenga una parte imaginaria, se cambiará la fase de la luz reflejada.

Por ejemplo, mostramos un caso extremo en el que la luz incide desde un medio que tiene un índice de refracción real hasta un metal ideal que tiene un índice imaginario puro. En este caso, la reflectividad de amplitud se expresa simplemente como

$$r_{s,p} = \exp[i\phi_{s,p}], \quad (2.26)$$

Donde

$$\sin \phi_s = -2n_1|n_2| \cos \theta_1 \cos \theta_2 / (n_1^2 \cos^2 \theta_1 + |n_2|^2 \cos \theta_2), \quad (2.27)$$

$$\sin \phi_p = -2n_1|n_2| \cos \theta_1 \cos \theta_2 / (n_1^2 \cos^2 \theta_2 + |n_2|^2 \cos \theta_1), \quad (2.28)$$

Por tanto, la amplitud no cambia, mientras que la fase sí, y por tanto el estado de polarización puede ser diferente de un estado de polarización lineal.

Para expresar tales estados de polarización en general, consideramos una onda plana de propagación z en un medio isótropo, cuyos campos eléctricos se supone que se expresan como

$$\tilde{E}_x = E_{x0} \exp[i(k_z z - \omega t + \phi_x)], \quad (2.29)$$

$$\tilde{E}_y = E_{y0} \exp[i(k_z z - \omega t + \phi_y)], \quad (2.30)$$

Cuando la diferencia de fase entre los componentes y y x satisface la relación $\phi \equiv \phi_y - \phi_x = m\pi$ con m como un número entero, la relación $\tilde{E}_y / \tilde{E}_x$ se expresa mediante un número real como $\tilde{E}_y / \tilde{E}_x = \pm E_{y0} / E_{x0}$ independientemente del tiempo y la posición. El estado de polarización expresado por esta relación se denomina polarización lineal. Por lo tanto, cuando la luz polarizada linealmente incide en la interfaz y solo las amplitudes de polarización s y p cambian de manera diferente, la luz reflejada también muestra polarización lineal, aunque se cambiará su dirección de polarización. Cuando $\phi = \pm \pi / 2$ con $E_{y0} / E_{x0} = 1$, las amplitudes satisfacen la relación $\tilde{E}_y / \tilde{E}_x = \pm i$, que se denominan polarizaciones circulares, con signo más para circular izquierda y signo menos para polarización circular derecha.

Estos dos estados, polarizaciones lineales y circulares, son casos especiales para los estados de polarización, y es común que la relación tome un valor diferente a estos casos extremos, lo que generalmente se denomina polarización elíptica.

2.2 Película delgada

La interferencia de película delgada es una de las coloraciones estructurales más simples y, sin embargo, tiene una amplia variedad. Considere un caso en el que una onda plana de luz incide sobre una película delgada de espesor d y el índice de refracción n_b con el ángulo de refracción θ_b (figura 2.2). La luz reflejada en las dos superficies interfiere entre sí. En general, la condición de interferencia difiere si la película delgada está unida a un material que tiene un índice de refracción más alto o no.

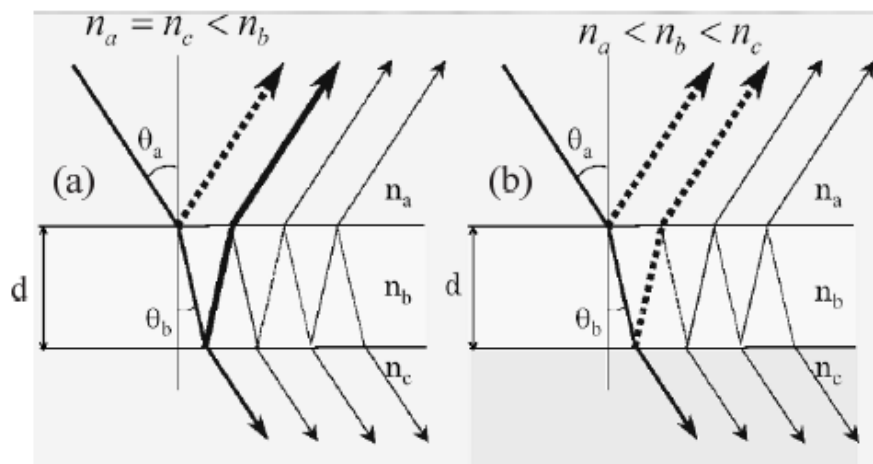


Fig. 2.2 Diagrama esquemático de la interferencia de película delgada. Se adhiere una película delgada al material con (a) índices de refracción más bajos y (b) más altos.

Un ejemplo típico de este último caso es la burbuja de jabón. La razón de la diferencia es que cuando la luz incide de un material con un índice de refracción menor al de uno más alto, la reflexión en una superficie cambia su fase en 180° , mientras que no lo hace en el caso inverso. Por ejemplo, cuando la luz incide sobre una pompa de jabón, la luz pasa a través del aire ($n = 1.0$) \rightarrow agua ($n \sim 1.33$) \rightarrow aire ($n = 1.0$). Por lo tanto, la reflexión en la primera interfaz cambia su fase, mientras que en la segunda no lo hace. En el caso del revestimiento antirreflectante sobre vidrios, la luz atraviesa el aire ($n = 1.0$) \rightarrow material de revestimiento ($1.0 < n < 1.5$) \rightarrow vidrio ($n \sim 1.5$), en el que los cambios de fase ocurren en ambas superficies. Dado que ambos cambios de fase ascienden exactamente a 180° , finalmente no afectan la condición de interferencia.

En un caso de pompas de jabón, la condición para la interferencia constructiva se convierte en

$$2n_b d \cos \theta_b = \left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda, \quad (2.31)$$

donde λ es una longitud de onda que da la máxima reflectividad y m es un entero que expresa el orden de la interferencia. Por otro lado, se aplica absolutamente la misma condición al revestimiento antirreflectante donde se produce la interferencia destructiva. La interferencia constructiva en este último se obtiene simplemente como

$$2n_b d \cos \theta_b = m\lambda. \quad (2.32)$$

En el tratamiento anterior, consideramos solo una reflexión única en cada superficie. Sin embargo, cuando el material tiene una alta reflectancia en la interfaz, múltiples reflejos más de dos veces afectan considerablemente la interferencia. Un cálculo exacto considerando tales reflexiones múltiples da la reflectividad y transmitancia de amplitud como

$$r = r_{ab} + t_{ab}r_{bc}t_{ba}e^{i\phi} + t_{ab}r_{bc}r_{ba}r_{bc}t_{ba}e^{2i\phi} + \dots = r_{ab} + t_{ab}r_{bc}t_{ba}e^{i\phi}\kappa, \quad (2.33)$$

Y

$$t = t_{ab}t_{bc}e^{i\phi/2} + t_{ab}r_{bc}r_{ba}t_{bc}e^{3i\phi/2} + \dots = t_{ab}t_{bc}e^{i\phi/2}\kappa, \quad (2.34)$$

Donde

$$\kappa = 1/(1 - r_{bc}r_{ba}e^{i\phi}) \quad (2.35)$$

Y

$$\phi = 4\pi n_b d \cos \theta_b / \lambda \quad (2.36)$$

r_{ab} y t_{ab} son la amplitud reflejada y la transmitida en una interfaz para la luz que se propaga de a a b , respectivamente, y se obtienen de la ley de Fresnel (ec. (2.17) - (2.20)). Entonces, la potencia reflejada y transmitida se dan como $R = |r|^2$ y $T = (nc/na)|t|^2$. Se verifica fácilmente que las condiciones de las Ecs. (2.31) y (2.32) corresponden a $\kappa = 1$ con $t_{ab}t_{ba} = 1$ y $|r_{ab}| = |r_{bc}|$.

2.2 Interferencia multicapa

La interferencia de múltiples capas se entiende cualitativamente en términos de que un par de capas delgadas se apilan periódicamente. Considere dos capas designadas como A y B con espesores d_A y d_B e índices de refracción n_A y n_B , respectivamente, como se muestra en la Fig. 2.3. Suponemos $n_A > n_B$. Si consideramos un cierto par de capas AB, las fases de la luz reflejada en las interfaces B - A superior e inferior cambian en 180° . Por lo tanto, la relación similar a la del revestimiento antirreflectante en la interferencia de película delgada de Ec. (2.32) es aplicable:

$$2(n_A d_A \cos \theta_A + n_B d_B \cos \theta_B) = m\lambda \quad (2.37)$$

para la interferencia constructiva con los ángulos de refracción en las capas A y B como θ_A y θ_B . Por otro lado, si consideramos solo la capa A dentro de la capa AB, la fase de la luz reflejada no cambia en una interfaz A – B. Por lo tanto, si además de la Ec. (2.37), una relación de pompas de jabón de la ecuación. (2),

$$2n_A d_A \cos \theta_A = \left(m' - \frac{1}{2}\right) \lambda, \quad (2.38)$$

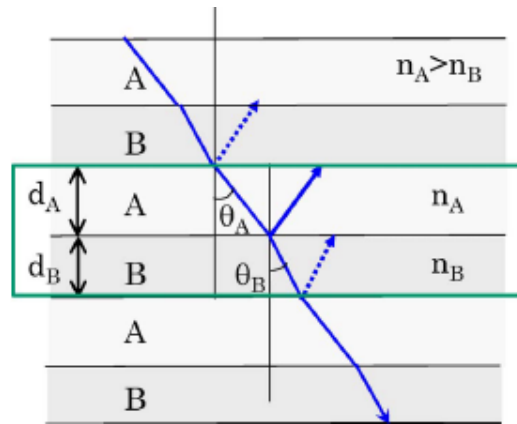


Fig. 2.3 Ilustración esquemática de la interferencia multicapa.

está aún más satisfecho, la luz reflejada de la interfaz A – B se suma a la de la interfaz B – A, de modo que la multicapa dará la máxima reflectividad. Aquí, $m' \leq m$ debería satisfacerse debido a la restricción del espesor. En particular, las Ecs. (2.37) y (2.38) para $m = 1$ y $m' = 1$, respectivamente, corresponden al caso de orden más bajo, donde las longitudes del camino óptico, definidas como la longitud multiplicada por el índice de refracción, en las capas A y B son iguales entre sí. Land llamó a este caso multicapa ideal. Por otro lado, si el espesor de la capa A no satisface la Ec. (2.38), mientras que la suma de las capas A y B satisface la Ec. (2.37), entonces la reflexión en la interfaz A – B funciona de manera destructiva de modo que la reflectividad máxima disminuirá. Este caso se denomina multicapa no ideal.

La interpretación anterior, sin embargo, es demasiado simple para comprender el mecanismo de la interferencia multicapa. De hecho, solo es aplicable cuando la diferencia en los índices de refracción de las dos capas es lo suficientemente pequeña. De lo contrario, las reflexiones múltiples modifican la condición de interferencia en gran medida. Por lo tanto, la evaluación cuantitativa de la reflectividad dependiente de la longitud de onda es bastante compleja en un caso general, pero es importante para comprender el principio de los colores estructurales en la naturaleza, porque la mayoría de las coloraciones estructurales se originan a partir de la interferencia multicapa.

El método para calcular la reflectividad para estructuras de múltiples capas se ha descrito con frecuencia desde que Lord Rayleigh presentó el artículo. Hoy en día, la reflectividad y la transmitancia se calculan a menudo mediante varios métodos convencionales, incluida la

matriz de transferencia iterativa y el método de Huxley. Algunos de estos métodos son adecuados para la evaluación de coloraciones estructurales reales en la naturaleza, porque son aplicables a la multicapa con índices de refracción arbitrarios y espesores sin ninguna periodicidad.

2.3 Difracción

La difracción es otro carácter ondulatorio de la luz y a menudo se explica utilizando el principio de Huygens. La propagación de onda se considera como la superposición de ondas secundarias producidas por una onda primaria en propagación. En un caso tridimensional, la onda secundaria se expresa mediante una onda esférica y la envolvente de todas las ondas secundarias forma un nuevo frente de onda.

Utilizando este principio, la difracción se explica de la siguiente manera: si un obstáculo impide que la onda produzca una onda secundaria, entonces las superposiciones incompletas de las ondas restantes hacen que la propagación de la luz sea dispersiva. Por lo tanto, incluso si una onda plana viaja a lo largo de una dirección de propagación definida, el obstáculo hace que la onda se desvíe hacia varias direcciones.

El problema de la difracción de la luz fue tratado estrictamente por Kirchoff en 1882-1883. La parte esencial de su teoría se expresa como

$$\tilde{u}(P) = \int_{\Sigma} \frac{Ae^{ikr_S}}{r_S} \cdot \frac{Be^{ikr_P}}{r_P} d\sigma, \quad (2.39)$$

donde $\tilde{u}(P)$ es la amplitud compleja de la onda en un punto P , donde se coloca un detector, y r_S y r_P son las distancias desde una fuente de luz y un detector a un punto en el plano del orificio Σ , respectivamente, como se muestra en la Fig. 2.4. B Se llama "factor de declinación" y se expresa como

$$B = \frac{1}{2i\lambda} \{ \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_P) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_S) \}, \quad (2.40)$$

con \mathbf{n} un vector unitario normal al plano del orificio en ese punto, y (\mathbf{n}, \mathbf{r}) el ángulo entre los vectores \mathbf{n} y \mathbf{r} . A está relacionado con la fuente de luz.

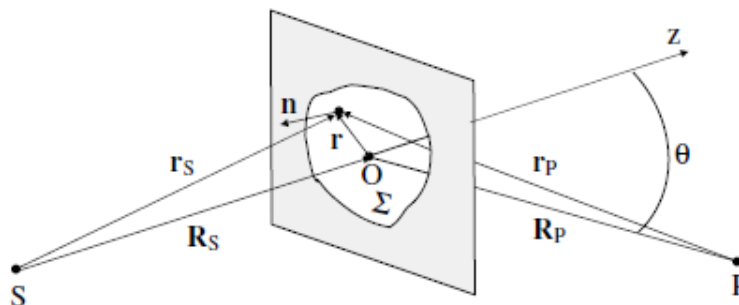


Fig. 2.4 Geometría para la difracción de la luz.

Cuando las posiciones de la fuente y el detector están lo suficientemente lejos del orificio, r_s y r_p en el denominador no dependen de la selección de un punto en el plano del orificio. Entonces, se deriva la siguiente aproximación:

$$\tilde{u}(P) \approx AB \frac{e^{ik(R_s+R_p)}}{R_s R_p} \int_{\Sigma} e^{i(k_s-k_p)r} d\sigma \quad (2.41)$$

donde R_s y R_p son las distancias que se muestran en la figura 2.15 con $k_s = k_{rs} / R_s$ y $k_p = -k_{rp} / R_p$. Para simplificar, ponemos B como una constante. La difracción expresada por esta aproximación se llama difracción de Fraunhofer. $\mathbf{K} \equiv k_p - k_s$ a menudo se denomina vector de dispersión.

Por ejemplo, si el orificio toma la forma de una rendija delgada de ancho a , y una onda plana incide normalmente en un plano que involucra una rendija, entonces

$$\tilde{u}(P) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dx A(x) e^{iKx}, \quad (2.42)$$

donde $K = k \sin \theta$ con θ el ángulo de difracción y $A(x)$ una función de rendija.

Poniendo

$$A(x) = \begin{cases} 1, & \text{for } -a/2 < x < a/2 \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.43)$$

obtenemos

$$\tilde{u}(P) \propto \int_{-a/2}^{a/2} dx e^{iKx} = \frac{2}{K} \sin \frac{Ka}{2} \quad (2.44)$$

Si un orificio toma una forma circular con el radio a , la luz difractada se expresa como

$$\tilde{u}(P) \propto \frac{2\pi a}{K} J_1(Ka) \quad (2.45)$$

con $J_1(Ka)$ la función de Bessel de primer orden. Los patrones de difracción calculados para los dos casos anteriores se muestran en la Fig. 2.5 (a). El patrón de la figura 2.16 (a) se caracteriza por una línea central fuerte (orden 0) y las líneas circundantes de orden superior. Las líneas oscuras aparecen en $K = \pm 2m\pi / a$, mientras que las líneas de ± 1 er orden aparecen cerca de $K = \pm 3\pi / a$. El ancho de la línea de orden 0 se estima a partir de la mitad de la separación de las dos líneas oscuras y se expresa como $\Delta K \approx 2\pi / a$, que corresponde al ensanchamiento angular de $\Delta\theta \approx \lambda / a$ con la longitud de onda de la luz λ . Para un agujero circular, el patrón también muestra círculos concéntricos como se muestra en la figura 2.5 (b). Los radios exactos de los círculos oscuros se obtienen a partir de los valores conocidos de la función de Bessel y son $K = 0,610 \times 2\pi / a$, $1,116 \times 2\pi / a$, etc. El diámetro del punto de difracción 0 se determina entonces aproximadamente como $\Delta K \approx 0,610 \times 2\pi / a$, que corresponde al ensanchamiento angular de $\Delta\theta \approx 0,610\lambda / a$. Este

valor se emplea a menudo para estimar la resolución del sistema óptico utilizando una lente.

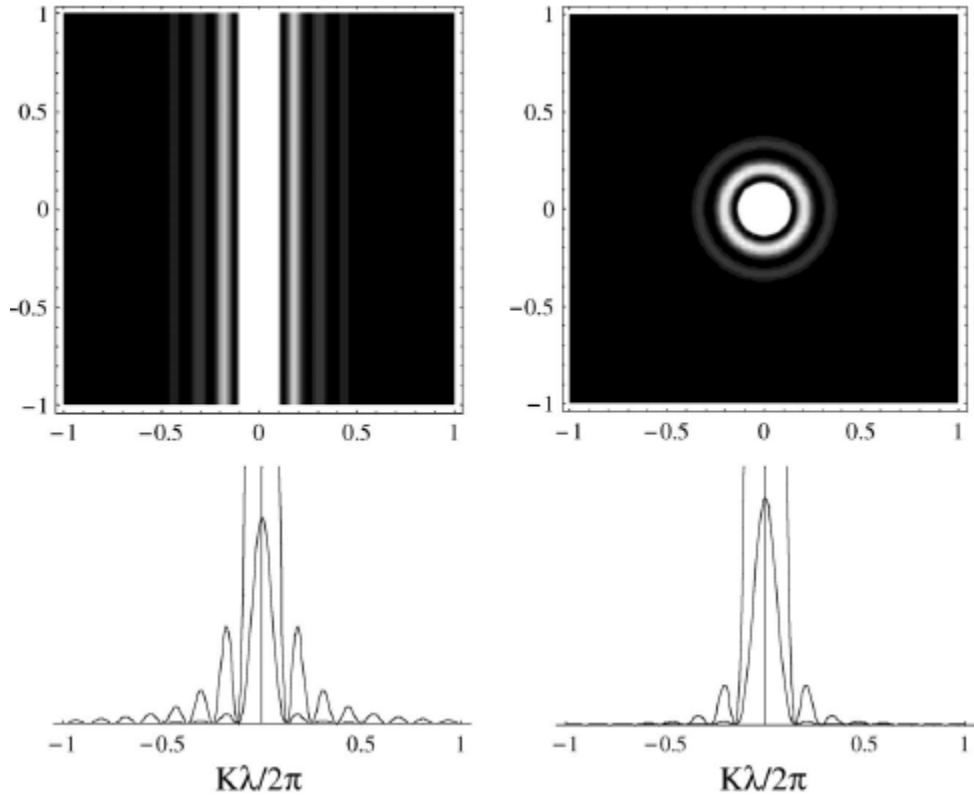


Fig. 2.16 Imágenes de difracción de luz y sus perfiles de intensidad debido a una sola rendija (a) y un orificio circular (b). El ancho de la rendija y el radio del agujero se establecen en 4.0 y 2.0 μm con una longitud de luz de 0.5 μm .

Cuando N de tales estructuras se alinean periódicamente en una dimensión, la luz difractada de esas estructuras interfiere entre sí y aparece un patrón de difracción específico. En general, la forma funcional de dicha estructura se puede expresar como

$$\int d\mathbf{r}' A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \sum_{j=0}^{N-1} \delta(\mathbf{r}' - j d \mathbf{v}), \quad (2.46)$$

donde $A(\mathbf{r})$ es una función que expresa la forma de un orificio, \mathbf{v} un vector unitario que expresa la dirección de la alineación y d la periodicidad. Entonces, el cálculo del campo eléctrico produce la intensidad en un punto P como

$$\tilde{u}(x) \approx \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dx' A(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \sum_{j=0}^{N-1} \delta(\mathbf{x}' - j d) e^{iK_v x} \quad (2.47)$$

donde $K_v = (k_s - k_p) \cdot \mathbf{v}$. Si la forma del orificio se expresa como una rendija infinitamente larga, la intensidad de la luz difractada se vuelve

$$I(P) \propto \frac{1}{2} |\tilde{u}(P)|^2 = \frac{2 \sin^2(K_v a/2)}{K_v^2} \frac{\sin^2(K_v N d/2)}{\sin^2(K_v d/2)}, \quad (2.48)$$

donde la primera parte del término en el lado derecho indica la difracción debida a una sola rendija, mientras que la segunda parte se origina en su repetición. Por lo tanto, la difracción de luz de las estructuras periódicas se expresa simplemente por el producto de la difracción de una sola estructura y el término relacionado con la periodicidad.

En la figura 2.6, se observa un ejemplo típico de difracción de luz de rendijas simples y múltiples iluminadas por una onda plana de luz. En una sola rendija, la luz se difracta con más fuerza hacia una dirección de avance con algunas bandas laterales en ambos lados. Entre ellos, se observa una porción de baja intensidad, cuya posición está determinada por la relación de $ka \sin \theta = 2m\pi$. Con un número creciente de rendijas, se superpone otra estructura al patrón de difracción. La presencia de líneas nítidas es una de las características de la rejilla de difracción y se denominan puntos de difracción que se caracterizan por la relación $kd \sin \theta = 2m\pi$.

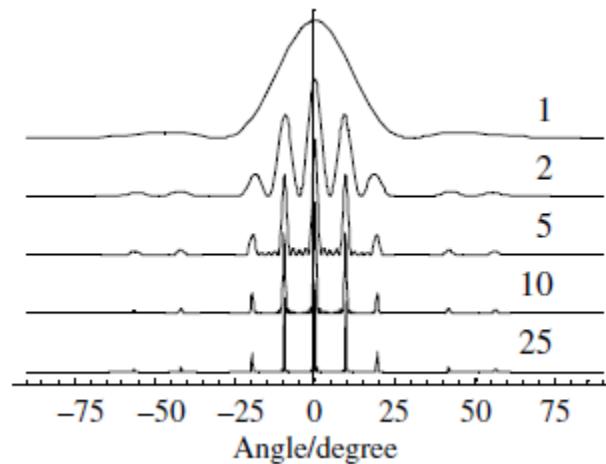


Fig. 2.17 Dependencia angular de la intensidad de la luz difractada para varios números de rendijas. El ancho de la rendija se establece en $1 \mu\text{m}$ con el intervalo de $3 \mu\text{m}$ para la longitud de onda de la luz de $0,5 \mu\text{m}$.

2.4 Cristales fónicos

Si pequeñas partículas idénticas se disponen regularmente como un cristal, como se muestra en la figura 2.7 (c), la luz dispersada por cada partícula interfiere e irradia una emisión secundaria en direcciones regulares. El tratamiento teórico de este tipo de dispersión se desarrolló por primera vez en el campo de la difracción de rayos X (James, 1965), en el que la teoría que considera la dispersión única de cada partícula se denomina "teoría cinemática", mientras que la que considera la dispersión múltiple se llama "teoría dinámica".

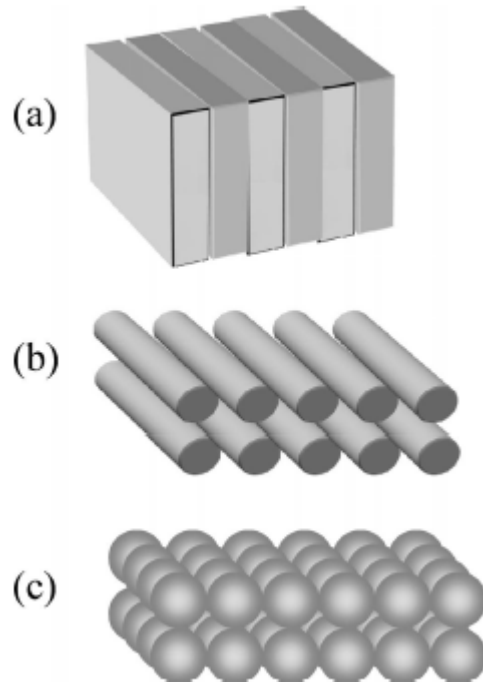


Fig. 2.7 Ejemplos de (a) cristales fonicos unidimensionales, (b) bidimensionales y (c) tridimensionales.

Este último se clasifica además en dos según el tratamiento de los dipolos atómicos. Ewald consideró el conjunto de dipolos discretos y derivó la expresión aproximada para la dispersión usando la teoría electromagnética, mientras que Laue consideró la función continua de la constante dieléctrica con el supuesto de pequeñas modulaciones periódicas. De todos modos, no se obtuvo una solución rigurosa del problema de la dispersión, y a menudo se empleó la aproximación de dos haces, que involucraba solo las ondas incidente y dispersa.

Estos enfoques se han extendido a un sistema que consta de partículas mucho más grandes con varias estructuras cristalinas, y ha surgido un nuevo campo de investigación llamado fotónica o de cristal fotónico. La interacción de las ondas electromagnéticas con las microestructuras periódicas se ha estudiado exhaustivamente junto con la próxima nueva tecnología de fotones, que prevalecerá sobre la próspera electrónica basada en la tecnología de semiconductores.

Sin embargo, los tratamientos teóricos no se han modificado básicamente a partir de la teoría dinámica de la difracción de rayos X, excepto que se obtienen resultados precisos mediante cálculos informáticos.

Primero derivamos una relación general para la propagación de la luz bajo permitividad periódicamente modulada en el espacio. (La permitividad a veces se llama constante dieléctrica). Usando la ecuación de Maxwell de Ecs. (2.1) - (2.4), el vector de campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ satisface la siguiente relación:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})) = \mu_0 \epsilon(r) \omega^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (2.49)$$

Cuando la permitividad $\epsilon(r)$ se modula periódicamente, su recíproco puede ampliarse en términos de vectores de red recíprocos \mathbf{G} 's como

$$\frac{1}{\epsilon(r)} = \sum_{\mathbf{G}} b_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}}, \quad (2.50)$$

donde $b_{\mathbf{G}}$'s son los coeficientes de expansión. De acuerdo con el teorema de Bloch, el campo eléctrico bajo modulación periódica de susceptibilidad también se expande de manera similar a

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{E}_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}} \quad (2.51)$$

Insertar Ecs. (2.50) y (2.51) en la ecuación. (2.49) queda

$$\mu_0 \omega^2 \mathbf{E}_{\mathbf{G}} = -\sum_{\mathbf{G}'} b_{\mathbf{G}'} - \mathbf{G}' (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times ((\mathbf{k} + \mathbf{G}') \times \mathbf{E}_{\mathbf{G}'}). \quad (2.52)$$

Un conjunto de ecuaciones lineales indexadas por \mathbf{G} da el campo eléctrico en el material modulado.

2.5 Scattering

La dispersión de la luz es otra fuente importante de colores estructurales y ha sido completamente descrita desde el primer artículo presentado por Lord Rayleigh. La dispersión de la luz por una partícula mucho más pequeña que la longitud de onda de la luz se denomina dispersión de Rayleigh y se obtiene fácilmente utilizando la teoría electromagnética para un dipolo.

Considere una onda plana de luz con el vector de onda \mathbf{k} y la frecuencia angular ω , respectivamente, incide sobre una partícula pequeña ubicada en un punto \mathbf{r}_0 (figura 2.8).

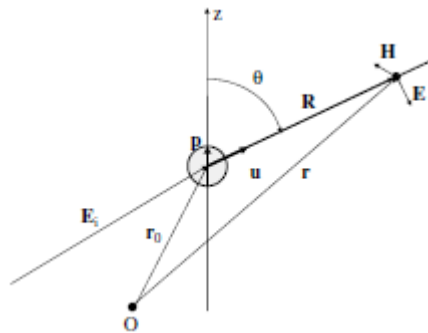


Fig. 2.24 Geometría para la dispersión de Rayleigh.

Luego, se induce un dipolo oscilante en la partícula, que se expresa como

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}_0, t) = \alpha \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \omega t)} \equiv \mathbf{p}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \omega t)} \quad (2.53)$$

donde α es el tensor de polarizabilidad de la partícula y \mathbf{E}_0 es la amplitud del campo eléctrico de la luz incidente. El dipolo inducido oscila en sincronización con el campo incidente e irradia la emisión secundaria de luz. El campo eléctrico en un punto \mathbf{r} lejos del dipolo oscilante se describe como

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times \dot{\mathbf{p}}(\mathbf{r}_0, t'))}{4\pi\epsilon c^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \quad (2.54)$$

donde \mathbf{u} y t' son vectores unitarios en la dirección de $\mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ y un tiempo retardado expresado como $t' = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/c$ con la velocidad de la luz c . ϵ es la permitividad del medio en el que se encuentra la partícula. Si tomamos la dirección del dipolo inducido como eje z y empleamos coordenadas polares, el cálculo de la Ec. (2.54) da como resultado

$$E_\theta = \frac{|\mathbf{p}_0| \omega^2}{4\pi\epsilon c^2 R} e^{i(kR - \omega t)} \sin \theta \quad (2.55)$$

$$E_\phi = 0 \quad (2.56)$$

con $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \equiv R$ y θ el ángulo polar. La intensidad de la luz en la dirección de \mathbf{u} se calcula como

$$I \equiv \overline{|\mathbf{E} \times \mathbf{H}|} = (1/2)\epsilon c |E_\theta|^2 = \frac{\omega^4}{32\pi^2 c^3 R^2} |\mathbf{p}_0|^2 \sin^2 \theta \quad (2.57)$$

donde \bar{A} significa un ciclo promedio de A .

Por tanto, las características de la dispersión de Rayleigh se resumen como sigue: (1) La intensidad de la dispersión es proporcional a la cuarta potencia de la frecuencia de la luz y luego a la inversa de la longitud de onda; (2) La radiación es la más intensa en el plano normal a la dirección del dipolo inducido y depende como $\sin^2 \theta$ del ángulo polar; (3) La intensidad de la dispersión es inversamente proporcional a la segunda potencia de la distancia entre el dipolo inducido y el punto de observación; (4) La luz dispersa está completamente polarizada si la polarizabilidad es isotrópica. Como resultado de la característica (1), se ve que la luz azul se dispersa de manera más eficiente que la luz roja, se mantiene independientemente de la polarización y, por lo tanto, el material que contiene muchos dispersores tiene un color azul, incluso si está iluminado con luz blanca.

Cuando el tamaño de la partícula se vuelve comparable o más grande que la longitud de onda de la luz, la aproximación anterior de un dipolo puntual ya no se cumple y debe aplicarse otra teoría llamada dispersión de Mie. En esta teoría, una onda plana de luz ilumina una esfera dieléctrica, mediante la cual la luz se dispersa después de la reflexión, refracción y difracción. Aunque este problema es complejo, la evaluación de la condición de frontera de la onda electromagnética en la superficie de la esfera da un resultado exacto

para el campo eléctrico fuera de la esfera en una coordenada polar de la siguiente manera (figura 2.9):

$$E_r^{(s)} = \frac{1 \cos \varphi}{k^l r^2} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) ({}^e B_l) \zeta_l^{(1)}(k^{(I)} r) P_l^{(1)}(\cos \theta), \quad (2.58)$$

$$E_{\theta}^{(s)} = -\frac{1}{k^l} \frac{\cos \varphi}{r^2} \sum_{l=1}^{\infty} \{ ({}^e B_l) \zeta_l^{(1)'}(k^{(I)} r) P_l^{(1)'}(\cos \theta) \sin \theta - i ({}^m B_l) \zeta_l^{(1)}(k^{(I)} r) P_l^{(1)}(\cos \theta) \frac{1}{\sin \theta} \}, \quad (2.59)$$

$$E_{\varphi}^{(s)} = -\frac{1}{k^l} \frac{\sin \varphi}{r^2} \sum_{l=1}^{\infty} \{ ({}^e B_l) \zeta_l^{(1)'}(k^{(I)} r) P_l^{(1)}(\cos \theta) \sin \theta - i ({}^m B_l) \zeta_l^{(1)}(k^{(I)} r) P_l^{(1)'}(\cos \theta) \sin \theta \} \quad (2.60)$$

Con

$${}^e B_l \equiv i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\hat{n} \psi_l'(q) \psi_l(\hat{n}q) - \psi_l(q) \psi_l'(\hat{n}q)}{\hat{n} \zeta_l^{(1)'}(q) \psi_l(\hat{n}q) - \zeta_l^{(1)}(q) \psi_l'(\hat{n}q)} \quad (2.61)$$

$${}^m B_l \equiv i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\hat{n} \psi_l(q) \psi_l'(\hat{n}q) - \psi_l'(q) \psi_l(\hat{n}q)}{\hat{n} \zeta_l^{(1)}(q) \psi_l'(\hat{n}q) - \zeta_l^{(1)'}(q) \psi_l(\hat{n}q)} \quad (2.62)$$

donde $P_l^{(m)}(\cos \theta)$ es un polinomio de Legendre asociado y $\zeta_l^{(1)}(x) = \psi_l(x) - i \chi_l(x) = \sqrt{\pi x / 2} H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$ con $H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$ una función de Hankel. q y \hat{n} son parámetros expresados por $q = 2\pi a / \lambda^{(I)}$ y $\hat{n} = n^{(II)} / n^{(I)}$, respectivamente, donde el medio que rodea la esfera se denota como I, mientras que dentro de la esfera como II, de modo que $k^{(I)} = n^{(I)} \omega / c_0$ con $n^{(I)}$ el índice de refracción de I.

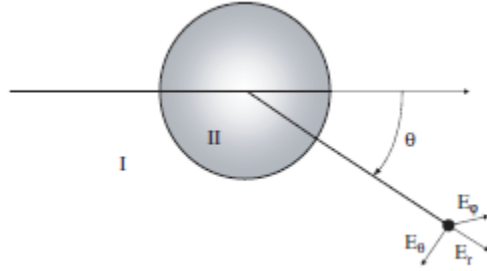


Fig. 2.9 Geometría para la dispersión de Mie.

Van de Hulst mostró la expresión aproximada para el factor de eficiencia Q_{ext} a la extinción de la luz por una esfera de radio a en el vacío, en el que Q_{ext} se define por la relación entre la sección transversal de extinción (correspondiente a la sección transversal de dispersión de un material transparente) y la sección transversal geométrica πa^2 . La expresión es muy simple como la siguiente:

$$Q_{ext} = 2 - \frac{4}{\rho} \sin \rho + \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos \rho), \quad (2.63)$$

con $\rho \equiv 2q |\hat{n} - 1|$. Esta expresión es una de las más útiles entre las fórmulas complicadas que aparecen en la teoría de Mie.

3. Color estructural en distintos seres vivos

3.1 mariposas y escarabajos

Comencemos viendo a las mariposas y las polillas desde un punto de vista de estructuras elaboradas decoradas en sus escamas. Aunque más de 100 artículos se han dedicado a los colores estructurales en las alas de las mariposas / polillas durante el siglo pasado y el número definitivamente está creciendo particularmente en esta década, hay muy pocos artículos que realmente analicen las propiedades ópticas y describan adecuadamente sus mecanismos físicos. Además, lo que es realmente sorprendente, las investigaciones sistemáticas son muy pocas.

Ghiradella investigó extensamente las características morfológicas de las escamas en conjunto con sus funciones, y además propuso una clasificación racional para las escamas especializadas en las coloraciones estructurales. El resultado se resume en su ilustración que se muestra en la fig. 3.35. Ella clasificó las escalas especializadas en tres categorías, según la ubicación de las estructuras elaboradas: (1) cresta, (2) plano entre crestas y (3) lumen en el lado inferior de una escama (ver Fig. 3.1).

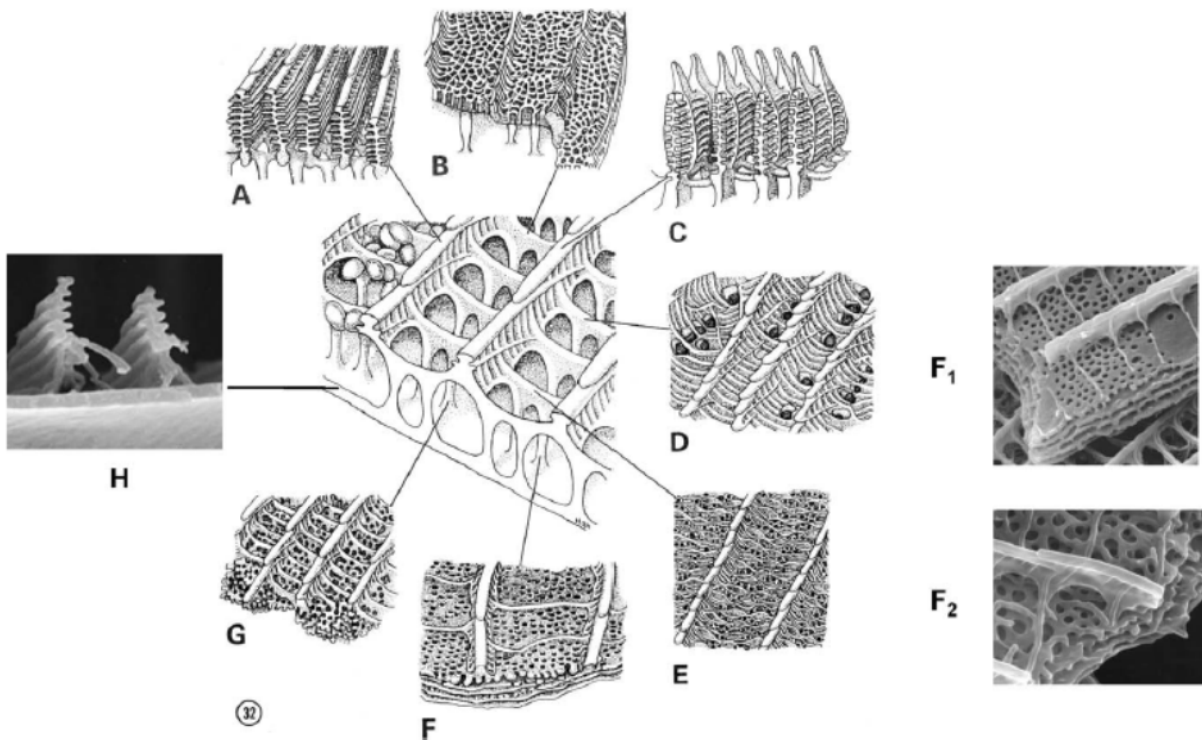


Fig. 3.1 elaboradas estructuras situadas en varios sitios en una escama de lepidópteros: (1) Ridgeiridiscencia tipos A y C, (2) iridiscencia plana tipos B, D y E, y (3) lumeniridiscencia tipo F y G. Se agregó el tipo H en el tipo de iridiscencia de base, y dividió el tipo F en dos tipos, F1 y F2. (Ghiradella, 1998).

Primero, mostramos el tipo de iridiscencia de cresta. Estas corren rectas a lo largo del lado más largo de la escama en su superficie anverso, manteniendo una separación

constante de $\sim 1 \mu\text{m}$ con las crestas vecinas. En una escama normal, las crestas están ligeramente decoradas por una especie de laminilla delgada, superponiéndose parcialmente entre sí y creciendo oblicuamente en un ángulo de $\sim 10^\circ$ desde el plano de la base. Debajo de las crestas, existen trabéculas para sostener las crestas en el plano base. Entre las crestas, las nervaduras transversales mantienen un espaciado posiblemente como soporte mecánico. El resto de la pieza es una ventana abierta, lo que permite conectar el lumen interior con el espacio exterior. A veces, la estructura de la cresta se especializa aumentando su altura, ensanchando el ancho de las laminillas y constituyendo multicapa parcialmente apilable, lo que produce una interferencia cuasi multicapa como se describe en las mariposas *Morpho* (tipo A). Como modificación de este tipo, el pilar central de la cresta a veces toma la forma de un árbol de Navidad. En algún momento, los estantes que sobresalen del pilar se vuelven pequeños, por lo que la interferencia multicapa parece no mantenerse más y, por lo tanto, aparecerá el efecto de difracción de volumen. De todos modos, en este tipo, las microbarras, que corren perpendiculares a las laminillas, parecen contribuir poco a la respuesta óptica. Sin embargo, cuando el gradiente de las laminillas se vuelve pronunciado, tanto las laminillas como las microbarras contribuirán a las respuestas ópticas como dos estructuras periódicas independientes. En el caso extremo, las laminillas se encuentran casi perpendiculares al plano de la base, y las microbarras periódicas ahora contribuyen a la interferencia óptica. Ghiradella ejemplificó la escala de *Eryphanis aesacus* para este tipo (tipo C).

A continuación, hablare de un tipo de iridiscencia plana. Ghiradella mostró tres casos como ejemplos de este tipo. Uno es el caso en el que el plano se elabora en alvéolos distribuidos aleatoriamente (tipo B), y se ejemplifica *Papilio zalmoxis*. La segunda es que el piso está cubierto con micro costillas que corren con bastante regularidad y que son perpendiculares a las crestas, lo que hace que el piso parezca un plano ancho con pliegues (tipo D). El ejemplo se ve en *Diachrysia balluca*. El tercero es la modificación del tipo B, cuyo plano se rellena con el patrón de placas y poros (tipo E), y es característico de la escama *Androcónica périda*. El caso extremo de este tipo es que los planos anverso y reverso de la escama se fusionan para formar una película delgada, sobre la que se ejecutan regularmente crestas (tipo H). Este tipo de escama produce en ocasiones una interferencia de película delgada.

El último es de tipo lumen-iridiscencia, en el que el lumen ubicado debajo de las crestas está relleno de una estructura elaborada. Ella ejemplificó dos casos para este tipo. Una es que el cuerpo del lumen está lleno de estructura laminar, lo que producirá la interferencia de múltiples capas. La laminilla del cuerpo a veces toma la forma de una multicapa curva o verdadera, o la que tiene orificios distribuidos al azar (perforación en forma de pimentero) (tipo F1: *Arhopara japonica*), y en otros casos, el multicapa es completamente reemplazado por la red multicapa de los materiales fibrosos (tipo F2, *Celastrina argiolus ladonides*). Por lo tanto, la interferencia simple de múltiples capas ya no se mantiene y el tratamiento sofisticado que tiene en cuenta tanto la estructura regular de múltiples capas como la irregular es de todos modos necesario. El segundo tipo es que el lumen se llena con una

red tridimensional para formar un cristal fotónico (tipo G). Este tipo está ampliamente distribuido en especies de lepidópteros y se ejemplifica *Teinopalpus imperialis*.

Además, la estructura macroscópica también es importante para ofrecer un efecto visual particular en el ala de la mariposa. Uno de esos efectos ocurre en el orden del tamaño de la escama. De hecho, las escamas a veces se curvan en la dirección longitudinal, lo que produce el efecto angular especial y también el efecto de polarización, como en la escama de *Urania riphenus*.

Finalmente, la distribución del pigmento afecta definitivamente al efecto visual del ala. En el caso de *Morpho sulkowskyi*, la falta de pigmento de melanina muestra claramente el ala blanquecina perlada, mientras que la presencia de pigmento de melanina en la parte inferior de la escama del suelo realza la coloración azul de *Morpho rhetenor* al absorber la luz de los colores complementarios.

Por su parte, los cuerpos, los pelos y las alas de otros insectos tienen diferentes colores debido a las pigmentaciones y los colores estructurales. Las superficies de los cuerpos y las alas son los lugares donde los colores estructurales revelan con mayor frecuencia su apariencia.

Antes de entrar en detalles, veamos brevemente la estructura superficial del cuerpo del insecto. La superficie de un insecto generalmente está cubierta por una cutícula, que se convierte en una barrera para el interior de los organismos contra el mundo externo, y tiene la función de mantener la homeostasis en ambientes que varían continuamente.

La cutícula está compuesta de varias sustancias químicas complejas que incluyen proteínas, lípidos, polifenoles, quitinas, etc., que se entrelazan complicadamente entre sí para formar un material sólido. En general, la parte exterior del cuerpo del insecto se divide en tres partes: epicutícula, procutícula y epidermis, de la dirección exterior a la interior.

La epicutícula se define como una capa que carece de quitinas (Fig. 3.2). Constituye la capa más externa del cuerpo del insecto, que generalmente se compone de cuatro capas, como la capa de cemento (tectocutícula), la capa de cera (cutícula lipídica), la epicutícula externa (a veces llamada cuticlina) y la epicutícula interna (epicutícula proteica).

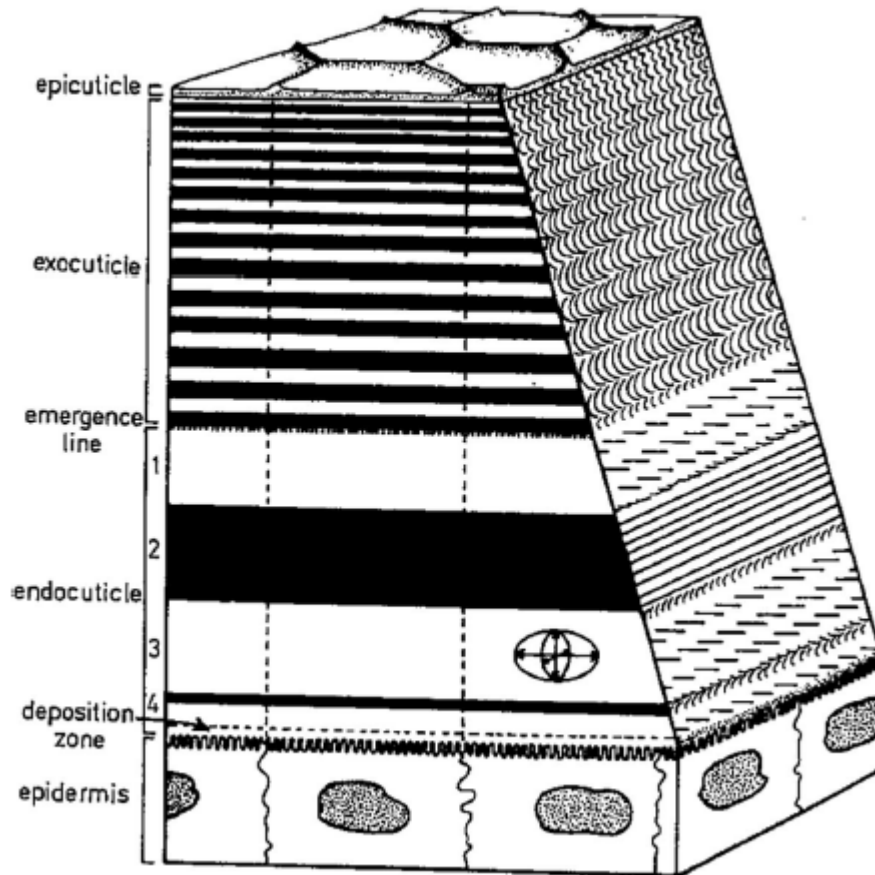


Fig. 3.2 Vista esquemática de cutícula de insecto basada en *Tenebrio* adulto. (Reproducido de Neville (1975))

La epicutícula interna, de 0.5 a 2.0 μm de grosor típicamente, consiste en proteína curtida con polifenol o lípido, que por lo general muestra laminaciones. Las propiedades ópticas de esta capa son isotrópicas, mientras que las de la epicutícula externa son anisótropas. La procutícula se secreta después de la epicutícula y se define como una capa que involucra quitina. Esta capa se divide a su vez en exocutícula y endocutícula. La exocutícula se secreta antes de la ecdisis y se broncea y endurece después de la ecdisis. Así, el color de la exocutícula suele ser marrón o negro, que es el resultado del bronceado o la formación de melanina. La exocutícula contiene microfibrillas de cutícula de ~ 3 nm de diámetro, que están compuestas de cristalitas de quitina crecidos unidireccionalmente incrustados en la matriz de proteína. Estas microfibrillas están dispuestas uniformemente en un plano paralelo a la superficie, y sus direcciones cambian gradualmente con la profundidad de una superficie, provocando así la estructura helicoidal en sentido anti horario a lo largo de la exocutícula. El tono (*pitch*) de la hélice se encuentra en el rango de longitud de onda visible en los escarabajidos, lo que causa los colores estructurales en estos insectos.

3.2 Aves

Se observa que el número de especies de aves que presentan color estructural se localiza comparativamente en los órdenes Galliformes (pavos reales y faisanes), Anseriformes

(patos), Trogoniformes (trogones), Trochiliformes (colibríes), Columbiformes (palomas) y Passeriformes (un gran grupo de pequeños aves). Salvo el último, las aves pertenecientes a estas órdenes son famosas por sus hermosas plumas. El orden Passeriformes comprende de 5300 a 5500 especies, que incluye más de la mitad de las especies de aves. De todos modos, las microestructuras decoran de diversas formas las púas y las bárbulas de las plumas, las pieles y los picos de los pájaros. Se han realizado extensas investigaciones únicamente en las púas y las bárbulas de las plumas, y las de las pieles y los picos son extremadamente limitadas, aunque no pocas especies muestran brillo en estas partes. Las bárbulas de color estructural en las especies de aves normalmente se componen de gránulos de melanina bien ordenados. Estos gránulos originalmente causan colores negros, grises y marrones en las plumas, pero juegan un papel importante en la visualización de colores estructurales al organizarse en estructuras regulares y también a través de la mejora de los colores como absorbente de fondo. En 1960, se observaron estructuras sofisticadas en bárbulas de plumas bajo un microscopio electrónico para colibríes. Greenewalt y col. encontró la presencia de mosaicos de plaquetas en las bárbulas en casi 50 especies de colibríes y mostró que estas plaquetas estaban compuestas por vacíos de aire rodeados por capas de melanina.

Más tarde, Durrer informó de investigaciones sistemáticas sobre las bárbulas iridiscentes y clasificó las formas y disposiciones de los gránulos de melanina en varios tipos. Así, en la etapa actual, la disposición de los gránulos de melanina en las bárbulas ha sido bien sistematizada. Sin embargo, la interpretación física no se ha realizado finalmente desde la década de 1960, cuando las propiedades ópticas se calcularon principalmente mediante una teoría de interferencia de capa fina.

Por otro lado, los colores estructurales en las púas son algo misteriosos, porque las púas están llenas de una red aleatoria de palos o distribuciones aleatorias de burbujas de aire, que no contribuyen a la interferencia de luz de un vistazo. De hecho, estos tipos de estructuras muestran una dependencia casi nula o débil del cambio de color dependiente del ángulo de visión y se denominan colores estructurales no iridiscentes.

3.4 Peses

El pescado es uno de los animales más conocidos y abundantes en colores estructurales. Aunque casi todas las especies de peces muestran de todos modos los fenómenos ópticos basados en estructuras, las estructuras productoras de color y sus mecanismos no se han entendido bien en comparación con las de insectos y aves. El punto más característico de los peces es que esas estructuras están incrustadas en células vivas. Así, las estructuras productoras de color se controlan dinámicamente bajo el sistema nervioso y también bajo condiciones hormonales y fisiológicas. Esto complica bastante las investigaciones en este campo.

Los colores estructurales de los peces aparecen como colores brillantes y reflectores espléndidos en pieles, escamas, córneas y tapeta. Los colores de la piel de los peces generalmente están controlados por células especializadas llamadas cromatóforos. Los hermosos colores y patrones, los francos blancos plateados y los cambios de color

espectaculares se logran mediante la acción combinada de estas células pigmentarias. Generalmente, los cromatóforos se clasifican en varios tipos según los gránulos pigmentarios involucrados y las microestructuras dentro de las células. Sobre todo, los siguientes cinco cromatóforos son ampliamente conocidos y se distribuyen universalmente en los peces: melanóforo, xantóforo, eritróforo, leucóforo e iridóforo. Entre estos, los dos últimos pertenecen a coloraciones estructurales, mientras que los tres primeros contribuyen a las coloraciones pigmentarias. Se sabe que los cuatro primeros tienen forma dendrítica, mientras que los iridóforos suelen ser redondos.

Los iridóforos juegan un papel central en las coloraciones estructurales dentro de la piel del pez. Por lo general, involucran pilas definidas de cristales de purina, es decir, guanina, hipoxantina o ácido úrico, que constituyen una multicapa para reflejar la luz con colores específicos y / o amplios colores blanquecinos plateados. Por lo general, los iridóforos se pueden dividir en estáticos y móviles según la respuesta al cambio fisiológico. La mayoría de los iridóforos distribuidos en la piel pertenecen a los estáticos, que aparecen como flancos blanquecinos plateados, pieles azules brillantes, etc. Este tipo de iridóforo se estudió extensamente desde 1900. Por el contrario, la presencia de iridóforos móviles se notó en la década de 1980 y hasta ahora no se conocen tantas especies que exhiban motilidades contra los neurotransmisores, hormonas y estimulaciones lumínicas. Neon tetra, damisela y gobio son algunos de los ejemplos conocidos.

3.5 Plantas

Los primeros trabajos de investigación acerca del color estructural en plantas fueron realizados por Lee. El quedó asombrado por el color de las hojas del helecho del sotobosque, *Selaginella*, porque sus hojas tenían el brillante azul eléctrico. Consideró que la iridiscencia verde se originó a partir de la naturaleza convexa de la pared exterior de la célula epidérmica, que desempeñaba un papel de matriz de micro lentes para enfocar la luz incidente hacia los cloroplastos, desde los cuales la luz verde se reflejaba selectivamente. Por otro lado, se consideró que la iridiscencia azul provenía de la interferencia de película delgada en la superficie de la hoja.

Posteriormente publicó un artículo con su colega para aclarar el origen de la coloración azul en las hojas y discutió los significados fisiológicos y ecológicos de las coloraciones azules. Seleccionó una de las espigas azules iridiscentes, *Seleginella willdenowii*, que sólo era azul en condiciones de sombra extrema en los bosques tropicales húmedos. Héban y Lee realizaron los estudios de microscopía óptica y electrónica en dos helechos iridiscentes azules, *S. willdenowii* y *S. uncinata*, y encontraron la presencia de estructuras laminares en la parte exterior de la pared celular epidérmica de hojas azules, mientras que estaban ausentes en hojas verdes. La estructura laminar constaba de dos capas densas en electrones y una capa translúcida entre ellas con espesores de la primera de 87 a 94 y 74 a 98 nm, respectivamente, en las dos especies.

Por otro lado, Graham et al. Investigó las hojas iridiscentes de un helecho juvenil, *Danaea nodosa*, que se encuentra en Centroamérica y en las selvas tropicales del Amazonas. Se encontró que el color azul se originó en la pared celular epidérmica, y la investigación con

microscopio electrónico mostró 18-30 capas alternas translúcidas y opacas con espesores de 84 y 49 nm, respectivamente. Además, las capas translúcidas mostraron un patrón parabólico característico (Fig. 3.3). Este patrón es una de las fuertes evidencias de la presencia de estructura helicoidal como en el cristal líquido colestérico, que se informa generalmente en criaturas vivientes. Este fue el primer informe que la estructura helicoidal similar contribuyó a la coloración en las plantas.

Gould y Lee informaron sobre otras dos especies de helechos, el helecho claro y el helecho collar que se encuentran en la selva tropical de Malasia, y encontraron estructuras helicoidales similares en la pared celular. El reflejo foliar de *D. tomentosum* mostró un pico a 446 nm, y la pared celular epidérmica mostró 20-23 capas helicoidales con un espaciado de 141 nm, mientras que el de una hoja verde mostró solo 6-7 capas con un espaciado mucho mayor de 268nm.

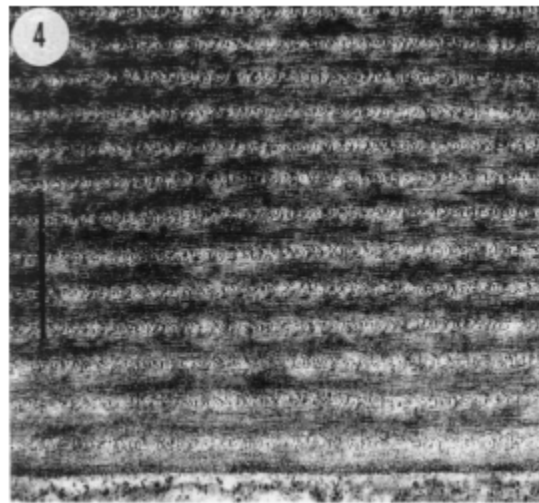


Fig. 3.3 ultra estructura de un helecho malasio iridiscente, *Danaea nodosa*, que muestra un patrón parabólico en la pared celular epidérmica. (Reproducido de Graham et al. (1993)

Lee también investigó el fruto azul brillante del quandong plateado, *Elaeocarpus angustifolius*, que se encuentra en los trópicos asiáticos y Australasia. La medición óptica mostró un pico de reflexión a 439 nm y las investigaciones con microscopio electrónico mostraron una estructura notable debajo de las paredes celulares externas de la epidermis. La estructura consiste en una red aproximadamente paralela de hebras de 78 nm de espesor, que están separadas por lagunas de 39 nm de espesor. Además, la sección paradérmica reveló la presencia de filas rectas de 62 nm de ancho y 62 nm de separación. Así, la estructura en la célula epidérmica de esta fruta es una especie de celosía tridimensional similar a la escala del ala de la mariposa *Morpho*.

4. Técnicas de construcción

Las características únicas de los colores estructurales desarrollados en la naturaleza, como la iridiscencia o el aspecto metálico no pueden obtenerse mediante simples tintes o pigmentos químicos. Por lo tanto, para imitar a las especies biológicas, es necesario diseñar estratégicamente materiales compuestos de nano estructuras variables

controladas, que puedan reproducir las estructuras que nos exhibe la naturaleza. Los métodos de fabricación de dichas estructuras se pueden clasificar en dos grupos:

- Las estrategias top-down: implican el uso de herramientas de micro fabricación para imprimir patrones generados por computadora utilizando técnicas de litografía o deposición de múltiples capas sobre una pieza más grande de sustrato.
- Los métodos bottom-up: utilizan interacciones físico-químicas para la organización jerárquica de nano estructuras a través del auto ensamblaje de bloques de construcción básicos.

4.1 Top-Down

Una de las estrategias del primer grupo es la litografía. El modelado litográfico puede controlar directamente la estructura submicrométrica en la superficie reflectante de un material dieléctrico y, por lo tanto, puede usarse para generar colores estructurales. Las técnicas de litografía se pueden dividir en dos tipos, ya sea que utilicen máscaras y plantillas o no.

La litografía enmascarada transfiere patrones de un molde o una plantilla de máscara sobre un área de sustrato grande, lo que permite una fabricación de alto rendimiento. Estas técnicas de litografía incluyen fotolitografía, litografía holográfica, litografía por nano impresión y litografía blanda. El segundo tipo de técnica es sin máscara y fabrica patrones arbitrarios mediante escritura o grabado en serie. Los ejemplos de litografía sin máscara incluyen litografía por haz de electrones, litografía por haz de iones enfocado y litografía por sonda de barrido. Estas técnicas permiten la creación de patrones de ultra alta resolución de formas arbitrarias con un tamaño de característica mínimo tan pequeño como unos pocos nanómetros. También se utilizan a menudo para crear las máscaras y plantillas empleadas por la litografía enmascarada.

En las técnicas de deposición capa por capa, normalmente las películas de nanoestructura fotónica multicapa se fabrican utilizando materiales dieléctricos inorgánicos o compuestos de nanopartículas / polímeros inorgánicos. Para obtener espacios de banda de retención variables más grandes, las capas pueden diseñarse con estructuras porosas y / o compuestas de materiales poliméricos que responden a estímulos. Los métodos de deposición capa por capa (LbL), como la deposición de capas atómicas, la electrodeposición, la técnica Langmuir-Blodgett y la pulverización catódica, conducen a la formación de multicapas compuestas por pilas periódicas con índices de refracción altos y bajos alternados. Aunque estos métodos normalmente dan como resultado un crecimiento de película bien controlado, a menudo adquieren un coste elevado y adolecen de limitaciones de escala.

4.2 bottom-up

El autoensamblaje es el proceso mediante el cual se logra el orden estructural a diferentes escalas sin ninguna acción externa directa. Una forma de fabricar materiales con colores estructurales es crear nanoestructuras periódicas a través del autoensamblaje, utilizando varios bloques de construcción, como copolímeros de bloque, cristales líquidos y coloides. La naturaleza, por supuesto, utiliza este fenómeno en numerosos casos para producir colores óptimos y materiales multifuncionales. Por lo tanto, es importante comprender los sistemas y procesos auto organizados que se encuentran en la naturaleza para poder replicarlos "de manera eficiente".

Plantillas biomiméticas. La creación de plantillas es una técnica común en la ciencia de los materiales que permite controlar la morfología de los materiales a diferentes escalas. Mediante el uso de la estrategia de plantilla, incluso es posible lograr propiedades del material que sean diferentes a las del material anfitrión (plantilla) en sí. La infiltración de componentes secundarios se suele realizar mediante la deposición de los otros compuestos sobre la plantilla, mediante diferentes técnicas como los procesos sol-gel, ALD y CVD. Las réplicas se crean después de que el andamio de moldaje se retira del sistema sin alterar la morfología, mediante tratamiento térmico, tratamiento químico o crecimiento posterior. Por lo general, se pueden reproducir las intrincadas nanoestructuras exactas que se ven en la naturaleza, utilizando las estructuras biológicas reales como plantillas, mediante técnicas de deposición basadas en gas y en solución. Se pueden generar réplicas directas o estructuras inversas después de la eliminación de plantillas

5 Conclusión

Como se ha visto, si bien se tenían algunas ideas aventuradas, pero acertadas en cierta forma acerca de la naturaleza del color estructural, hizo falta un periodo considerable de tiempo para tener una teoría como la presentada por Maxwell para poder llevar a cabo un estudio analítico del mismo. Luego, con el avance de la tecnología, las incertidumbres más que esclarecerse se multiplicaron al observar el sin fin de variadas nano estructuras que poseían las escamas, púas, bárbulas, alas, caparazones entre otras elementos propios de los seres que habitan la naturaleza. Nanoestructuras mucho más complejas que la simple deposición de capas de distintos índices de refracción, las cuales se servían de más de un único fenómeno óptico. Este hecho, genera que la modelización de estas estructuras sea hartamente difícil, pero a su vez interesante, dado que atrajo tanto la atención de la fotónica, un área relativamente nueva y con gran futuro. Por otro lado, la dificultad extra que se encuentra en los laboratorios es la complejidad que conlleva desarrollar estructuras de dimensiones tan pequeñas con un alto rendimiento.

También se ha visto que a pesar de existir muchos estudios sobre las estructuras de los seres vivos, la comprensión más profunda solo se logró en ciertas especies de insectos y solo algunas partes con presente color estructural de los pájaros. Por lo tanto, la continua y cada vez más compleja investigación en esta área podría acercarnos dos importantes cuestiones; por un lado, comprender la función que tienen estas estructuras en los distintos animales y plantas, y como se ha desarrollado está a lo largo del tiempo podría ayudar a tener una mejor idea del rol que tiene el color en los distintos desarrollos evolutivos de las especies. Y por el otro, el potencial de aplicación de esta tecnología en desarrollo en el área textil, para el desarrollo de telas por medio del arreglo de fibras que no utilicen pigmentos ni colorantes, volviendo sus colores más resistentes al ambiente; en la cosmética para el desarrollo de productos de maquillaje inspirados y capaces de recrear los alucinantes colores de la naturaleza; en el área de pinturas, produciendo colores más intensos y de mayor duración; y en la industria de la visión, a través de la implementación de pantallas de dispositivos que recreen los colores a través de la interacción luminosa, minimizando así el consumo energético.

La fotónica es un área relativamente nueva, el color estructural aun no nos ha mostrado todo su potencial.

Bibliografía consultada

- Kinoshita, S. (2008). "Structural colors in the realm of nature". World Scientific
- Ghiradella, H. (1991). "Light and color on the wing: structural colors in butterflies and moths". *Applied optics*, 30(24), 3492-3500.
- Vignolini, S., Rudall, P. J., Rowland, A. V., Reed, A., Moyroud, E., Faden, R. B., ... & Steiner, U. (2012). "Pointillist structural color in Pollia fruit". *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(39), 15712-15715.
- Dumanli, A. G., & Savin, T. (2016). "Recent advances in the biomimicry of structural colours". *Chemical Society Reviews*, 45(24), 6698-6724.
- Sun, J., Bhushan, B., & Tong, J. (2013). "Structural coloration in nature. *Rsc Advances*", 3(35), 14862-14889.
- Kolle, M. (2011). "Photonic structures inspired by nature". Springer Science & Business Media.
- Parker, A. R. (2000). "515 million years of structural color". *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2(6), R15