煙層の赤外線透過に関する研究 (2)

小沢 行雄*・村岡 良三**

(* 農業技術研究所気象科 ** 東京理科大学)

Studies on the Transmission of the Infrared Radiation through Smoke Layers (2)

Y. OZAWA* and R. MURAOKA**

(* Division of Meteorology, National Institute of Agricultural Sciences

** Tokyo College of Science)

1. ま え が き

さきに著者らは9種類の煙を供用して実施した煙層赤外線透過率に関する室内測定結果の概要¹⁾を報告した。そしてその際、これらの結果の光学的な考察を他日に行なうことを予告しておいたが、G. Mieの散乱理論によつて行なつた理論的計算結果がようやくまとまつたのでここにその概略を報告する。

報文を草するに当り、常に変らぬ激励と助言をいただいている室長坪井八十二技官に深甚の謝意を表するものである。

2. 黒体放射透過の基本式

微粒子層を通過する黒体放射の透過率 τ は次式によつて与えられる。

$$\tau = \frac{\int B_\lambda \exp. (-\sum n_i \pi r_i^2 Q_i l) d\lambda}{\int B_\lambda d\lambda} \quad \dots\dots(1)$$

ここに B_λ は黒体放射に関するPlanckの函数であり、 $n_i \cdot r_i$ は i という階層の微粒子の単位体積当りの数、および平均半径であり、 l は微粒子層の厚さである。また Q_i は i 階層の微粒子による消散に関するefficiency factorとよばれる無次元の函数であり、微粒子による光の減衰の度合を表現するものである。

球状微粒子による消散のefficiency factor $Q_{\text{ext.}}$ の厳密な形はMie²⁾によつて次のごとく与えられている。

$$Q_{\text{ext.}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{a_n + b_n\} \quad \dots\dots(2)$$

ただし、 x は次のごとくであり、

$$x = 2\pi r / \lambda \quad \dots\dots(3)$$

また、 $a_n \cdot b_n$ はMie係数とよばれ次の形をもつ。

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{j_n(x)[m^* x j_n(m^* x)]' - m^{*2} j_n(m^* x)[x j_n(x)]'}{h_n^{(2)}(x)[m^* x j_n(m^* x)]' - m^{*2} j_n(m^* x)[x h_n^{(2)}(x)]'} \\ b_n &= \frac{j_n(m^* x)[x j_n(x)]' - j_n(x)[m^* x j_n(m^* x)]'}{j_n(m^* x)[x h_n^{(2)}(x)]' - h_n^{(2)}(x)[m^* x j_n(m^* x)]'} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(4)$$

(4)式中、 $j_n(x) \cdot h_n^{(2)}(x)$ はそれぞれ第 n 次の球ベッセル函数、第2種球ハンケル函数であり、 $[]'$ は $[]$ の微分であり次のごとく定義される。

$$[f(x)]' = df(x)/dx \quad \dots\dots(5)$$

1960年2月26日 関東支部総会において発表

また m^* は複素屈折率とよばれ次のごとく表わされる。

$$m^* = m(1 - ki) \quad \dots\dots(6)$$

ここに m は微粒子を形成する物質の屈折率であり、 k はその物質の吸収係数 a_λ と次の関係で結ばれている。

$$mk = (\lambda/4\pi) a_\lambda \quad \dots\dots(7)$$

ただし、吸収係数 a_λ は次のように定義される。すなわち波長 λ なる光が d という厚さをもつ物質を通過する際にはじめの強さ $I_{0\lambda}$ が I_λ に減衰したとすれば、

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp(-a_\lambda d) \quad \dots\dots(8)$$

と書き表わしたときの a_λ をその物質の波長 λ なる光に対する吸収係数といい $[L^{-1}]$ なる次元をもつ。

3. Q_{ext} の計算方法

$Q_{\text{ext.}}$ の計算には、近似法とAden法とも名付くべき厳密な方法との二通りがある。

A. 近似法

x が小さいときは球ベッセル函数の級数展開が可能となり、(2)式は近似的に次のごとく表わすことができる。

$$\begin{aligned} Q_{\text{ext.}} = & -I_m \left\{ 4x \frac{m^{*2}-1}{m^{*2}+2} + \frac{4}{15} x^3 \left(\frac{m^{*2}-1}{m^{*2}+2} \right)^2 \right. \\ & \times \left. \frac{m^{*4}+27m^{*2}+38}{2m^{*2}+3} \right\} + \operatorname{Re} \left\{ \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{m^{*2}-1}{m^{*2}+2} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots(9)$$

van de Hulst³⁾によれば、(9)式は $x=0.6$ までの範囲内ではきわめて近似度が高く $x=0.9$ になるとかなり大きな誤差を生ずるといわれているが、著者らの計算によれば k の大小によつて同じ x に対しても近似度が異なり、 k が小さいとき(0.01位まで)は $x=1.0$ く

らいまでは近似度が高いが k が大きくなり0.3をすぎると $x=0.6$ ですでに誤差が相当大くなる。

B. Adenの方法

この方法は $Q_{\text{ext.}}$ の厳密な計算方法であり、 x の値いかにかわらず適用できるという長所をもっているが一面きわめて労多い計算をしなければならない。

まず次のごとく定義される $\rho_n(\alpha) \cdot \sigma_n(\alpha)$ を使つてMie係数 $a_n \cdot b_n$ を変形する。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \rho_n(\alpha) &= \frac{d}{d\alpha} \ln[\alpha h_n^{(2)}(\alpha)] \\ \sigma_n(\alpha) &= \frac{d}{d\alpha} \ln[\alpha j_n'(\alpha)] \end{aligned} \right\} \dots\dots(10)$$

とおけば、 a_n, b_n は容易に

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{j_n(x)}{h_n^{(2)}(x)} \left\{ \frac{\sigma_n(m^*x) - m^*\sigma_n(x)}{\sigma_n(m^*x) - m^*\rho_n(x)} \right\} \\ b_n &= \frac{j_n(x)}{h_n^{(2)}(x)} \left\{ \frac{\sigma_n(x) - m^*\sigma_n(m^*x)}{\rho_n(x) - m^*\sigma_n(m^*x)} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots(11)$$

となることがわかる。

(10)式において、 α が実数の場合にはそれぞれ次のごとく書きかえることができる。

$$\left. \begin{aligned} \rho_n(\alpha) &= h_{n-1}^{(2)}(\alpha)/h_n^{(2)}(\alpha) - \frac{n}{\alpha} \\ \sigma_n(\alpha) &= j_{n-1}(\alpha)/j_n(\alpha) - \frac{n}{\alpha} \end{aligned} \right\} \dots\dots(10)'$$

したがって (11) 式のうち $j_n(x)/h_n^{(2)}(x)$ および $\rho_n(x) \cdot \sigma_n(x)$ は球ベッセル函数の数値表を使用して算出することが可能である。かくして問題は α が複素数のときの $\sigma_n(\alpha)$ の計算方法いかんということになる。

この場合には Infeld⁵⁾ の導いた次の漸化式を使用すればよい。すなわち α が複素数のときは

$$\sigma_n(\alpha) = \frac{\alpha^2 + n\alpha\sigma_{n-1}(\alpha) - n^2}{n\alpha - \alpha^2\sigma_{n-1}(\alpha)} \dots\dots(12)$$

ただし $n=0$ のときは、 $\sigma_0(\alpha) = \cot \alpha$ であるから

$$\alpha = c - di$$

とおけば

$$\begin{aligned} \sigma_0(\alpha) &= \cot(c - di) \\ &= \frac{\sin 2c + i \sinh 2d}{\cosh 2d - \cos 2c} \end{aligned} \dots\dots(13)$$

となる。(12), (13) 両式を用いて $\sigma_1(m^*x)$, $\sigma_2(m^*x) \dots$ を漸次算出することができる。

かくして Mie 係数の計算は可能となつた。Mie 係数がわかれば Q_{ext} の算出は容易である。

4. 煙粒子構成物質の化学的性質

煙粒子の数や消散の efficiency factor を計算するためには、粒子の半径・粒子構成物質の密度・屈折率・吸収係数を知らなくてはならない。そのためには煙粒子を構成する物質が何であるかをまず明らかにする必要がある。ここで著者らは黒体放射透過率の計算をひとまず発煙剤の煙についてのみ行なうことにして、煙粒子構成物質の化学的および物理的性質の追求は発煙剤の煙に限定することにした。

さて、実験に供用した発煙剤は六塩化エタンおよび亜鉛華を主体とし点火剤としてマグネシウム粉末を用いてあるので燃焼の結果生ずる煙の粒子は気体の ZnCl_2 で構成されている⁶⁾と考えてよく、なお燃焼の初期には

MgCl_2 も若干混在しているであろう。ところで ZnCl_2 は吸水性がきわめて強いので、生成と同時に空中の水分を迅速かつ多量に吸収する (MgCl_2 も同様の性質をもつ)。なお煙の温度は発煙の瞬間には $800 \sim 900^\circ\text{C}$ であろうが間もなく気温に近くなる。そこで煙粒子は ZnCl_2 水溶液の微小液滴であると考えることができる。

次にこの水溶液の濃度がどの程度のものであるかは今後の計算にきわめて重要である。著者らはこれを推定する一つの試みとして次のような簡単な実験を行なつた。

Fig. 1. Change of concentration of ZnCl_2 solution in water

シャーレのなかに ZnCl_2 結晶を少量入れて室内の卓上に放置し一定時間間隔ごとに重量測定を行なう。このとき生ずる重量変化は明らかに ZnCl_2 が空中の水分を吸収することによつて生ずるものであるから ZnCl_2 水溶液濃度の時間的変化の反映になる筈である。実験結果は第1図に示すとおりである。図によれば、濃度変化の速度および終末濃度とがシャーレ内の結晶量の多少、実験時の空中湿度によつて左右されることがわかる。すなわち空中湿度が同一のときは、終末濃度は同じになるが結晶量が少ないほど濃度の減少速度が大きくなり、また空中湿度が大きいほど速度が大となり、さらに終末濃度も小となる傾向がある。量の多少は実は結晶と空気との接触面積の多少の反映であるが、このことは 311.2 mg 区とよく分散された 1040 mg 区との濃度変化がほとんど変つていないことから想像できる。発煙剤の煙粒子はその量に比べ空気との接触面積はシャーレ内の結晶よりもはるかに大きいから、相当な多湿条件のもとでは(第1報の室内実験は夏期の多湿下で行なわれた、また凍霜害のあるような夜間の接地気層は湿度が高いことが多い)、発煙後間もなく 50% 程度の終末濃度に落ち付くものと考えられる。

以上により、著者らは供用発煙剤の煙の粒子は塩化亜鉛 50% 水溶液によつて構成されていると規定した。

5. 煙粒子構成物質の物理的性質

A. 粒径および密度

煙を種々な方法を使ってスライド上にうけ、これを顕微鏡写真にとつて測定した結果によると、第1表のような粒径分布をもつ。

この表から、発煙剤煙粒子の大部分は平均半径が 0.65μ , 0.80μ , 0.95μ , 1.10μ の4種類であるとしてよい。

Table 1. Distribution of the radius of smoke droplets

Mean radius (μ)	0.50	0.65	0.80	0.95	1.10	1.25	1.40	1.55	1.70	1.85
Frequency (%)	0.6	14.9	21.8	27.6	14.6	8.3	7.3	2.9	1.0	1.0

よつて以下の計算においては、簡単のため粒径をこの4種に限定しさらにそれらの頻度 $n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot n_4$ の間には近似的に

$$n_1 : n_2 : n_3 : n_4 = 1.5 : 2.0 : 3.0 : 1.5 \dots (14)$$

が成立するものと仮定した。

次に密度については、International Critical Tables から ZnCl_2 50% 水溶液の 20°C におけるそれは、

$$1.57 \text{ g/cm}^3 = 1.57 \times 10^6 \text{ g/m}^3$$

であることを導いた。

B. 複素屈折率

まず屈折率については、亜塩化鉛水溶液のナトリウム D 線の屈折率・およびその濃度による変化⁷⁾、水の波長別屈折率⁸⁾⁹⁾などに関する既往の研究成果を利用して、問題とする赤外部全領域に対してその平均値を $m=1.31$ であると推定した。

次に吸収係数については、Plyler および Acquista¹⁰⁾ の水の赤外吸収測定結果・Collins¹¹⁾ および Jones ら^{12,13)} の親水性塩水溶液の赤外吸収測定結果、さらに Jones¹⁴⁾ の水の赤外吸収と親水性塩水溶液の赤外吸収との関係についての“Solvate theory of Solution”などを参照して、各波長領域別に第2表のごとく推定した。

Table 1. Values of Absorption coefficient “ a_λ ” of ZnCl_2 50% solution in water

Wavelength (μ)	3~6	6~9	9~14	above 14
Abs. coeff.	0.0377	0.0518	0.1468	0.2702

第2表および(7)式によつて k の値を計算すれば第3表のごとくなる。よつて、複素屈折率 m^* は各波長領域別に第4表のように推定される。

Table 3. Values of “ k ” of ZnCl_2 50% solution in Water

Wavelength (μ)	3~6	6~9	9~14	above 14
k	0.01	0.02	0.10	0.312

Table 4. Values of complex refractive index “ m^* ” of ZnCl_2 50% solution in Water

Wave length (μ)	3~6	6~9	9~14	above 14
m^*	$1.31 - 0.0131i$	$1.31 - 0.0262i$	$1.31 - 0.131i$	$1.31 - 0.4086i$

6. 煙層の黒体放射透過率の計算結果

まず、消散の efficiency factor を近似法・Aden 法の二通りを使い分けて計算したが、その結果は第2図に示すとおりである。この結果は m の異なつた値に対して計算された過去の数氏³⁾¹⁵⁾¹⁶⁾の結果と法則的には一致しており十分正しいものと考えられる。

Fig. 2. Characteristic curve of Q_{ext} .

次に透過率の計算に移つたのであるが、単位体積当りの粒数 n_i は実測をしていないので次のような方式で計算した。

いま粒子の半径を r_i ・単位体積当りの数を n_i ・粒子構成物質の密度を ρ ・煙の単位体積当り質量を W とすれば

$$\frac{4}{3} \pi \sum n_i r_i^3 \cdot \rho = W \quad \dots (15)$$

が成立つ。ここで (14) 式を用いれば

$$n = \frac{3W}{4\pi(1.5r_1^3 + 2.0r_2^3 + 3.0r_3^3 + 1.5r_4^3)\rho} \quad \dots (16)$$

となる。ところで

$$n_1 = n_4 = 1.5n, \quad n_2 = 2.0n, \quad n_3 = 3.0n$$

であるから (16) 式により $n_1 \cdot n_2 \cdot n_3 \cdot n_4$ がきまる訳である。

計算は 300°K の黒体放射の場合について行なつたが、そのエネルギーの波長別分布は Smithsonian Meteorological Tables¹⁷⁾ にのせられた値を用いた。結果は第3図点線に示すとおりである。この図において実線は粒子の

Fig. 3. Transmissivity of infrared radiation through smoke layer, observed and calculated

平均半径がそれぞれ 0.65μ , 1.10μ のみの場合の透過率を示しており、また×印によつて記入されているのは第1報における発煙剤煙層による実測値である。第3図に明らかなごとく、実測値は理論的計算による透過率曲線のまわりに集つており、そのバラツキもきわめて小さく粒子の半径を 0.65μ , 1.10μ としたときの透過率曲線の間におさまっている。実験結果と計算結果との一致はきわめてよいと考えてよいであろう。

7. 考察および結論

黒体放射が煙層を通過するとき、その透過率を左右する条件は煙層の有効濃度と煙を構成する物質のもつ光学的性質である。一方(1)式によれば、 $n_i \cdot r_i \cdot Q_i \cdot l$ が透過率に関する要素としてあげられるが、 Q_i はすでに述べたとおり $r_i \cdot m \cdot k$ の函数であるから結局透過率に関するものは、

$$n_i \cdot l \cdot r_i \cdot m \cdot k$$

の5要素ということになる。このうち $n_i \cdot l$ は専ら煙層の有効濃度に関する量であり、 $m \cdot k$ は煙の光学的性質に関する量であり、また r_i はその両方に関係する量である。

有効濃度が大きくなれば、いかなる煙層でも黒体放射の透過率を小さくさせることは勿論である。問題は有効濃度の増加につれて黒体放射透過率がどのように小さくなるかその減少の仕方であつて、これを支配するものは煙のもつ光学的性質にはかならない。そこでここでは、有効濃度は一応考慮外におき黒体放射の透過率に關係す

る煙の光学的性質に關係するすべての要素すなわち $r_i \cdot m \cdot k$ の値の変化につれて、透過率がどのように変化するかということについて若干の考察を試みることにする。

A. r が変るとき

考察の前提として次の仮定をおく。

- ① 煙を構成する微粒子の平均粒径は一種類であるとする。
- ② $m \cdot k$ は ZnCl_2 50% 水溶液のそれと全く同じであるとする。すなわち $m=1.31$, $k=0.01, 0.02, 0.10, 0.312$ とする。
- ③ 粒子の平均半径をそれぞれ $r=0.01, 0.20, 0.35, 0.50, 0.65, 0.80, 0.95, 1.10, 2.0, 3.0, 5.0\mu$ とする。

このような仮定のもとで 300°K 黒体放射の透過率曲線を計算すると、第4図に示ようになる。

Fig. 4. Transmissivity curves of infrared radiation through smokes with different radius

図によれば、一般に半径が大きくなるにつれて透過率は小さくなる傾向が認められる。しかしながら半径が $1.1 \rightarrow 2.0 \rightarrow 3.0 \rightarrow 5.0\mu$ と大きくなるにつれて透過率の小さくなる割合が少なくなっていることからわかるように、半径の増大につれて透過率は無制限に小さくなるものではなく一定の限界が存在するようである。斎藤¹⁵⁾が異なる半径をもつた微小水滴層の黒体放射透過率について行なつた計算によると、半径 $3.4 \sim 5.9\mu$ の間では半径が大きくなるにつれて透過率も大きくなるという著者らとは逆の結果が出されているが、われわれの場合でも r をさらに大きくとればこのような結果も出てくることは efficiency factor ので特性曲線の形から十分に予想されるところである。

r を小さくしていても、同様に透過率は無制限には大きくならないで一定の限界をもつ。このことは、 r が小さくなればなるほど Q_{ext} は小さくなるが、反対に n は増大し n と Q との積は r の変化にもかかわらずあまり大きく変らないという事実からも推定できる。

これを要するに、屈折率・吸収係数が同一であつても煙粒子の半径が異なれば、黒体放射の透過率はある値を中心にしてかなり大きく変動し、一般に半径が大きくな

ると透過率は小さくなるが、透過率の大きくなるほうにも小さくなるほうにもある限界が存在する。特に r がある値以上に大きくなると透過率は逆に大きくなる場合も生ずる。

B. m が変るとき

考察の前提として次の仮定をおく。

- ① 屈折率 m のみが変化して、吸収係数、粒子半径は変らないものとする。
- ② 粒子半径は 0.65μ であるとする。
- ③ m の値としては、小さいほうの代表として 1.15 を、大きい方の代表として 1.45 を採用する。 $m=1.45$ は液体の屈折率としては最大の部類に属する。 m がこのように変化すると、吸収係数は変らなくとも (7) 式の関係により k の値は若干変化する。いまの場合、 k は第 5 表のようになる。

Table 5. Values of " k "

m	Wavelength			
	3~6	6~9	9~14	above 14
1.15	0.01	0.02	0.11	0.35
1.31	0.01	0.02	0.10	0.312
1.45	0.01	0.02	0.09	0.28

このような $m \cdot k$ の値を有する物質からなる粒子の消散の efficiency factor の特性曲線は第 5 図に示すとおりである。ところで、有効濃度を考慮外におけば、斉一な大きさをもつ微粒子層の黒体放射の透過率を支配するものは efficiency factor のみになることは既述のとおりであるが、第 5 図によれば波長が 9μ 以下の領域では m が大きいほうが $Q_{ext.}$ の値が大きく、また 9μ 以上の領域ではその反対になっている。したがって波長の短いところでは m の大きいほうが透過性が不良であるが、波長の長いところでは反対に m の小さいほうが透過が悪くなる。ところで 300°K の黒体放射のエネルギーは 9μ 以上のところにその $2/3$ 以上が分布しているので全体の結果としては m の小さいほうが幾分か透過率が小さくなるがその差はきわめて僅少であつて、透過率曲線はおおむね同一であるとみなしてさしつかえない。

もつとも、このような結果は $r=0.65\mu$ という仮定の上になりたつものであり、 r に別の値を与えれば問題とする $Q_{ext.}$ の領域が変つてくるのでこれとは若干異なる結果が出てくることは当然である。しかしながらその際にも、 m の値が多少変つても黒体放射の透過率にはほとんど影響しないという上述の定性的な結論をくつがえすほど大きく相異した結果は出てこない。

C. k が変るとき

考察の前提として次の仮定をおく。

Fig. 5. Characteristic curves of $Q_{ext.}$ with different m and k

----- $m=1.51$ ——— $m=1.31$
 ----- $m=1.45$

- ① 屈折率・粒径はそれぞれ 1.31, 0.65μ とする。
- ② このとき、吸収係数と k との間には単純な比例関係が成立するから、吸収係数を変化させる代りに直接 k に変化を与えることにする。ZnCl₂ 50% 水溶液のもつ k を標準として、 k の小さいほうは全波長領域においてそのおおむね 50% 減・ k の大きいほうは同じくおおむね 50% 増とする。すなわち、標準 (0.01, 0.02, 0.10, 0.312) を
 小 (0.005, 0.01, 0.05, 0.16) および
 大 (0.02, 0.03, 0.16, 0.50) とする。

このような仮定のもとで、透過率曲線を計算すると、第 6 図のごとくなる。図によれば、 k が変ると透過率は大幅に変化することがわかる。そしてこの計算では、 $r=0.65\mu$ としたが、 r の値にさらに大きいものを選べば変化の巾は一層大きくなる。

以上の検討の結果、黒体放射の透過率を支配する煙粒子の特性は、その粒子の構成物質の吸収係数と粒子の大きさの二つであることが判明した。

- ① $k = (0.01, 0.02, 0.10, 0.312)$
 ② $k = (0.005, 0.01, 0.05, 0.16)$
 ③ $k = (0.02, 0.03, 0.16, 0.50)$

Fig. 6. Transmissivity curves of infrared radiation through smoke with different values of k

得られれば幸いである。粒径と吸収係数の二つが上述の条件を満足するならば、その煙の赤外線制御能は光学的には霧にほとんど遜色ない値を示すであろう。

したがって実用を指向する今後のこの研究の課題としては、第一に煙になりうるような物質の赤外吸収スペクトルを明らかにすることをあげなければならない。そして第二には、その物質の煙を粒径を数 μ に保ちつつ多量に発生させる方法の検索が重要となるであろう。

文 献

- 1) 小沢行雄・村岡良三 (1960). 煙層の赤外線透過に関する研究 (第1報). 農業気象 16 (2).
- 2) G. Mie (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidalen Metallösungen. Ann. Physik, 25, 377~445.

有効放射の制御能のできるだけ大きい煙を得るためには、現在考え得られる煙の範囲ではできうれば2~3 μ 程度の半径の粒子が望ましい。また吸収係数としては、 ZnCl_2 50%水溶液のそれよりも数十%程度大きい物質が

- 3) H. C. van de Hulst (1957). Light Scattering by Small Particles. : John Wiley & Sons, Inc., New York.
- 4) A. L. Aden (1951). Electromagnetic Scattering from Spheres with sizes comparable to the wavelength. J. Appl. Phys. 22, 601~605.
- 5) L. Infeld (1947) Quart. Appl. Math., 5, 115
- 6) 清水武夫 (1957). 花火：一橋書房
- 7) National Research Council of the U. S. A. (1929). International critical tables of numerical data. Physics. Chemistry & Technology. : McGraw-Hill Book Co.
- 8) 昭和34年度理科年表
- 9) Melchor Centeno V (1941). Refractive Index of Liquid Water in the Near Infrared spectrum. J. Opt. Soc. Amer. 31, 244~247.
- 10) E. K. Plyler & N. Acquista. (1954). Infrared Absorption of liquid water from 2 to 42 Microns. J. Opt. Soc. Amer. 44, 505.
- 11) J. R. Collins. (1922). The Effect of Certain dissolved substances on the Infrared absorption of water. Phys. Rev. 20, 486~498.
- 12) J. S. Guy, E. J. Shaeffer, and H. C. Jones. (1913). The absorption of light by water changed by presence of strongly hydrated salts, as shown by the radiometer. Amer. Chem. J. 49, 265.
- 13) J. S. Guy and H. C. Jones (1914). A quantitative study of absorption spectra by means of the radiomicrometer. Amer. Chem. J. 50, 257.
- 14) H. C. Jones (1917). The Nature of Solution. : D. van Nostrand Co., New York.
- 15) T. Saito (1956). Measurement of Transmissivity of Infrared Radiation through Fog. Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophys. 8, 1.
- 16) J. C. Johnson and J. R. Terrell (1955). Transmission cross section for water spheres illuminated by infrared radiation. J. Opt. Soc. Amer. 45, 451~454.
- 17) Smithsonian Institute (1951). Smithsonian Meteorological Tables, 6th Ed.

Summary

The transmissivity of black body radiation through smoke layers was calculated by the formula (1).

The temperature of black body is 300 °K, and the properties of smoke droplets are assumed as follows ; droplets radii ; $0.65\mu \cdot 0.80\mu \cdot 0.95\mu \cdot 110\mu$, the ratio of droplets numbers ; $(0.65) : (0.80) : (0.95) : (1.10) = 3 : 4 : 6 : 4$, complex refractive index ; as in Table 4.

The efficiency factor for extinction " $Q_{\text{ext.}}$ " are calculated at first by means of Aden's method, the result is shown in Fig. 2. Then the transmissivity are calculated and shown in Fig. 3. The calculated transmissivity was in coincidence with the experimental one.