

푸른 하늘에 대한 現代的 考察

金泰佑* · 朴奎殷**

Modern Analysis on the Blue Sky.

Kim, Tae-Woo · Park, Kyu-Eun

Abstract

A blue sky is a result of scattering of short-wavelength light. In this paper, we explain the ultimate cause of a blue sky on the basis of electromagnetic properties of light. First, we have obtained scattering cross section of light as dipole moment term by the bound electrons. Second, using the first order perturbation approximation, scattering cross section and mean free path are calculated for air molecule. Scattering cross section by the bound electrons of the air molecule is proportional to k^4 , (or λ^{-4}), $|n-1|^2$ and N^2 . But a blue sky is determined by other factors, eye's sensitivity and intensity of solar radiation, as well as the short-wavelength scattering.

On the contrary, foreign particles reduce blue color of sky. Also, sky light is varied with the line of vision, degree of distribution of the scattering particles and scattering angles. It is the brightest at the horizon and the most blue color of sky at the zenith. The sky is become brighter at the expense of its purity of color.

* 제주대학교 교육대학원 수료

** 사범대학 과학교육과

I. 序 論

17세기까지도 하늘의 푸른색은 하나의 불가사의한 수수께끼로 받아들여져 오다가, 18세기에 이르러 Newton은 이를 얇은 판에서 태양광선의 反射에 의한 一次干涉으로 설명하였으며, 그 후 Clausius는 巨視的인 물방울 속에서의 빛의 屈折 때문이라 하였다.³⁾ 그러나 反射나 屈折이 일어나기 위해서는 搖動하는 물체의 표면이 빛의 波長보다 큰 물체이어야 하고, 色破壞의 설명을 주지 못하기 때문에 散亂理論이 Brücke와 Tyndall에 의하여 제시되었으며, 후에 Lord Rayleigh에 의하여 발전되었다.²⁾

그러나 모든 물질이 빛을 산란하는 것은 아니며, 散亂物質의 크기가 빛의 파장보다 작은 粒子에서만 가능하고, 산란물질이 빛의 파장보다 크다면 산란물질에 부딪치는 빛은 보다 일반적인 幾何光學的인 굴절의 법칙에 적용을 받는다.⁴⁾ 즉 반사체가 빛의 파장에 비해 대단히 작다면, 반사파는 구면파를 이루어 대단히 넓게 퍼져나가게 되고, 이 경우를 散亂이라 한다. 그리고 散亂粒子的 양끝점 사이의 거리가 빛의 파장보다 작기 때문에 산란입자의 표면상의 몇 개의 점에서 산란된 빛들 사이에는 干涉이 없게 된다. 따라서 散亂에 의한 푸른 하늘에 기여하는 물체는 빛의 파장보다 작은 크기의 물체이어야 한다.

이러한 散亂物體에 대하여 Tyndall^{2,3)}은 하늘에 떠 있는 작은 凝結구름을 제시하였고, Rayleigh는 Tyndall의 주장을 받아들이면서도 빛을 산란시키는 물질로써 물이나 얼음은 아닐 것이라고 하였고, 간단한 次元的 解析方法에 의해 빛의 파장보다 작은 直徑을 갖는 粒子는 빛의 파장의 역 4승에 따라 빛을 산란한다는 光散亂 理論^{1,2)}을 제시하였다.

이 이론에 따르면, 빛의 파장보다 작은 모든 입자들은 파장의 역 4승에 따라 빛을 산란시키므로 빛의 파장보다 작은 직경을 물입자와 순수한 大氣를 구성하는 물질을 제외한 대기 중의 모든 물질인 外來物質들도 푸른 하늘에 기여해야만 한다.

그러나 실제의 하늘은 이들 외래입자나 물입자가 대기중에 적게 분포할수록 더 푸르다. 이 문제에 대해 Rayleigh는 오랫동안 설명을 하지 못하다가 1899년에 Maxwell의 제안에 따라 分子吸光(molecular extinction)을 氣體의 屈折率과 관련시켜 外來物質이 없더라도 하늘은 여전히 푸르다는 것을 보여 주었다.³⁾ 이것은 빛의 反射나 屈折보다는 散亂이 푸른 하늘의 주된 원인임을 보여 주는 것으로, 하늘은 空氣分子 자체에 의한 산란으로 푸르다고 할 수 있게 되었다.

Rayleigh는 푸른 하늘을 빛의 古典的 彈性衝突에 의한 單調和振動에 근거하여 설명하였지만,⁶⁾ 본 논문에서는 빛의 電磁氣的 성질에 바탕을 두어 이론적 전개에 필요한 短波長 散

亂理論을 電氣雙極子 모멘트 (moment) 의 개념을 도입하여 빛의 散亂斷面積을 계산함으로써 非量子論的으로 보다 쉽게 푸른 하늘의 원인을 설명하고자 한다.

II. 理論的 背景

빛의 光學的 性質에서 사진전판을 감광시키고, 눈의 角膜을 자극하는 것은 빛의 전기적 벡터 (vector) 에 주로 기인하기 때문에 앞으로의 논의에서는 磁氣雙極子 모멘트 (moment) 를 무시한다.

誘電體에 전자기파를 입사시키면 유전체의 内部電荷 分布가 전자기파의 場 (field) 의 영향하에 뒤틀리어 雙極子의 생성에 관계하고 外部場에 기여하게 된다. 極性分子인 경우에는 原子價電子 (valence electron) 의 不均等分配의 결과로써 永久雙極子 모멘트를 갖고 있으며, 非極性分子나 原子의 경우에는 주어진 電磁氣場이 전자구름을 뒤틀게 하여 核을 상대적으로 이동시킴으로써 誘導雙極子 모멘트를 만들며, 이온 (ion) 分子에서는 入射電磁氣場에 따라 陽이온과 陰이온이 이동하여 雙極子 모멘트를 誘導한다. 그렇게 하여 유도된 쌍극자들은 入射場에 나란하게 되고, 마치 古典的인 빠른 短調和振動과 같이 진동함으로써 빛을 散亂한다.⁸⁾ 이것은 入射電磁氣場의 에너지 일부를 같은 振動數의 전자기파로 輻射하는 일종의 共鳴輻射로서, 산란된 빛의 분포는 多極子의 可干涉重疊에 의하여 조절되고, 일반적으로 입사파의 分極狀態에 의존한다. 그리고 파의 행동은 입사하는 빛의 파장과 衝突하는 매질에 크게 영향을 받는다.

만일 相對透磁率과 相對誘電率이 각각 1인 매질에 時間依存 $e^{-i\omega t}$ 의 전자기파가 입사한다면 入射場^{9,12)} 은

$$\begin{cases} E_i(r, t) = \hat{e}_i E_0 e^{i(k\hat{n}_i \cdot r - \omega t)} \\ H_i(r, t) = \hat{n}_i \times E_i(r, t) \end{cases} \quad (1)$$

로 표현되고, 여기에서 \hat{n}_i 는 입사방향의 단위벡터 (unit vector), \hat{e}_i 는 入射偏極 단위벡터이다.

輻射波長이 散亂子의 크기보다 크다면 輻射場의 벡터 퍼텐셜^{10,11)} (potential) 은 시간변화를 고려치 않는다면

$$A_s(r) = \frac{e^{ikr}}{cr} \int J(r') d^3 r' \quad (2)$$

로 쓰여지고, $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ 은 쌍극자의 위치벡터 \mathbf{r}' 에서의 電流密度이다. 이것은 최종적으로 다음과 같은 쌍극자 모멘트의 향으로 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}) = -ik\mathbf{p} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3)$$

여기서 $\mathbf{p} = \int \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') d^3r'$ 는 전기쌍극자 모멘트이고, ρ 는 電荷密度이다.

Maxwell 방정식 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{E} = \frac{i}{k} \nabla \times \mathbf{B}$ 를 이용하면 복사영역에 기여하는 散亂場은

$$\begin{cases} \mathbf{E}_s = k^2 \frac{e^{ikr}}{r} [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}}] \\ \mathbf{H}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_s \end{cases} \quad (4)$$

가 되고, $\hat{\mathbf{n}}$ 은 흡수방향의 단위벡터를 나타내며, 이들 場은 산란자로부터의 거리에 역비례하는 전형적인 복사형태가 된다.

$\hat{\mathbf{n}}$ 방향에서 시간당 에너지 흐름¹²⁾ (Poynting vector) 은

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}(\mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s^*) \cdot \hat{\mathbf{n}}$$

이고, 輻射面積 $r^2 d\Omega$ 에 흐르는 포인팅 벡터를 dP 라 하면

$$dP = S r^2 d\Omega \text{ 이므로}$$

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} \text{Re} [r^2 \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}_s \times \mathbf{H}_s^*] \quad (5)$$

로, 이것은 單位 立體角當 진동하는 쌍극자 모멘트에 의한 시간평균 輻射率 (power) 을 나타내며, 식(4)에 의하여 식(5)는 다시

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} k^4 |(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{p}) \times \hat{\mathbf{n}}|^2 \quad (6)$$

로 표현되며, 절대값 속의 벡터는 복사 (혹은 산란된 빛) 의 偏極狀態를 나타낸다.

만일 \mathbf{p} 의 모든 성분이 같은 位相에 있다면 식(6)은

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} k^4 |\mathbf{p}|^2 \sin^2 \theta \quad (7)$$

가 되고, 여기서 θ 는 쌍극자와 輻射方向 사이의 각으로, $\theta = \pi/2$ 일 때 복사율이 가장 크다. 즉 雙極子 軸에 직각방향으로 가장 많은 輻射線이 방출되고 축방향으로는 아무런 복사선도 방출하지 않는다.

다시 식(5)로 돌아가서, 微分散亂斷面積은 식 (1), (4)와 (5)로부터

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r^2 \frac{c}{8\pi} |\hat{e}_s^* \cdot E_s|^2}{\frac{c}{8\pi} |\hat{e}_i^* \cdot E_i|^2} \quad (8)$$

$$= \frac{k^4}{E_0^2} \left| \hat{e}_s^* \cdot \mathbf{p} \right|^2 \quad (9)$$

이 되며, 여기서 \hat{e}_s 은 散亂偏光 벡터이고 \hat{e}_s^* 는 \hat{e}_s 의 複素公軀이다. 이 k^4 (혹은 λ^{-4}) 을 갖는 微分散亂斷面積 변화는 유한한 계에 의한 可視光散亂의 거의 일반적인 특징으로 Rayleigh 법칙으로 알려졌다.

만일 散亂媒質이 반경 a 와 일정한 等方性 誘電常數 $\epsilon(\omega)$ 를 갖는 誘電體球라면 전기쌍극자 모멘트^{9,10)} \mathbf{p} 는

$$\mathbf{p} = \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right) a^3 E_i \quad (10)$$

이므로 微分散亂斷面積은 식(9)에 의하여

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^4 a^6 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \left| \hat{e}_s^* \cdot \hat{e}_i \right|^2 \quad (11)$$

이 되고, 이것은 순수한 偏極依存 전기쌍극자 산란으로 散亂輻射가 쌍극자 모멘트 방향 \hat{e}_i 와 輻射方向 \hat{n} 에 의하여 결정되는 面에 線偏光 (linear polarization) 됨을 나타내고, 체적의 제곱에 비례함을 보여준다. 이 식을 水平偏極과 垂直偏極으로 나누고, 初期偏極 \hat{e}_i 에 대해 평균을 취하여 적분하면 전체 산란단면적은

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} k^4 a^6 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \quad (12)$$

이 된다. 이것은 誘電常數 ϵ 인 유전체에 전자기파인 빛이 입사되면 산란은 체적의 제곱에 비례하여 증가하고, k^4 에 따라 증가함을 나타내는 것으로, 장파장의 빛보다 단파장의 빛이 더 강하게 산란되는 것을 나타낸다.

지금까지는 단일 산란자에 대한 산란을 논하였다. 그러면 서로 공간적으로 떨어져 있는 파장에 비하여 매우 작은 많은 산란자들로 이루어진 계를 생각하자. 각 산란자들은 식(4)와 같은 振幅을 갖으며, 모든 誘導雙極子들이 入射場에 수직이고 位相因子 $e^{i\mathbf{k}\hat{n}\cdot\mathbf{r}_j}$ 를 갖기 때문에 散亂斷面積은 개개의 진폭의 可干涉의 重疊 (coherent superposition) 으로 이루어진다. 더욱이 관찰점이 모든 산란자들로부터 멀리 떨어진 점이라면 식 (9)의 일반적인 형태^{9,12)} 는

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k^4}{E_0^2} \left| \sum_j [\hat{e}_s^* \cdot \mathbf{p}_j] e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j} \right|^2 \quad (13)$$

가 된다. 여기서 \mathbf{p}_j 는 j 번째 산란자에 의해 유도된 쌍극자 모멘트이고, $\mathbf{q} = \mathbf{k} (\hat{\mathbf{n}}_i - \hat{\mathbf{n}})$ 은 산란하는 동안의 波數벡터 (wave number vector) 의 차이이다.

산란자의 공간분포 의존을 나타내는 위상인자 $e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j}$ 가 모든 산란자에 대하여 동일하다면 단면적은 하나의 산란자에 대한 단면적에 構造因子

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = \left| \sum_j e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j} \right|^2 \quad (14)$$

을 곱한 것이 된다. 여기서 多重散亂의 효과를 고려치 않는다.

산란자들이 불규칙하게 분포한다면 구조인자는 다시

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = \sum_{j=j'} e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})} + \sum_{j \neq j'} e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})}$$

으로 쓸 수 있으므로 $j \neq j'$ 항은 破壞干涉으로 인하여 무시되고 단지 $j = j'$ 항만이 기여한다. 따라서 산란자의 총수는 $\mathcal{F} = N$ 이 되고 산란은 개개의 기여의 非可干涉的 重疊 (incoherent superposition) 의 결과로써 이루어진다.

만일 산란자들이 매우 많은 수이고 공간에 규칙적인 분포를 갖는다면 구조인자는

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = A (2\pi)^3 \delta(\mathbf{q})$$

로 Delta 함수¹⁴⁾ 로 주어지기 때문에 $\mathbf{q} = 0$, 즉 $\hat{\mathbf{n}}_i = \hat{\mathbf{n}}$ 인 방향에 대해서만 값을 갖게 되므로 입사파의 앞 방향을 제외하고는 어디서나 사라진다. 이 때의 산란자의 총수는 $\mathcal{F} = N^2$ 이 되고 산란은 개개의 산란의 可干涉的 결과로 이루어지며, 한 개의 산란의 N^2 배가 된다.

만일 쌍극자 진동의 크기가 매우 작다면 산란은 미미하기 때문에 擾動的으로 다룰 수 있고, 균일한 等方性 媒質의 誘電率 (ϵ) 과 遊磁率 (μ) 이 진동수에 무관하기 때문에 입사파가 조화적인 시간의존을 갖더라도 공급된 場에는 쌍극자 진동으로 인한 작은 변화가 발생하게 되므로 어떤 공간의 모든 영역에서 電氣變位 \mathbf{D} 와 磁氣誘導 $\mathbf{B}^{(0)}$ 는 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{p}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}$ 가 되고, 자기적인 효과를 고려치 않고 Maxwell 방정식과 Green 함수를 사용하면 \mathbf{D} 는 다음과 같이 주어지며,

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}^{(0)} + \frac{1}{4\pi} \int d^3r' \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} [\nabla' \times \nabla' \times (\mathbf{D} - \epsilon \mathbf{E})] \quad (15)$$

$\mathbf{D}^{(0)}$ 는 입사파의 電氣變位場을 나타낸다.

한 개의 산란에 대한 산란영역으로부터 먼 거리에서의 場은

$$D \rightarrow D^{(0)} + A_s \frac{e^{ikr}}{r} \quad (16)$$

로 쓸 수 있고, 여기서 A_s 는 散亂振幅으로 식 (15) 을 부분적분함으로써 얻어지고

$$A_s = \frac{k^2}{4\pi} \int d^3r e^{-ik\hat{n}\cdot r} [\hat{n} \times (D - \epsilon E) \times \hat{n}] \quad (17)$$

으로 주어진다. 그러므로 식(9)에 대응하는 微分散亂斷面積은

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\hat{e}_s^* \cdot A_s|^2}{|D^{(0)}|^2} \quad (18)$$

가 된다.

$D \approx \epsilon E$ 이므로 $(D - \epsilon E) = \delta\epsilon(r)E$ 라 하고 식 (15) 에 D 를 대입하여 1 차근사 시키고 식 (1)에 대응하는 $D^{(0)}$ 를 $D^{(0)} = \hat{e}_i D^{(0)} e^{ik\hat{n}_i \cdot r}$ 이라 하면,

$$\frac{|\hat{e}_s^* \cdot A_s|}{|D^{(0)}|} = \frac{k^4}{4\pi} \int d^3r e^{iq \cdot r} (\hat{e}_s^* \cdot \hat{e}_i) \frac{\delta\epsilon(r)}{\epsilon} \quad (19)$$

이 되며, $\delta\epsilon$ 은 ϵ 의 變分을 나타내며 $q = k(\hat{n}_i - \hat{n})$ 은 入射波와 散亂波 사이의 파수 벡터의 차이이다.

II.. 本 論

III-1. 空氣分子에 의한 短波長 散亂과 푸른 하늘

희박한 공기는 類似誘電體라 할 수 있고, 앞서의 이론에서처럼 어떤 방향으로 大氣속으로 들어가는 태양빛은 전자기파의 일종으로 공기분자에 의하여 散亂된다.

가시광선의 光子 (Photon) 에너지^{7,9,13)} (1.6 ~ 3.2 eV) 는 전자의 들뜸 에너지¹⁵⁾ (원자 번호 60번까지의 원자에 대하여 약 4.52 eV 이상) 보다 작고, 分子振動 에너지¹³⁾ (약 10^{-1} eV 이하) 보다는 크기 때문에 가시광선이 공기분자에 입사하면 원자의 電子拘束力이 약하게 되어 공기분자의 전자는 궤도를 이탈하지 못하고, 빛의 전기장에 의하여 電氣雙極子가 유도되며, 이 쌍극자가 진동함으로써 입사파의 진동수에 부합하는 전자기파를 輻射한다. 대부분의 氣體分子에서 磁氣 모멘트는 電氣 모멘트에 비하여 매우 작기 때문에 산란 특성은 단지 전기쌍극자에 기인한다고 가정한다.

희박한 공기에 대하여 공기분자들은 불규칙하게 분포되어 있고 r_j 에 위치한 분자쌍극자 모멘트 \mathbf{p}_j 는 $\mathbf{p}_j = \gamma_{\text{mol}} \mathbf{E}(r_j)$ 로 주어지고, $P(r) = N \langle \mathbf{p}_j \rangle$ 이므로 $P(r) = [\sum_j \gamma_{\text{mol}} \delta(r - r_j)] \mathbf{E}(r)$ 이 되고, $P(r) = \frac{\delta\epsilon(r)}{4\pi} \mathbf{E}(r)$ 이므로 식 (19) 의 誘電常數 $\delta\epsilon$ 의 유효변화는

$$\delta\epsilon(r) = 4\pi \sum_j \gamma_{\text{mol}} \delta(r - r_j) \quad (20)$$

이 되며, 여기서 γ_{mol} 은 分子分極率이다. 따라서, 식 (18) 과 (19) 로부터

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^4 |\gamma_{\text{mol}}|^2 |\hat{\mathbf{e}}_s^* \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|^2 \mathcal{F}(\mathbf{q}) \quad (21)$$

가 되며, 구조인자 $\mathcal{F}(\mathbf{q})$ 는 식 (14) 로 주어진다.

산란중심의 불규칙한 분포 때문에 앞서의 논의에 따라 구조인자는 비가간섭적 (incoherent) 으로 더해지고 따라서 산란단면적은 한 분자에 대한 단면적에 단위체적당 분자수 N 을 곱함으로써 결정된다.

희박한 기체에 대한 분자분극률 μ 은 $K_\epsilon \approx 1 + 4\pi N \gamma_{\text{mol}}$ 로 相對誘電常數에 관계된다. 그러므로 기체분자당 전체 산란단면적은 식 (21) 에 $\gamma_{\text{mol}} \approx (\frac{K_\epsilon - 1}{4\pi}) \frac{1}{N}$ 을 대입하고, 적분함으로써 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\sigma \approx \frac{k^4}{6\pi N^2} |K_\epsilon - 1|^2 \quad (22)$$

그런데 굴절률은 $n = K_\epsilon^{1/2}$ 이므로, $n - 1 \ll 1$ 이라면 $K_\epsilon - 1 \approx 2(n - 1)$ 이다. 따라서

$$\sigma \approx \frac{2k^4}{3\pi N^2} |n - 1|^2 \quad (23)$$

이 된다. 이것은 단위 입사 에너지 흐름에 대한 분자당 산란되는 에너지율을 나타내므로 공기 두께 dx 를 透過하는 데 에너지 흐름의 미소한 손실은 $dI(x)/I_0 = -N\sigma dx$ 로 쓸 수 있으며, 따라서 입사광의 세기는

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (24)$$

이다. 여기서 $e^{-\alpha x}$ 는 빛의 세기가 거의 指數極數로 감소하는 것을 의미하는 것으로 波가 진행하는데 따라서 파의 에너지는 매질 (공기) 에 의해 吸收된다는 것을 나타낸다. 또한

$$\alpha = N\sigma \approx \frac{2k^4}{3\pi N} |n - 1|^2 \quad (25)$$

로 吸光系數를 나타내며, 흡수는 매질의 共鳴振動數에서 가장 강하다.^{4, 13)}

식 (23) 과 (25) 는 기체분자나 혹은 불규칙하게 분포된 다른 쌍극자 산란자들에 의한 非可干涉의 散亂을 나타내며, k^4 (혹은 λ^{-4}) 에 따르는 산란을 말한다.

지금까지 공기분자, 좀더 정확하게는 공기분자의 拘束電子에 의한 빛의 산란을 논하였고, 이것은 Rayleigh 산란과 잘 일치하고 있다. 따라서 푸른 하늘은 대기분자에 의한 산란으로 설명되어질 수 있다. 다시 말하면 산란단면적의 k^4 (λ^{-4}) 의존은 가시 스펙트럼 (spectrum) 에서 붉은색이 최저로 산란되고 보라색쪽의 빛이 최대로 산란됨을 나타낸다.

또한 電子振動子들은 紫外線쪽에 共鳴振動數가 있으므로⁷⁾ 식 (25) 에 따라 투과되는 빛은 단파장빛이 장파장빛보다 더 강하게 흡수되어 결과적으로 투과빛의 스펙트럼 구성은 점점 더 붉은색쪽으로 강하게 되고, 식 (24) 에 의하여 빛의 전파거리가 길수록 전체적인 빛의 세기가 감소한다.

NTP 하에서 단위체적당 공기분자의 수는

$$N = \frac{\text{Avogadro Number}}{22.4 \ell} \simeq 2.688 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ molecules 이고, 빛의 平均自由行路는}$$

$$L = \alpha^{-1} = \frac{1}{N\sigma} \quad (26)$$

으로 보라색 (4100Å) 에 대하여 24 km, 푸른색 (4700Å) 에 대하여 43 km, 녹색에 (5200Å) 에 대하여 65 km, 붉은색 (6500Å) 에 대하여 160 km이고, 반면에 지구대기의 99% 는 지표로부터 평균 32 km의 대기권 안에 분포하고 있다.

식 (23) 에 의하여 우선적으로 散亂된 푸른색쪽의 단파장빛은 그림 1 (a)¹⁷⁾ 의 얇은 대기를 통하는 동안 거의 再散亂되지 않고 우리의 눈에 도달하는 반면에, 붉은색쪽의 장파장빛은 대기의 얇은 부분을 통하는 동안 산란이 거의 되지 않고 오히려 吸收가 상대적으로 강하게 일어난다. 그러나 그림 1 (b)¹⁷⁾ 와 같이 태양의 高度가 낮아지면, 즉 일출과 일몰 때는 빛의 進行經路가 장파장 빛의 平均自由行路보다 길기 때문에 우선적으로 산란된 단파장의 빛은 우리 눈에 도달할 때까지 계속하여 재산란 되고, 장파장의 빛은 거의 재산란됨이 없이 우리 눈에 도달하게 된다. 다시 말하면 전체적인 빛의 세기는 감소하나 단파장 성분의 빛보다 붉은색쪽의 장파장빛이 상대적으로 풍부하게 되어 일몰 때의 하늘은 붉게 된다.

지금까지의 논의에 따르면 大氣分子에 의한 산란은 단파장 산란이고 보라색이 푸른색에 비해 파장이 짧으므로, 하늘은 푸른색이 아니고 보라색이어야 한다. 그런데도 우리는 푸른 하늘을 보고 있다. 즉, 하늘은 산란자의 속성과 또 다른 현상들에 의하여 보라색이 아닌 푸른색으로 나타나 보이게 된다.

빛은 角膜을 통하여 눈에 들어오고, 視覺細胞에 의하여 들어온 정보를 관독함으로써 감

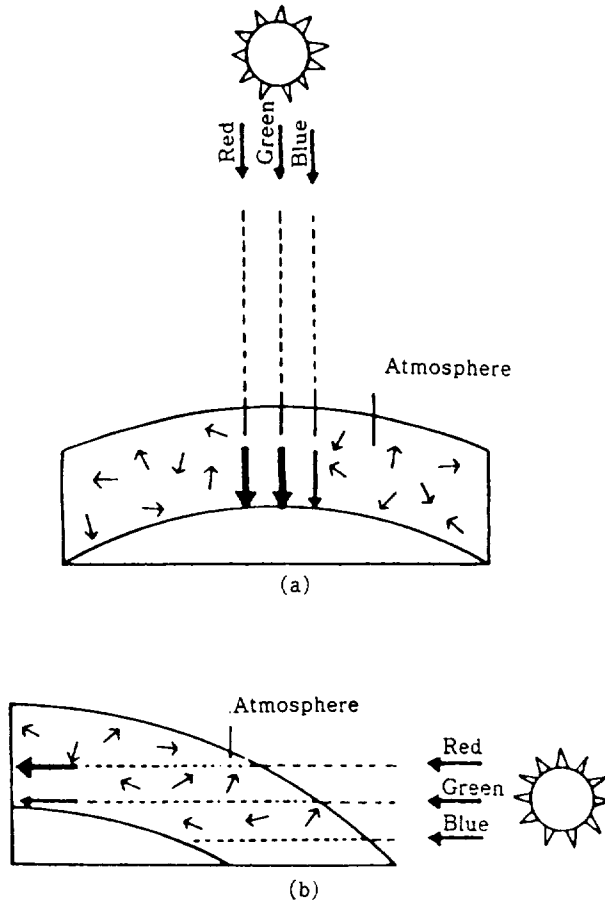


그림 1. The relation between scattering of sky light and light path in atmosphere.

지하게 된다. 어두운 곳에서의 광경은 눈의 구조 속에 있는 가름한 막대모양의 光受容體인 桿狀細胞¹⁸⁾ (rod cell)에 전적으로 의존하고, 밝은 곳에서의 광경은 錐狀의 광수용체인 錐體細胞¹⁸⁾ (cone cell)에 의존한다.⁸⁾ 간상세포의 최고 感應度는 녹색보다 파장이 조금 짧은 쪽에서 최고이고, 추체세포의 최고 감응도는 약 5400 \AA 정도의 빛에서 최고치를 갖는다.^{8,17)} 또한 Purkinje Effect^{8,12)}에 따르면, 밝은 곳에서 푸른색보다 붉은색이 훨씬 밝게 보이는 두 장의 종이를 어두운 곳에서 보게 된다면 이것은 반대로 붉은색보다 푸른색이 더 밝게 보인다. 색에 대하여 인간의 눈은 전체적인 感應度에서 약 5200 \AA 정도의 빛에 최고로 민감하다 (그림 2).¹⁷⁾

즉, 보라색 빛이 푸른색 빛보다 더 산란이 잘 되지만 눈은 보라색보다 푸른색빛에 더 민감하게 반응한다. 그리고 대기권 밖에서의 태양광선 스펙트럼의 상대적인 강도는 그림 3)에서 보듯이 4600 Å~4900 Å의 가시광선에서 최고치를 갖고 있으며, 파란색보다 짧은 파장의 보라색 빛에서는 오히려 감소하고 있고, 하늘빛의 최고순도는 약 42% 정도로 이때의 優勢波長은 4750 Å의 푸른색쪽에 있다. 또한 파장에 의존하는 대기 散亂係數는 그림 4 1,4,16)에서 보듯이 장파장보다 단파장에서 더 강한 散亂強度를 갖는다. 이러한 요인들이 복합적으로 작용하여 하늘은 우리에게 푸르게 나타나 보이게 된다.

석양의 황혼은 구름층을 동반할 때 더욱 아름답다. 구름은 스펙트럼의 非選擇的 거울로써, 모든 파장의 빛을 똑같이 반사하고 투과하기 때문에 붉은 석양의 근본 원인은 되지 못하고 석양을 더욱 붉게 하는 데 도와줄 뿐이다.

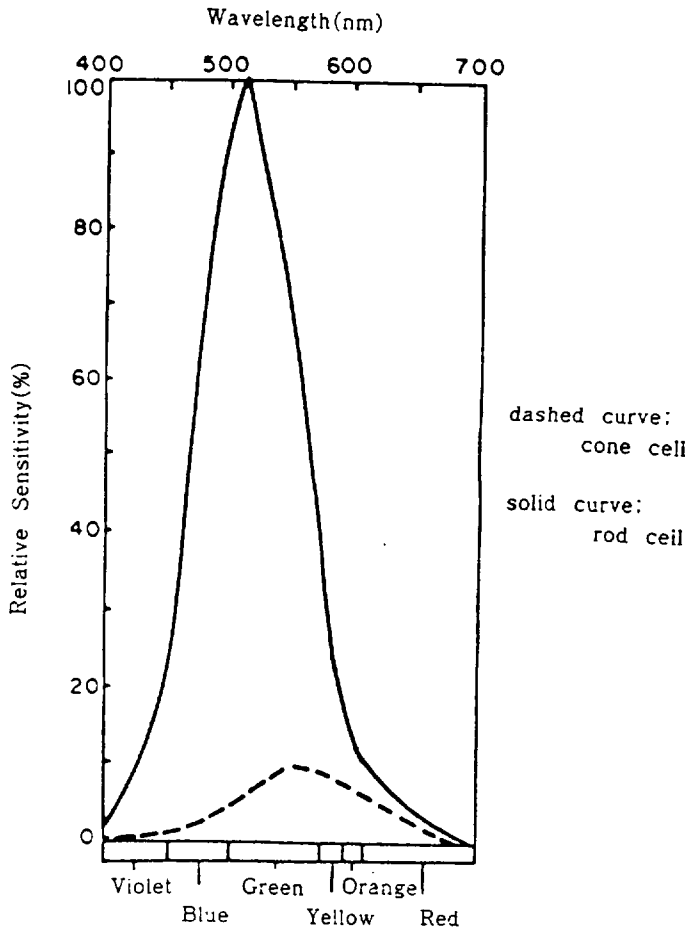


그림 2. Spectral sensitivity (luminous efficiency) of the human eye.

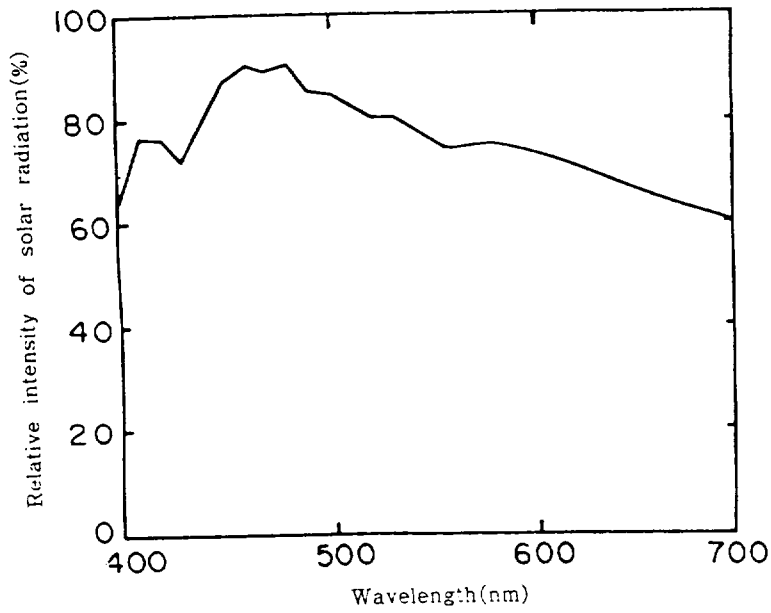


그림 3. The Spectrum of sunlight outside earth's atmosphere.

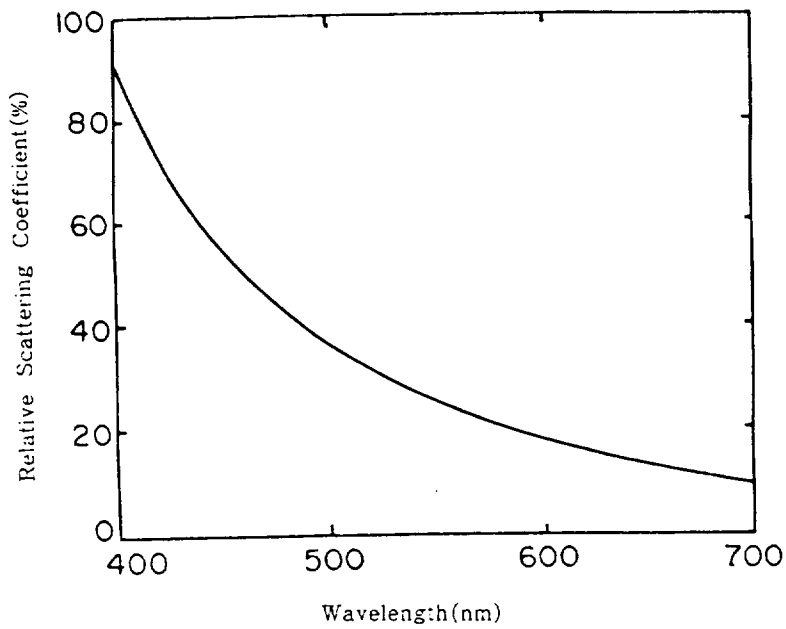


그림 4. Spectral dependence of scattering by atmospheric molecules.

결국 대기가 있으므로 해서 우리는 푸른 하늘과 붉은 석양을 보게 되고, 만일 대기가 없다면 식 (21)의 구조인자 $f(q)$ 는 0이 되고, 따라서 微分散亂斷面積도 0이 되기 때문에 산란에 의한 빛의 輻射가 없게 되어 낮 동안에도 하늘은 진공상태의 우주처럼 어둡게 된다. 즉, 우리는 우리에게 직접 비추어지는 빛만을 보게 되고 빛의 입사방향을 벗어나서는 아무런 빛도 볼 수 없게 된다. 그러나 다행스럽게도 우리의 대기는 바람에 날려 없어져 버리지도 않고, 비에 씻기거나 사라져 버리지도 않기 때문에 우리는 항상 푸른 하늘과 붉으스름한 일몰을 보고 있고, 앞으로도 보게 될 것이다.

III-2. 外來物質의 영향

지금까지 많은 과학자들은 푸른 하늘의 원인을 물이나 얼음 혹은 다른 外來物質에 의한 反射나 屈折에서 찾으려 했다.

1871년 Rayleigh는 그가 발표한 논문²⁾에서 Tyndall의 주장을 받아들이면서도 대기중의 外來物質이 물이나 얼음은 아니라고 했고, “만일 가능한 입자들이 모두 같은 종류의 입자라면 공통 염으로 생각된다”고 하였다. 그러나 이 제안은 식(6)에 의하여 무너졌다. 즉 빛의 파장보다 작은 모든 입자들은 그 구성에 관계없이 파장의 역 4 승 (λ^{-4})에 따라 빛을 輻射하기 때문이다. 그러나 그는 28년 후 대기중의 Ar 기체의 양이 대기중의 물의 평균 양과 비슷하기 때문에 푸른 하늘의 원인을 Ar 기체에서 찾으려 했다.¹⁾ 그러나 大氣構成物質¹⁹⁾ 중 Ar은 겨우 0.9%로 N_2 (78.1%)나 O_2 (20.9%)에 비하여 훨씬 적어 푸른 하늘을 설명하는데 N_2 나 O_2 보다 상대적으로 부적절하다.

아직도 많은 사람들은 푸른 하늘의 주된 원인은 수증기라고 생각하고 있다. 사실 수증기는 赤外線쪽의 장파장빛에서 共鳴吸收를 갖고 있으며,^{7, 19)} 수증기에 의한 빛의 산란은 대기중의 다른 分子構成物에 의한 산란과 그리 틀리지 않다. 물분자는 수소-산소의 極性共有結合으로 이루어지며, 이런 극성분자는 永久雙極子를 갖고 있어 앞서 논한 산란이론에 잘 적용될 것처럼 보인다. 물은 誘電體로서 相對誘電率은 81로 매우 크고, 熱的攪亂을 통하여 불규칙하게 방향지워진 分子雙極子를 유지시킨다. 유전체가 調和電磁氣波에 지배를 받게 되면 유전체의 내부 전하구조는 입사파의 전기장 성분에 비례하는 힘이나 Torque를 받는다.²⁰⁾

그러나 물분자와 같이 상대적으로 무거운 분자들은 자신의 무게 때문에 回轉을 하지 않으려는 慣性을 가지며, 더욱이 물의 相對誘電率은 $\sim 10^{10} \text{Hz}$ 의 진동수까지는 거의 일정하나 그 이상에서는 아주 급속히 떨어진다.⁷⁾ 그러므로 $\sim 10^{15} \text{Hz}$ 의 진동수를 갖는 단파장빛에

서 수증기는 식 (10) 에 기여할 수 없게 되고, 식 (4)에 場 기여를 할 수 없게 되어 전기쌍극자에 의한 복사를 할 수 없게 되며, 식 (13) 에서 논한 것처럼 얼음은 규칙적으로 배열된 산란자를 갖고 있기 때문에 산란된 빛은 거의 하얗게 나타난다. 그러나 전자들은 물분자에 비하여 무시할 수 있을 정도의 慣性을 갖고 있어서 $\sim 10^{15}$ Hz 에서도 場 기여를 할 수 있다.

어떤 사람들은 “물은 본질적으로 푸르다” 고 하며 이를 푸른 하늘의 원인으로 제시하기도 한다. 사실 물은 푸르스름한 색을 띠며, 대부분의 물질은 그들의 고유한 색을 갖는다. 이것은 물질의 共鳴吸收에 의한 빛 스펙트럼의 選擇的 吸收에 기인하는 것⁸⁾ 으로, 물은 붉은 빛의 선택적 흡수력에 의해 녹색-푸른색을 띤다. 다시 말하면 H_2O 분자는 赤外線에서 넓은 공명흡수를 가지나 흡수의 정도는 매우 약하여 물의 두께가 30 m 이상일 때 비로소 붉은 빛이 완전히 제거되어 녹색-푸른색을 띠게 된다.¹⁹⁾ 그러나 대기중의 수증기는 약 $(1.3 \times 10^{19} g) / (\text{대기중})$ 정도로 매우 희박하고 어디서나 일정한 분포를 갖지 않을 뿐더러 대기중의 모든 수증기를 농축시키더라도 평균 74 cm 정도밖에 되지 않으며, 그나마 지상 8 km 이상에는 거의 분포하지 못하고 약 2 km 이내에 대부분 분포하고 있어¹⁹⁾ 식 (26)에 의한 설명이 불가능하다.

물분자가 거의 없는 사막에서나, 아주 건조하고 뜨거운 날에도 우리의 하늘은 오히려 더 푸르다. 즉 물방울이나 수증기로는 푸른 하늘을 설명할 수 없음을 단적으로 증명하고 있는 것이다. 더욱이 가장 작은 물방울¹⁹⁾ 은 약 $10^4 \sim 10^5 \text{ \AA}$ 정도의 크기로, 이는 빛의 構成波長보다 매우 크다. 그러므로 물방울은 많은 振動자를 포함하게 되고, 물분자들은 규칙적인 분포를 갖게 되므로 식 (13) 에서 $j \neq j'$ 의 경우를 고려해야 하며, 이러한 진동자들에 의하여 여러번 反射하고, 散亂된 빛은 屈折되어 관찰자에게 오히려 희게 보인다.

한 예를 들면, 불 붙은 담배 끝에서 피어 오르는 연기는 배경을 어둡게 하여 볼 때 푸르게 보이고, 내뿜어진 연기는 상대적으로 하얗게 보인다. 이것은 담배연기의 입자들은 빛의 파장보다 작은 입자들로 구성되어 식 (9)에 따라 단파장을 산란하나, 담배를 흡입함으로써 내뿜어진 연기는 체내의 수분이 연기입자에 응결하여 상대적으로 크고 질량이 무겁게 되므로 식 (10)에 기여할 수 없고, 따라서 산란보다는 일반적인 굴절과 반사의 법칙이 적용되어 희게 보인다. 또 이러한 현상은 입사빛의 어떠한 파장에도 똑같이 일어나며, 후에 다시 거론하겠지만 물입자가 빛의 파장만큼한 경우에도 물입자내의 규칙적인 물분자 분포로 인하여 산란은 可干涉的으로 일어나기 때문에 결론적으로 물입자는 푸른 하늘에 기여할 수 없다.

대기의 구성분자에 의한 가시광의 흡수는 무시되나 오존은 $4500 \text{ \AA} \sim 7500 \text{ \AA}$ 사이의 약한 흡수띠를 갖는다. 이 흡수띠는 가시 스펙트럼의 장파장쪽에 상대적으로 강하여 푸른 하늘에 기여할 수 있다. 그러나 이 오존층¹⁹⁾ 은 지상 50 km 상공에 있으며, 평균두께가 0.3 cm에

불과하여 푸른색빛의 平均自律行路에 비해 극히 짧아 빛이 오존층을 통과하는 동안 거의 산란되지 않는다. 다시 말하면 日出과 日沒 때 하늘의 스펙트럼을 다소 변경함으로써 하늘을 조금 더 푸르게 하는 데 부가적으로 기여할 수 있으나 푸른 하늘의 근본적인 원인은 아니다.

그리고 大氣汚染도 하늘의 색깔에 영향을 미친다. 대기오염에 대해서는 다시 언급할 것이므로 여기서는 결론적인 얘기만 한다. 빛의 파장보다 큰 대기오염물질은 앞에서 살핀 바와 같이 일반적인 反射와 屈折法則이 적용되므로 빛을 亂反射시켜 오히려 하늘을 희미하게 하고, 이들은 모든 빛을 거의 非選擇的으로 흡수하므로 이들 汚染物質이 대기중에 많이 분포할수록 우리의 하늘은 어둡게 된다. 그리고 빛의 파장보다 작은 오염물질이 대기중에 많이 분포하게 되면 대기중에 산란자를 많이 포함시키는 결과를 낳게 되므로 식 (25)의 거시적인 屈折率 $|n-1|^2$ 이 증가하게 되고, 따라서 吸光係數 α 가 증가하여 하늘의 푸른색에 기여할 수 없게 된다.

III-3. 하늘빛의 純度와 밝기

지금까지는 하늘을 푸르게 하는 원인과 물질에 대하여 논하였다. 그런데 하늘은 색깔과 밝기에 있어서 항상 일정한 것은 아니다. 가령 비가 온 뒤의 하늘은 그전보다 더욱 푸른 빛을 띠고, 날씨가 맑은 하루중에도 우리의 머리 위의 하늘과 水平線 근처의 먼 하늘은 분명한 차이가 있다.

우리의 지구를 비추는 태양광선은 모든 파장의 빛을 포함하고 있으며, 하늘의 빛은 大氣構成分子와 입자들에 의해 散亂되고, 反射와 屈折이 되며, 투과되는 모든 파장의 빛으로 또한 이루어진다. 이들 빛은 앞서 살핀 바와 같이 λ^{-4} 에 따라 장파장의 빛보다 단파장의 빛이 더 강하게 산란되어 우리의 눈에 도달하고, 그 때의 빛의 散亂斷面積은 식 (23)에 따라 산란자수의 역제곱 (N^{-2})에 비례하므로 산란자수가 많은 산란된 빛중 푸른색빛은 감소한다. 그런데 산란자수가 빛의 경로에 따라 차이가 있게 되므로 水平線의 경로를 따라 전파하는 빛은 머리 위(天頂)의 經路를 따라 전파하는 빛보다 더 두꺼운 대기층을 통과하고, 따라서 수평선의 경로에서가 천정의 경로에서보다 더 많은 산란자들을 포함하게 된다.

그러므로 천정의 경로를 따라 1차적으로 산란된 빛은 푸른색이 풍부해지고 이 때의 빛의 경로가 식 (26)의 平均自由行路和 비슷하게 같기 때문에 天頂의 경로를 따르는 동안 거의 再散亂되지 않고 우리의 눈에 도달하나, 水平線의 경로를 따라 산란된 빛은 또 다른 많은 산란자들에 의하여 재산란되어 우리의 눈에 도달하게 됨으로써 머리 위의 하늘은 수평

선의 하늘보다 더 푸르고, 상대적으로 수평선을 향해서 보는 하늘은 더 하얗게 된다. 그리고 식 (25)에 따라 수평선 경로를 따라 투과하는 빛은 단파장빛의 吸光係數가 장파장빛의 흡광계수보다 상대적으로 더 크게 되기 때문에 투과하는 빛은 장파장빛을 더 많이 포함하게 되어 優勢波長의 純度 (42%)가 감소하게 되고, 우세파장도 푸른 빛 (4700Å)에서 장파장의 빛쪽으로 변하게 된다. 따라서 수평선 하늘이 희고, 밝게 되는데는 光純度의 감소가 따르게 된다.

그러나 多重散亂을 고려하지 않고 이런 현상을 완벽하게 설명하기란 불가능하다. 즉 산란에 대한 平均自由行路가 散亂整列의 次元에 비해 작거나, 빛의 경로가 매우 긴 때를 고려해야 한다는 것으로 다중산란은 매질의 종류와 성질 및 농도, 그리고 산란자수에 크게 영향을 받는다. 여기서는 한 예 (4,7)를 들어 설명한다.

먼저 우유가 들어있는 깨끗한 잔을 생각하자. 우유는 可視光의 波長보다 작은 기름기가 많은 浮遊物로, 깨끗한 증류수가 들어 있는 비이커에 이 우유방울을 여러 방울 떨어뜨리고(너무 혼탁하지 않게), 이 혼합물(우유+물)에 강한 白色光을 비추면, 照射光은 우유입자에 의하여 산란되고, 산란된 빛은 엷은 남색을 띤다. 만일, 단일산란의 효과가 압도적으로 크다면 우유는 푸른색이어야 한다. 한 입자의 우유방울에 의하여 1차적으로 散亂된 푸른색은 다른 많은 우유입자에 의하여 再散亂되고, 입자들간의 相互作用으로 인하여 빛의 입사방향으로부터 측면으로 산란되는 파는 서로 독립이 아니라 消滅干涉의 4)으로 더해지기 때문에 산란파들의 합은 결과적으로 사라지게 되어 우유빛은 푸른색이 아닌 남색을 띠게 된다. 이것은 비록 산란자의 크기가 빛의 파장보다 작더라도 산란자의 분포정도와 상태에 따라 빛의 純度와 밝기가 변한다는 것을 나타내는 것으로 그런 까닭에 水平線의 하늘은 빛의 순도를 희생시켜 밝게 되고, 이 때의 전체적인 빛의 세기는 식 (24)에 따라 감소한다. 이러한 빛의 순도와 밝기의 관계는 그림 5)에서 天頂角의 함수로 나타내어지고 순도는 원점에서 가장 큰 반면에 밝기는 수평선에서 가장 밝다.

그리고 大氣壓이 현재보다 커지게 되면 하늘의 색깔은 변하게 된다. 대기압은 단위면적당 대기의 압력으로 단위체적당 大氣分子의 수에 비례하기 때문에 대기압이 높다는 것은 그만큼 대기가 密하거나, 두껍게 된다는 것으로 현재의 大氣壓이 2배가 되면, 대기중의 산란자가 2배 많아지게 되어 하늘은 더 밝게 되겠지만 그것은 푸른색으로써 밝은 것이 아니라, 더 밝은 만큼 푸른색의 純度を 희생시켜 다른 빛들의 조합으로써 밝은 것이다.

地球의 대기는 태초부터 分子와 粒子 — 염과 암모늄, 황산염 등의 다른 수용성 입자들 — 로 汚染이 되어 있다. 그리고 오늘날의 대기는 이들 수용성 입자들 외에 먼지나, 또 다른 입자들을 포함하여 오염되어 있다. 相對濕度가 약 75%를 초과할 때 이러한 고체입자들

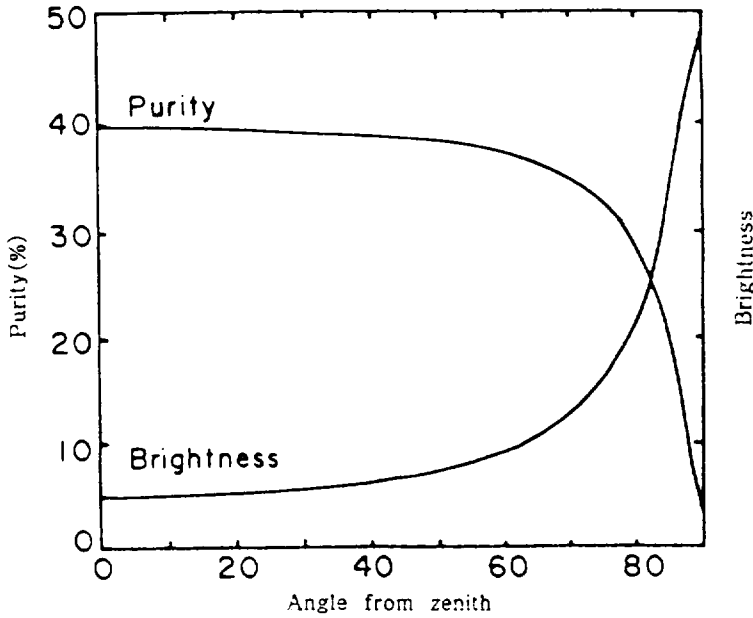


그림 5. Purity and brightness of the sky as functions of angle from the zenith.

은 물분자를 응결시켜 안개와 비슷한 매우 작은 입자 방울로 바뀌게 되나,¹⁹⁾ 이 입자들은 최소 수천 Å으로 전형적인 구름방울보다는 매우 작고, 분자¹⁵⁾ (NaCl 11Å, H₂ 0.74Å) 보다 매우 크다. 그러므로 식 (12) 에 따라 산란단면적은 입자의 체적의 제곱에 비례하여 증가하고, 빛의 산란은 입자의 지름이 可視光線의 파장에 비하여 더 이상 크지 않을 때까지 증가한다.

수증기의 전체 質量이 변하지 않는 상태로, 수증기가 불규칙하게 분포하고 있는 外來粒子에 응결될 때, 이들의 집합상태는 공간적으로 불규칙한 분포상태가 되므로 물분자는 서로 독립적이 되고, 산란자의 총 수는 식 (14)의 구조인자 $\mathcal{K}(q) = N$ 이고, 산란은 非可干涉的이 된다.

따라서 N 개의 물분자에 의한 산란은 한 분자에 의한 산란의 N 배가 된다. 그러나 이들 물분자들이 빛의 파장보다 작은 물방울로 농축될 때 물방울속의 H₂O 분자들은 서로의 相互作用 때문에 규칙적인 분포를 갖게 되고, 位相이 비독립적으로 된다. 따라서 식 (14)의 $q = k(\hat{n}_i - \hat{n})$ 가 $q = 0$, 즉 入射方向(\hat{n}_i)과 散亂輻射方向(\hat{n})이 같은 방향을 제외하고는 $\sum_j e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j} = 0$ 이 되므로 입사방향을 제외한 측면으로의 산란은 없게 되며, j 번째 산란자와 j' 번째 산란자의 구분이 없게 되므로 $j \neq j'$ 인 경우를 고려해야 하고, 입사방향 전

방으로의 散亂振幅은 한 개의 산란진폭의 N 배가 되고 산란강도는 N^2 배가 된다. 따라서, 수증기가 汚染物質에 응결하여 안개와 비슷한 빛의 파장보다 작은 응결입자로 될 때 하늘색의 순도를 희생시켜 散亂強度가 N , 혹은 N^2 (빛의 입사방향으로만)으로 하늘을 더 밝게 하므로 물입자가 빛의 파장보다 크지 않는 한 매우 습한 날에도 可視度는 그리 떨어지지 않는다.

그리고 이러한 外來物質이 하늘의 밝기와 純度에 미치는 영향은 다음의 편광 사실에서도 알 수 있다. 즉 하늘의 가장 푸른색은 단일분자에 의한 산란으로 얻을 수 있고, 이때 光束의 입사방향에 90° 인 하늘에 산란된 빛은 완전편광을 이룬다. 그러나 이러한 기대와는 달리 5500\AA 의 빛에 대한 실제적인 관측의 결과는 75%라는 부분편광을 가져다 준다.⁹⁾ 그것은 多重散亂(6%), 分子非等方性(5%), 地表反射(5%), 그리고 에어로졸(aerosol; 기체 속에 膠質粒子가 分散된 상태)(8%) 때문이다. 다시 말하면 외래물질이 대기중에 많이 분포할수록 이러한 요인들로 인하여 식(32)의 減衰가 증가하여 푸른 빛의 순도를 감소시키는 대신에 하늘은 더 밝게 되고, 식(33)의 평균자유행로 L 이 짧아지게 되어 1차적으로 산란된 푸른 빛을 우리의 눈 앞에서 다시 산란시키게 됨으로써 푸른 하늘에 기여할 수 없다. 결론적으로 대기중의 외래물질은 푸른 하늘에 기여하기보다는 오히려 하늘의 푸른색을 감소시키는 역할을 한다.

IV. 結 論

푸른 하늘의 원인은 빛의 短波長 散亂으로 長波長의 빛보다 短波長의 빛이 더 강하게 산란되기 때문에 하늘은 푸르다고 설명할 수 있다.

하늘을 푸르게 하는 散亂物質은 空氣分子 자체의 拘束電子이며, 대기중의 外來物質은 오히려 하늘의 푸른색을 감소시킨다. 이 전자는 入射光의 90° 방향에 完全偏光을 이루어 빛을 산란하며, 이때의 散亂斷面積은 k^4 (혹은 λ^{-4})과 거시적인 屈折率의 제곱에 비례하고 산란자수의 역제곱에 비례한다. 또한 透過하는 빛의 吸光係數는 산란단면적에 비례하므로 투과하는 빛의 스펙트럼은 붉은색 파장의 빛이 보라색 파장의 빛보다 더 풍부해진다.

그런데 푸른 하늘은 빛의 단파장 산란뿐 아니라 각 파장에 대한 빛의 平均自由行路, 인간의 눈의 색깔에 대한 感應度와 태양광선의 스펙트럼 구성 등이 복합적으로 작용하여 결정된다.

그리고 하늘의 색은 어디서나 일정치 않고 빛의 經路와 外來物質의 분포 정도에 따라 변

한다. 머리 위의 푸른 하늘은 1차적으로 散亂된 푸른 빛이 우리의 눈에 도달하는 동안 거의 재산란되지 않기 때문이고, 水平線의 하늘은 1차적으로 산란된 빛이 우리의 눈에 도달하는 동안 계속하여 재산란됨으로써 색의 순도를 희생시켜 상대적으로 밝게 된다. 외래 물질의 과도한 분포는 대기중의 산란자를 증가시키는 결과를 낳아 푸른 하늘에 기여할 수 없으며, 물분자의 과도한 분포는 푸른 하늘에 기여할 수 없으나 색의 純度를 희생시켜 밝게 하므로 매우 습한 날에도 可視度는 떨어지지 않는다.

결국 우리는 大氣가 있기 때문에 푸른 하늘을 볼 수 있는 것이며, 대기가 없다면 우리의 아름다운 하늘은 완전히 어둠 속에 잠기게 된다.

참 고 문 헌

1. Craig F. Bohren & Alistair B. Fraser ; "Colors of the Sky." The Physics Teacher, May ; 627(1985).
2. Lord Rayleigh ; "On the Light from the Sky, its Polarization and Color" Phil. Mag. Series IV. 41 ; 107(1871).
3. Andrew T. Young ; "Rayleigh Scattering." Phys. Today, 35(1) ; 42(1982).
4. 권영대의 2인 ; "광학," 문운당 ; 470(1986).
5. Miles V. Klein ; "Optics." John Wiley and Sons, Inc. ; 121(1970).
6. S. G. Lipson & H. Lipson ; "Optical Physics" 2nd-Edition, Cambridge University Press ; 315(1981).
7. Eugene Hecht & Alfred Zajac ; "Optics." Addition-Wesley Publishing Company ; 38, 219 (1974).
8. Richard P. Feynman, Robert B. Leighton & Matthew Sands ; "The Feynman Lectures On Physics," VI. I, Addition-Wesley Publishing Company ; 32,35(1979).
9. John David Jackson ; "Classical Electrodynamics," 2nd-Edition, John Wiley & Sons, Inc. ; 136, 306, 391 (1975).
10. Roland H. Good & Terence J. Nelson ; "Classical Theory of Electric and Magnetic Field," Academic Press, Inc. ; 486(1971).
11. L. D. Landau & E. M. Lifshitz ; "The Classical Theory of fields," 4th-Edition, Pergamon Press, Ltd. ; 110, 170 (1980)

20 科學教育 6 卷 (1989, 12)

12. Max Born & Emil Wolf; "Principles of Optics." 6th-Edition. Pergamon Press, Ltd.; 33, 85, 647(1980).
13. Grant R. Fowles; "Introduction to Modern Optics," 2nd-Edition. Holt, Rinehart & Winston, Inc.; 28, 152 (1975).
14. George Arfken; "Mathematical Methods for Physicists," 3rd-Edition. Academic Press, Inc.; 396, 897 (1985).
15. Paul A. Tipler; "Modern Physics," Worth Publishers, Inc.; 265(1981).
16. Rudolf Penndorf; "Table of the Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 μ , their Application to Atmospheric Optics." Journal of the Optical Society of America, 47(2); 176(1957).
17. Time Life Books 편집부; "빛과 시각." Time Life Books, Inc.; 102, 170(1986).
18. 박상윤외 3인; "대학 생물학" 삼아사; 92(1981).
19. 김규환외 4인; "대학 지구과학" 형설출판사; 95(1984).
20. 손영수·주창복; "전자기파란 무엇인가" 전파과학사; 184(1987).