

# ナトリウム燃焼時の 輻射伝熱に関する研究

— モデル化とその検証及び輻射物性値測定法検討 —  
先行基礎工学研究分野に関する最終詳細報告書  
(共同研究報告書)

2003年5月

北 海 道 大 学  
核燃料サイクル開発機構  
大洗工学センター

本資料は、先行基礎工学分野に関する研究として、北海道大学と核燃料サイクル開発機構との共同研究の成果として作成されたものです。

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合には、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

電話：029-282-1122（代表）

ファックス：029-282-7980

電子メール：jserv@jnc.go.jp

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184

Japan

©核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

北海道大学 (Hokkaido University)

2003

ナトリウム燃焼時の輻射伝熱に関する研究  
ーモデル化とその検証及び輻射物性値測定方法検討ー  
先行基礎工学分野に関する最終詳細報告書（共同研究報告書）

工藤 一彦<sup>1</sup>

高田 孝<sup>2</sup>、山口 彰<sup>2</sup>

要旨

ナトリウム燃焼時には、反応生成物である多量のエアロゾル粒子群を含むため、燃焼領域近傍では輻射による熱輸送の定量評価が重要となる。そこで先行基礎工学分野に関する共同研究として、エアロゾル粒子群の光学物性と寸法、個数密度、発熱量の統計的・空間的分布に基づいた輻射輸送モデルの構築およびエアロゾル光学物性値測定手法に関する研究を北海道大学と共同で平成12年度より3ヶ年にわたって実施した。

本共同研究より得られた主な成果を以下に示す。

- ・エアロゾル粒子群の光学物性値（複素屈折率）、粒径分布の統計的・空間的分布が与えられた際のふく射フラックス挙動を評価する手法を、モンテカルロ法を用い作成し、逆問題的に、得られたふく射エネルギーの透過率並びに強度分布から光学物性値を評価する手法を開発した。
- ・光学物性値が既知である酸化マグネシウムエアロゾルを用いたふく射エネルギー透過率ならびに強度分布測定実験装置を製作し、実験結果より得られた値をもとに光学物性値評価手法の妥当性を評価した結果、開発した評価手法により光学物性値が正しく再現されることが確認され、評価手法の妥当性が確認された。
- ・ガスフラックスモデルに必要な吸収・散乱係数に関し、Mie 散乱理論を用いて評価するモデルを開発し、モンテカルロ法とのベンチマーク解析を実施した結果、モデル化が妥当であることが確認された。

---

<sup>1</sup> 北海道大学大学院 工学研究科機械科学

<sup>2</sup> 核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター 要素技術開発部 流体計算工学研究グループ

Research on radiative heat transfer in sodium combustion

- Modeling, verification and development of a radiative properties measuring method -

(Final report of the JNC cooperative research scheme on the nuclear fuel cycle)

Kudo Kazuhiko<sup>1</sup>

Takata Takashi<sup>2</sup>

Yamaguchi Akira<sup>2</sup>

Abstract

A quantitative evaluation of a radiative heat transfer is an important issue in sodium combustion, because a large amount of aerosol particles that are produced as a result of the combustion exists in a combustion region. The JNC cooperative research scheme on the nuclear fuel cycle with Hokkaido University has been carried out to develop a radiation heat transfer model, based on a diameter, number density and statistical and spatial distribution of aerosol particles, and an optical property measurement method.

The following conclusions are obtained in this research.

- Computational program of the Monte Carlo method has been developed. This program evaluates a radiative transmission intensity based on an optical property. Using this program, an optical property (complex index of refraction) can be estimated from experimental conditions and results such as a diameter of particle and radiative transmission intensity.
- Measurement of the radiative transmission and the distribution of radiative transmission intensity has been carried out using magnesium oxide aerosol, which optical property is identified. It is validated that the estimation scheme from the experimental results represents the correct optical property of magnesium oxide.
- A new model of absorption and scattering coefficients that are adopted in the gas-flux radiation model has been developed using the Mie scattering theory. In this model, an influence of particle distribution on the radiative heat transfer can be evaluated. A one-dimensional benchmark calculation between the Monte Carlo method and the gas-flux model shows that the new model with the Mie scattering theory is applicable to the radiative heat transfer evaluation.

---

<sup>1</sup> Department of Mechanical Engineering, Hokkaido University

<sup>2</sup> Thermal-Hydraulic Research Group, Advanced Technology Division,  
O-arai Engineering Center, JNC

## 目 次

1. はじめに	1
2. ふく射伝熱に関する非灰色解析基礎モデルと逆問題適用性	2
2.1 エネルギー方程式	2
2.2 Mie 散乱理論	3
2.3 非灰色ガスモデル（水蒸気の吸収）	4
2.4 モンテカルロ法の適用	5
2.5 逆問題への適用性	6
2.5.1 解析体系	6
2.5.2 解析結果および考察	7
3. 光学物性評価手法の妥当性評価	22
3.1 実験装置	22
3.2 複素屈折率評価法	23
3.3 解析結果と検討	24
3.3.1 実験の妥当性評価	24
3.3.2 複素屈折率評価	24
4. ナトリウムエアロゾル光学物性値評価	32
4.1 ナトリウムエアロゾルの粒径分布・濃度	32
4.2 解析条件	33
4.3 複素屈折率評価結果	33
5. 光学物性値のガスフラックスモデルへの適用	44
5.1 従来の評価手法	44
5.2 Mie 散乱理論における吸収・散乱係数の算出方法	44
5.3 Mie 散乱理論のガスフラックスモデルへの適用	45
5.4 ガスフラックスモデルの非等方性導入	46
6. ベンチマーク解析	52
6.1 解析条件	52
6.2 モンテカルロ法による解析結果	53
6.3 ガスフラックスモデル解析結果	54
6.4 散乱係数の非等方性感度解析	55
7. まとめ	69
記号表	70
参考文献	72

## 表・図・写真目次

【2章】	
図 2.4-1	水蒸気分圧 0.1atm におけるふく射ガスの単色吸収係数 ..... 9
図 2.5-1	Analytical Model ..... 10
図 2.5-2	分散 1.0 の対数正規分布 ..... 10
図 2.5-3(a)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 11 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0-ki$ )
図 2.5-3(b)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 11 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0-ki$ )
図 2.5-3(c)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 11 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0-ki$ )
図 2.5-4(a)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 12 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0-ki$ )
図 2.5-4(b)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 12 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0-ki$ )
図 2.5-4(c)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 12 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0-ki$ )
図 2.5-5(a)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 13 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0-ki$ )
図 2.5-5(b)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 13 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0-ki$ )
図 2.5-5(c)	半球透過率に対する複素屈折率の影響 ..... 13 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0-ki$ )
図 2.5-6	半球透過エネルギーに及ぼす水蒸気分圧の影響 ..... 14
図 2.5-7	The phase function of single particle ..... 14 by Mie theory and diffusely
図 2.5-8	The effects of complex refractive index ..... 15 on phase function of single particle
図 2.5-9	The effects of complex refractive index ..... 16 on extinction and scattering efficiency
図 2.5-10	The effects of complex index of refraction on hemispherical ..... 17 transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-0.5i$ )
図 2.5-11	The effects of complex index of refraction on hemispherical ..... 17 transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=2.0\mu m, m=1.5-0.5i$ )
図 2.5-12	The effects of complex index of refraction on hemispherical ..... 18 transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i$ )

☒ 2.5-13	The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_w=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i, \delta=0-10^\circ$ )	18
☒ 2.5-14	The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_w=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i, \delta=30-40^\circ$ )	19
☒ 2.5-15	The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_w=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i$ )	19
☒ 2.5-16	The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ( $T_w=800K, f_v=0.001, D=1.0\mu m, m=2.0-2.0i$ )	19
☒ 2.5-17	The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_w=800K, f_v=0.001, D=1.0, m=2.0-2.0i$ )	20
☒ 2.5-18	The maximum errors of hemispherical transmittance and transmitted energy ( $T_w=800K, f_v=0.001, D=1.0\mu m, m=2.0-2.0i$ )	21

## 【3章】

表 3.3-1	Experimental results	25
☒ 3-1	Complex index of refraction of oxide dielectrics	25
☒ 3.1-1	Experimental setup	26
☒ 3.1-2	Slow burning technique of magnesium ribbon	27
☒ 3.1-3	Magnified figure of magnesium oxide aerosol	27
☒ 3.2-1	Flowchart of estimation method of complex index of refraction of aerosol	28
☒ 3.2-2	Analytical system (wall:black, OK)	28
☒ 3.3-1	Effect of wave-number dependency of complex index of refraction of aerosol on the results of radiative heat flux	29
☒ 3.3-2	Contour lines of constant transmittance (case 1)	29
☒ 3.3-3	Contour lines of constant transmittance (case 2)	30
☒ 3.3-4	Contour lines of constant transmittance (case 3)	30
☒ 3.3-5	Contour lines of constant transmittance (case 4)	31
☒ 3.3-6	Estimation of complex index of refraction from iso-transmittance contours	31

## 【4章】

表 4.1-1	エアロゾル代表直径と分布関数	35
☒ 4.1-1	エアロゾル粒径分布	35
☒ 4.2-1	解析体系	36
☒ 4.3-1	複素屈折率と熱流束	36

図 4.3-2	天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率	37
図 4.3-3	複素屈折率と熱流束	37
図 4.3-4	天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率	38
図 4.3-5	天頂角度 0~10 度の熱流束の割合	38
図 4.3-6	天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率	39
図 4.3-7	熱流束の天頂角分布	39
図 4.3-8	各天頂角度における複素屈折率と熱流束	40
図 4.3-9	複素屈折率と吸収断面積	41
図 4.3-10	複素屈折率と散乱断面積	41
図 4.3-11	複素屈折率と吸収断面積+散乱断面積	42
図 4.3-12	複素屈折率と散乱アルベド	42
図 4.3-13	サイズパラメータ $X=3.14$ での複素屈折率と散乱位相関数 (0-180 deg.)	43
図 4.3-14	サイズパラメータ $X=3.14$ での複素屈折率と散乱位相関数 (1.0-2.0 deg.)	43

【5章】

表 5.2-1	ガスフラックスモデルでの吸収・散乱係数	47
図 5.2-1	散乱位相関数における座標系	48
図 5.2-2	散乱位相関数例	48
図 5.2-3	Mie 散乱理論計算妥当性確認 (位相関数, $m=1.27 - 1.37i$ )	49
図 5.2-4	Mie 散乱理論計算妥当性確認 (効率因子, $m=1.27 - 1.37i$ )	50
図 5.2-5	波数と吸収・散乱係数 ( $m=0.998-5.70 \times 10^{-6}i$ )	51

【6章】

図 6.2-1	複素屈折率 $0.996-0.0000155i$ における温度分布	57
図 6.2-2	複素屈折率 $0.998-0.0000570i$ における温度分布	57
図 6.2-3	複素屈折率 $1.000-0.0000738i$ における温度分布	58
図 6.2-4	複素屈折率 $1.002-0.0000565i$ における温度分布	58
図 6.2-5	複素屈折率 $1.004-0.0000152i$ における温度分布	59
図 6.2-6	高温壁面温度 900、1200K における低温壁面の壁面熱流束 $Q_w$	59
図 6.2-7	複素屈折率 $0.996-0.0000155i$ における低温壁面熱流束 の天頂角度分布	60
図 6.2-8	複素屈折率 $0.998-0.0000570i$ における低温壁面熱流束 の天頂角度分布	60



図 6.2-9 複素屈折率 $1.000 - 0.0000738i$ における低温壁面熱流束	61
の天頂角度分布	
図 6.2-10 複素屈折率 $1.002 - 0.0000565i$ における低温壁面熱流束	61
の天頂角度分布	
図 6.2-11 複素屈折率 $1.004 - 0.0000152i$ における低温壁面熱流束	62
の天頂角度分布	
図 6.3-1 Comparison of temperature ( $m = 0.996 - 1.55 \times 10^{-5}i$ )	63
図 6.3-2 Comparison of temperature ( $m = 0.998 - 5.70 \times 10^{-5}i$ )	64
図 6.4-1 解析体系	65
図 6.4-2 解析結果 (従来手法)	66
図 6.4-3 解析結果 (光学物性によるモデル化, $Fv = 0.01$ )	67
図 6.4-4 解析結果 (光学物性によるモデル化, $Fv = 0.002/z$ )	68

## 1. はじめに

液体ナトリウムを冷却材としている高速増殖炉では、冷却材が空気雰囲気中に漏洩した際にナトリウム火災を生じる。従ってナトリウム火災時における建屋健全性評価は非常に重要である。一般にナトリウムによる燃焼では、反応領域では発光を伴う強い発熱が生じる。ここで反応領域周辺には反応生成物である多量のエアロゾル粒子群を含むため、燃焼領域とその周囲に存在する構造物の間での伝熱は、このようなエアロゾル粒子群を通したふく射伝熱となる。また床ライナ温度や床でのナトリウム燃焼量の評価に際し、液体ナトリウム表面からのふく射伝熱の定量化は極めて重要である。このためには、燃焼によって生じた酸化ナトリウムエアロゾル粒子の光学物性値を知る必要がある。

粒子群の光学物性値の決定手法には、Willis<sup>(1)</sup>、Wyatt<sup>(2)</sup>の散乱強度の測定と Mie 散乱モデルによる決定方法、Yuen<sup>(3)</sup>ら、Tien<sup>(4)</sup>ら、Milham<sup>(5)</sup>ら、Chippett<sup>(6)</sup>らによる透過率測定からの決定方法がある。しかしこれらの方法は、Mie 散乱理論の応用モデルとして Beer-Lambert 法則<sup>(7)</sup> 或いは Kramers-Kronig<sup>(5)</sup> の関係式を用いて複素屈折率を求めているが、散乱効果或いは粒子群における多重散乱効果が含まれていないため、計算モデルで実際のふく射エネルギーの透過挙動を正確に模擬することは困難である。

今までの、エアロゾル群の透過率、吸収率、反射率などの測定によるエアロゾル粒子の光学物性値の決定手法があまり好ましい結果が得られなかった原因の一つは、計算モデルが実際のふく射エネルギーの透過挙動を正しく反映できなかったこと、また一つは一定の光学物性値からは単一の透過率、吸収率及び反射率が求められる（順問題）のに対し、一定の透過率、吸収率、反射率を与えるのに必要な単一の光学物性値を求めること（逆問題）が難しいこと、すなわち物性値逆問題の適切性によるものである。

本研究では、エアロゾル粒子群の光学物性値を、エアロゾル粒子群のふく射伝ば特性の測定と逆解析手法の併用により推定する手法の確立と、これを利用して粒子の直径分布、個数密度、発熱量の統計的空間分布が与えられた時の、ふく射伝熱量を評価するモデルの構築の二つを目的とする。

## 2. ふく射伝熱に関する非灰色解析基礎モデルと逆問題適用性

エアロゾル粒子群の光学物性値を、エアロゾル粒子群のふく射伝ば特性の測定と逆解析手法の併用により推定する手法では、粒子群中のふく射エネルギーの透過・散乱特性を厳密に評価する必要がある。そこで本研究では、ふく射エネルギー透過時の Mie 散乱による多重散乱効果を正確に模擬できる、モンテカルロ法を用いた非灰色解析モデルを構築した。

### 2.1 エネルギー方程式

単位体積あたりの微小要素のエネルギー保存は以下の式で表される。

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = -\nabla q_r + Q_h \quad (2-1)$$

ガス中で気体と粒子との対流伝熱、壁面、水蒸気および粒子の間のふく射伝熱のみ考えると、以下の式で表される。

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = -\nabla q_r \quad (2-2)$$

ここで、各分割要素（微小計算領域）を気体と粒子に分けて取り扱うとすると、気体要素、粒子要素および壁面要素におけるエネルギー式は以下の式で表される。

気体要素：

$$Q_{r,m,g} = Q_{r,out,g}(\infty) + Q_{c,gp} \quad (2-3)$$

粒子要素：

$$Q_{r,m,p} + Q_{c,gp} = Q_{r,out,p}(\infty) \quad (2-4)$$

壁面要素：

$$Q_{r,m,w} = Q_{r,out,w}(\infty) + Q_a \quad (2-5)$$

ここで、気体要素内で放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,o,g}(\infty) = 4 \int_0^{\infty} K_\nu(\nu) e_{b\nu}(\nu) d\nu \quad (2-6)$$

粒子要素内で放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,out,p}(\infty) = 4 \int_0^{\infty} \sigma_a e_{b\nu}(\nu) d\nu \quad (2-7)$$

壁面要素から放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,out,w}(\infty) = \varepsilon_w \int_0^{\infty} e_{b\nu}(\nu) d\nu \quad (2-8)$$

気体から粒子への対流伝熱量

$$Q_{c,gp} = h_{gp} \pi D_p^2 \dot{N}_p (T_g - T_p) \quad (2-9)$$

要素  $i$  ( $i = g, p, w$ ) が他の気体、粒子、壁要素から放射されたふく射エネルギーを吸収した量、

$$Q_{r,in,i} = \left( \sum_{gas} Rd_{g \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,g}(\infty) + \sum_{particle} Rd_{p \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,p}(\infty) \right. \\ \left. + \sum_{wall} Rd_{w \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,w}(\infty) \right) \quad (2-10)$$

また  $\sigma_a$  は粒子群の吸収係数 ( $1/m$ ) で、粒子のサイズパラメータ、体積割合と複素屈折率があたえられると、下記の式により求められる。

$$\sigma_a(\nu) = \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^n (Q_{ext}(\nu) - Q_{sca}(\nu)) N_p f_i(D_i) D_i^2 \quad (2-11)$$

$N_p$ 、 $f_i$  ( $=N_i/N_p$ ) それぞれ粒子の個数密度と  $D_i \sim D_i + \Delta D$  の粒径の個数割合である。減衰効率因子  $Q_{ext}$ 、散乱効率因子  $Q_{sca}$  は入射波長、粒子の直径及び複素屈折率があたえられると、Mie の散乱理論<sup>(9)</sup>により求められる。また、 $n$  は  $\Delta D$  の幅で分割した粒径の分割数である。 $h_{gp}$  は粒子および気体間の対流熱伝達率 ( $W/m^2K$ ) で、ヌッセルト数および気体の熱伝導率により求められる。 $K_\nu(\nu)$  は実在気体の単色吸収係数 ( $1/m$ ) で Edwards らの指数型広域バンドモデルパラメータを用いた Elsasser<sup>(8)</sup> の狭域バンドモデルにより求めることができる。

また、 $Rd_{i \rightarrow j}$  は各要素  $i$  内で放射されたふく射エネルギーが、要素  $j$  に吸収される割合を示す要素相互間のエネルギー交換係数であり、モンテカルロ法によるエネルギー粒子の追跡によって求められる<sup>(10)</sup>。

## 2.2 Mie 散乱理論

真空中におかれた一様等方性の粒子球に単色自然光が平行に入射したとき、粒径パラメータ  $X$  と球の複素屈折率  $m$  より、粒子 1 個当たりの減衰効率因子  $Q_e$ 、散乱効率因子  $Q_s$ 、散乱位相関数  $\phi(\eta)$  を求めるには次式を用いる。

$$Q_e = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (2-12)$$

$$Q_s = \frac{2}{X^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2-13)$$

$$\phi(\eta) = \frac{2}{X^2 Q_s} \left( |S_1(\eta)|^2 + |S_2(\eta)|^2 \right) \quad (2-14)$$

ただし、

$$X = \pi d \nu, m = n - ki, n = n(\omega_1), k = k(\omega_1) \quad (2-15)$$

$$S_1(\eta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \eta) + b_n \tau_n(\cos \eta)] \quad (2-16)$$

$$S_2(\eta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \eta) + a_n \tau_n(\cos \eta)] \quad (2-17)$$

$$a_n = \frac{\frac{d\psi_n(y)}{dy} \psi_n(X) - m \psi_n(y) \frac{d\psi_n(k)}{dx}}{\frac{d\psi_n(y)}{dy} \zeta_n(X) - m \psi_n(y) \frac{d\zeta_n(k)}{dx}} \quad (2-18)$$

$$a_n = \frac{m \frac{d\psi_n(y)}{dy} \psi_n(X) - \psi_n(y) \frac{d\psi_n(k)}{dx}}{m \frac{d\psi_n(y)}{dy} \zeta_n(X) - \psi_n(y) \frac{d\zeta_n(k)}{dx}} \quad (2-19)$$

$$y = mX \quad (2-20)$$

$$\psi_n(k) = \sqrt{\pi k/2} \cdot J_{n+1/2}(k) \quad (2-21)$$

$$\zeta_n(k) = \sqrt{\pi k/2} \cdot (J_{n+1/2}(k) - iY_{n+1/2}(k)) \quad (2-22)$$

$$\pi_n(\cos \eta) = \frac{1}{\sin \eta} P_n^1(\cos \eta) \quad (2-23)$$

$$\tau_n(\cos \eta) = \frac{d}{d\eta} P_n^1(\cos \eta) \quad (2-24)$$

$$P_n^1(k) = \sqrt{k^2 - 1} \cdot \frac{dP_n(k)}{dk} \quad (2-25)$$

となっている。これらは、複素数の無限級数である。

### 2.3 非灰色ガスモデル（水蒸気の吸収）

水蒸気をとまなう非灰色ガス要素における単色減衰係数は、ふく射ガスの単色吸収係数  $k_\lambda$ 、粒子の吸収断面積  $\delta_{a\lambda}$ 、粒子の散乱断面積  $\delta_{s\lambda}$  の和として次のように求められる。

$$a_\lambda = k_\lambda (1 - F_V) + \delta_{a\lambda} + \delta_{s\lambda} \quad (2-26)$$

ここで、 $F_V$  は体積割合である。この粒子の吸収・散乱断面積は前述した Mie 散乱理論によって与えられる。ふく射ガスの単色吸収係数については、Elsasser の狭域バンドモデル<sup>(8)</sup>を導入し、波数  $\nu$  で表すと

$$k_{\nu,i} = \rho \left( \frac{e}{D} \right) \frac{\sinh(2\pi C/D)}{\cosh(2\pi C/D) - \cos(2\pi \nu^*/D)} \quad (2-27)$$

となる。ここで、 $\rho$  はガスの密度、 $e$  は線強度、 $D$  は線間隔、 $C$  は線半幅値、 $\nu^* = |\nu - \nu_0|$  は吸収バンドの代表波数  $\nu_0$  との差である。

図 2.3-1 に水蒸気分圧 0.1atm のときの単色吸収係数を示す。ただし、ガス温度は、壁面温度の最高値と最低値である 1200K と 300K とした。これらの図から水蒸気は特定の波数、特

に短波数領域で大きく吸収、放射する特性をもっていることが分かる。

## 2.4 モンテカルロ法の適用

各要素から多数のエネルギー粒子を下記の規則に従って射出し、そのエネルギー粒子が吸収される要素を決定することで、各要素間のふく射エネルギー交換係数（前章の Rd）を求める。

(1) 波数  $\nu$  を有するエネルギー粒子の飛行距離 S:

$$S = -\ln(1-R_s) / \beta(\nu) \quad (2-28)$$

ここで、 $R_s$  は 0~1 の間の値をとる一様乱数である。

$$\beta(\nu) = K_\nu(\nu) + \sigma_e(\nu) \quad (2-29)$$

$$\sigma_e(\nu) = \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^n (Q_{ext}(\nu) N_p f_i(D_i) D_i^2) \quad (2-30)$$

(2) 各エネルギー粒子の要素内での射出位置 z:

$$z = z_i + \Delta z R_z \quad (\Delta z \text{ 要素の厚さ}) \quad (2-31)$$

(3) 各エネルギー粒子の射出方向 ( $\theta$ 、 $\eta$ ):

$$\text{壁面: } \theta_w = 2\pi R_\theta \quad (2-32)$$

$$\eta_w = \cos^{-1} \sqrt{(1-R_\eta)} \quad (2-33)$$

気体および粒子:

$$\theta_{g,p} = 2\pi R_\theta \quad (2-34)$$

$$\eta_{g,p} = \cos^{-1}(1-2R_\eta) \quad (2-35)$$

(4) 各エネルギー粒子が有する波数  $\nu$ :

壁面および粒子:

$$\frac{\int e_{b\nu}(\nu) d\nu}{\int e_{b\nu}(\nu) d\nu} = R_\nu \quad (2-36)$$

気体:

$$\frac{\int K_\nu(\nu) e_{b\nu}(\nu) d\nu}{\int K_\nu(\nu) e_{b\nu}(\nu) d\nu} = R_\nu \quad (2-37)$$

(5) エネルギー粒子の追跡:

壁面、気体、粒子の各要素から射出されたエネルギー粒子は式(2-28)で定められた飛距離を進んだ後、その位置が燃焼ガスであれば、気体或いは粒子群により吸収されるか、粒子によって散乱されるかのいずれかとなるのである。各エネルギー粒子が吸収されるか散乱されるかは次の式で決められる。

$$\frac{K_v(\nu) + \sigma_a(\nu)}{\beta(\nu)} \leq R_s \tag{2-38}$$

の時は吸収、逆の場合は散乱されることになる。吸収の際は、気体と粒子のどちらに吸収されるかは次の式により決められる。

$$\frac{K_v(\nu)}{K_v(\nu) + \sigma_a(\nu)} \geq R_a \tag{2-39}$$

の時は気体要素に吸収され、逆の場合は粒子群により吸収される。エネルギー粒子が粒子群によって散乱されると判断されたとき、散乱位相関数 $\Phi(\phi, \theta)$ (Mie 散乱理論により求められる)を用いて、散乱後のエネルギー粒子の進行方向を決める。球形粒子では、 $\Phi$ は $\theta$ 方向には一様であるので、 $\theta$ は下式で求められる。

$$\theta = 2\pi R_\theta \tag{2-40}$$

散乱後のエネルギー粒子の進行方向 $\phi$ は下式で求められる。

$$\int \Phi(\phi) d\phi \geq R_\phi \tag{2-41}$$

ここで、 $\phi$ は散乱角、 $\theta$ は観察角である。壁面、気体、粒子の各要素から一定の数 $P$ （少なくとも10000個以上）のエネルギー粒子を飛ばし、各要素に吸収される数 $P_1$ を求めることにより、エネルギー交換係数 $Rd(=P_1/P)$ を求めることができる。

## 2.5 逆問題への適用性

開発した光学物性値評価手法の逆問題（実験結果として得られた透過率等から、エアロゾル粒子の光学物性値を推定する）への適用性を1次元解析により検討した。

### 2.5.1 解析体系

解析は、図2.5-1に示したように、高温壁（液体ナトリウムプール表面に相当）から放射されたふく射エネルギーの、一定の厚さを持つ酸化ナトリウムエアロゾル群と水蒸気含有の空気層の透過を取り扱うこととした。壁面及び粒子から放射されるふく射エネルギーの波長はPlankの法則に従うこととした。以下に主な解析条件を示す。

- 壁面温度 :  $T_{w1}=600K, 800K ; T_{w2}=0 K$
- 壁面放射率  $\epsilon_w$  : 0.65
- 粒径 : 平均粒径 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 ( $\mu m$ ) を持つ対数正規分布、 $D = \exp(\eta + \sigma u)$ 、 $\eta$ -期待値、 $\sigma$ -分散、 $u$ -標準正規乱数  
平均粒径  $E(D) = A \cdot B^{0.5}$ 、 $A = \exp(\eta)$ 、 $B = \exp(\sigma^2)$   
(図2.5-2に、分散 $\sigma = 1.0$ の対数正規分布を示す)

エアロゾル粒子の体積割合 :  $f_v = 5.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-2}$  .

水蒸気体積割合 :  $V_{H_2O} = 2.0, 7.0, 15.0 \text{ Vol\%}$

エアロゾル層の厚さ : 2.5 mm

複素屈折率(m) :  $m = n - ki$  ( $n = 1.0 \sim 3.0, k = 0.25 \sim 3.0$ )

## 2.5.2 解析結果および考察

解析にあたり、壁面からの放射されるふく射エネルギーの方向分布は Lambert 余弦則に従う分布とし、ガスは水蒸気と粒子群をそれぞれ壁垂直方向に 18 個の要素に分割し、壁面、気体（水蒸気）及び粒子群要素毎に 1 万個ずつのエネルギー粒子を飛ばした。

図 2.5-3~5 にそれぞれ  $f_v=0.001, 0.005, 0.01$  の時の、600K の灰色壁（放射率 0.65）からのふく射に対するエアロゾル粒子群の透過率を示すが、 $f_v$  が同じであると平均粒径  $D$  が大きくなるにつれて、通過エネルギーが多くなるのがわかる。また、粒径が小さい時に粒子の複素屈折率がエネルギー透過に与える影響が強いのにに対し、粒径が大きい場合はその影響が小さいことが示されている。また粒子の屈折率  $n$  が 1~3 と大きくなると、粒子の減衰係数  $k$  の効果が小さくなるのがわかる。

図 2.5-6 に水蒸気分圧がエネルギー透過に及ぼす影響を示すが、エアロゾル濃度が割合小さい場合（ $f_v=0.0005$ ）でもその影響がほとんど見られないことが示される。これは、水蒸気の吸収がエネルギー透過に関する寄与が、粒子群に比べ非常に小さいからであろう。この結果から以下の解析では、水蒸気による吸収は無視することとする。

図 2.5-7 にサイズパラメータ  $X$  が粒子の散乱位相関数に及ぼす影響を示すが、サイズパラメータが大きくなるにつれて、入射方向に近い前方散乱が強くなり、散乱効果が小さくなるのがわかる。このことよりサイズパラメータが大きいエアロゾル群では、エアロゾル群の透過率或いは透過エネルギー強度の天頂角分布の測定値と複素屈折率の変化に伴う散乱効果の変化の解析結果との比較から、複素屈折率を特定の値に定めることは困難になることが推定される。また、サイズパラメータが Mie 散乱理論の適用範囲を超えた場合に用いられる幾何学散乱の場合（図中 Diffuse と示された結果）は、散乱アルベドは複素屈折率の変化により変化するものの、複素屈折率の変化により散乱位相関数の変化がないため、散乱効果の違いの解析はさらに困難になることが予想される。

図 2.5-8 に複素屈折率 ( $m=n-k i$ ) の虚数項の値（減衰係数）の変化が散乱位相関数に及ぼす影響を示す。減衰係数が小さい時の方が、その変化が散乱位相関数に与える影響が大きいことが示されている。

図 2.5-9a,b,c に複素屈折率 ( $m=n-k i$ ) 及び粒子の直径  $D$  が減衰効率因子  $Q_{ext}$ 、散乱効率因子  $Q_{sca}$  に及ぼす影響を示す。ここで  $D$  は、分散 1.0 を持つ対数正規分布（図 2.5-2）の平均直径を表し、減衰効率因子、散乱効率因子は図 2.5-1 に示した解析系における平均値である。この図より粒径が小さく、また複素屈折率の値が小さい場合に、複素屈折率の変化が減衰効率因子、散乱効率因子に及ぼす影響が大きいことがわかる。

これまで、エアロゾルの透過率、吸収率、反射率などの測定から粒子の光学物性値を求める逆問題解析が、あまり好ましい結果が得られなかった原因の一つは、計算モデルが実際のふく射エネルギーの透過挙動を正確に反映できなかったことがあげられる。またもう一つの原因としては、一定の光学物性値が与えられた時は順問題を解くことで、これに対応した単一の透過率、吸収率及び反射率が求められるのに対し、一定の透過率、吸収率、



反射率が与えられた時に逆問題を解いて、これに対応した単一の光学物性値を求めることが難しいこと、すなわち物性値逆問題の不適切性によるものである。

そこで、粒子群における多重散乱効果を正確に模擬できるモンテカルロ法の解析を用いて逆問題を解いてその物性値を求め、サイズパラメータ、複素屈折率の実数部と虚数部の値の大きさが物性値逆問題の解の一意性に及ぼす影響を調べることにする。

図 2.5-10 に平均粒径  $0.5 \mu\text{m}$ 、複素屈折率  $m=1.5-0.5i$  の時の、2.3.1 章に示した条件の系における半球透過率  $\tau_0$  を基準値（実験値と見なす）とし、複素屈折率を変化させた場合の透過率  $\tau$  の、基準値に対する相対誤差  $(\tau - \tau_0) / \tau_0$  を示した。この結果より、平均粒径が  $0.5 \mu\text{m}$  と小さい場合、減衰係数  $k$  の値がこのケースのように  $0.5$  と小さい時は、透過率の測定誤差が  $3\%$  以内であれば、透過率の測定結果から物性値逆問題解析により、かなり狭い範囲 ( $1.25 < n < 1.8$ ,  $0.45 < k < 0.60$ ) で複素屈折率値を推定できる。これは上に述べたように、サイズパラメータが小さく、また減衰係数が小さい程、複素屈折率の変化が散乱挙動の変化に及ぼす影響、及び減衰効率因子、散乱効率因子の変化に及ぼす影響が強いからである。逆に言えば、平均粒径が小さく、また減衰係数が小さい粒子群においては、複素屈折率の値の変化が透過率に大きな影響を及ぼすので、この粒子群中のふく射伝熱の解析に関しては、かなり正確な複素屈折率の値が必要になることとなる。

図 2.5-11 に平均粒径  $2.0 \mu\text{m}$ 、複素屈折率  $m=1.5-0.5i$  の時の半球透過率を基準値にした場合の、複素屈折率の変化した時の透過率の、基準値に対する相対誤差を示すが、同じく誤差を  $3\%$  以内にした場合、得られた複素屈折率の値は図 2.5-10 の  $D=0.5 \mu\text{m}$  の場合より広がり、透過率の測定結果を用いた物性値逆問題解析だけでは、精度良く複素屈折率の値を求めることが困難であることがわかる。これはサイズパラメータの増加に伴い、入射方向に近い前方散乱が大部分を占め、複素屈折率の値の変化が散乱挙動に及ぼす影響が小さくなるためである。

図 2.5-12 には、平均粒径  $0.5 \mu\text{m}$ 、複素屈折率  $m=1.5-1.0i$  の時の半球透過率を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過率の基準値に対する相対誤差を示すが、図 2.5-10 に比べ、 $3\%$  の透過率誤差を許容した場合に得られる複素屈折率の値がかなり広がっていることが示される。これは、減衰係数の値が大きくなると、その値の変化がふく射透過特性に及ぼす影響が小さくなることによるものである。

図 2.5-13 ならびに図 2.5-14 に、平均粒径  $0.5 \mu\text{m}$ 、複素屈折率  $m=1.5-1.0i$  の時の、天頂角が  $0 \sim 10$  度及び  $30 \sim 40$  度方向への透過エネルギー強度を基準値  $E'_0$  とした場合の、複素屈折率の変化に伴うこれらの方向の透過エネルギー強度  $E'$  の基準値に対する相対誤差

$(E' - E'_0) / E'_0$  を示す。図 2.5-13,14 及び同じ粒径と複素屈折率に対応した半球透過率に関する図 2.5-12 を比較すると、 $3\%$  の測定誤差を許容した場合の推定複素屈折率の範囲はそれぞれ異なっている。そこで、半球透過率の測定及び複数の天頂角での透過エネルギー強度の測定結果に対する逆解析結果を重ね合わせると、図 2.5-15(図 2.5-12~14 の場合の相対誤差の最大値でプロットしたものの  $\text{Err} = \max\{\text{Err1}, \text{Err2}, \text{Err3}\}$ ) に示されているように、複素屈

折率の値が大きい場合でも、測定誤差が3%以内であれば、高い精度で複素屈折率を推定できることがわかる。

図 2.5-16 は、平均粒径  $1.0\mu\text{m}$ 、 $T_{w1}=800\text{K}$ 、複素屈折率  $m=2.0-2.0i$  の時の半球透過率を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過率の基準値に対する相対誤差を示すが、図 2.5-10 に比べ、3%の透過率誤差を許容した場合に得られる複素屈折率の値がさらに広がっていることが示される。これは複素屈折率の変化に伴う透過率の変化が小さいことを示し、よって、透過率だけで計算精度の高い複素屈折率を求めようとする、相当高精度の実験値が要求されることになる。

図 2.5-17a,b,c は平均粒径  $1.0\mu\text{m}$ 、 $T_{w1}=800\text{K}$ 、複素屈折率  $m=2.0-2.0i$  の時の透過エネルギーの天頂角による分布を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過エネルギーの天頂角による分布の基準値に対する相対誤差を示すものである。また図 2.5-18 には図 2.5-16 と図 2.5-17a,b,c を重ね合わせたもので、サイズパラメータが大きく、また複素屈折率の値が大きい場合でも、これらの重ね合わせにより、高い精度で複素屈折率を推定できることがわかる。

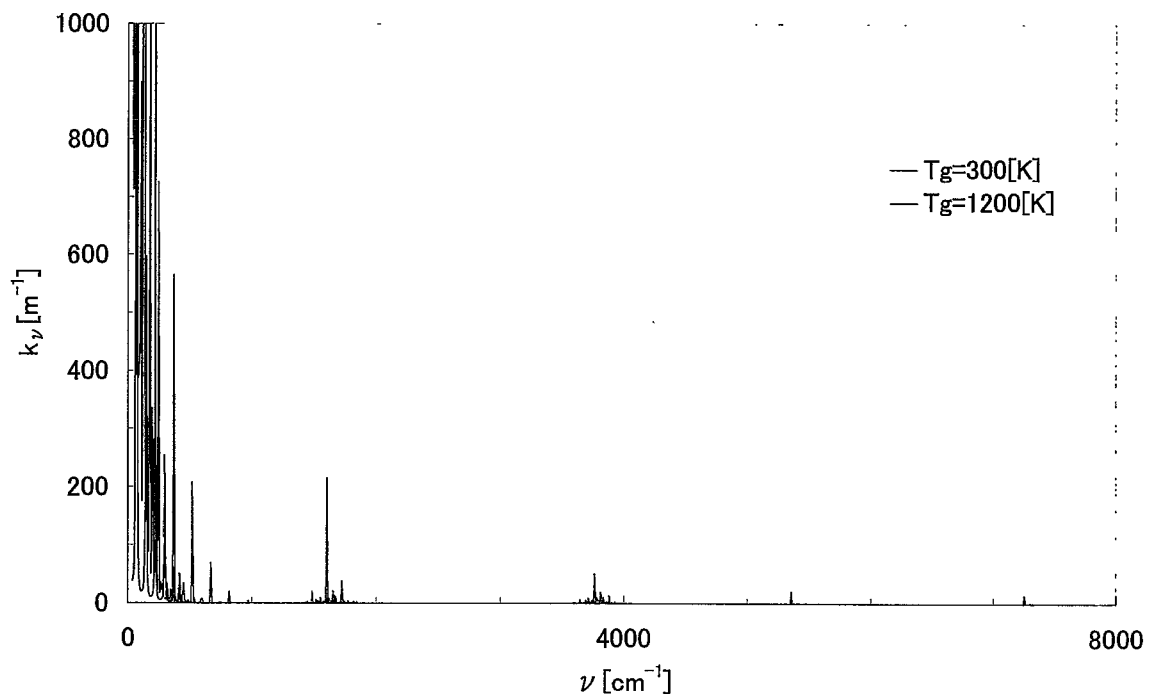


図 2.4-1 水蒸気分圧 0.1atm におけるふく射ガスの単色吸収係数

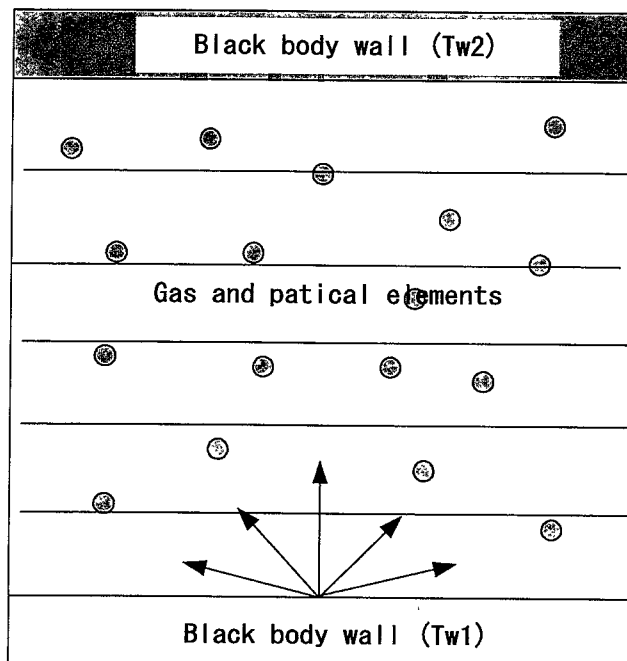


図 2.5-1 Analytical Model

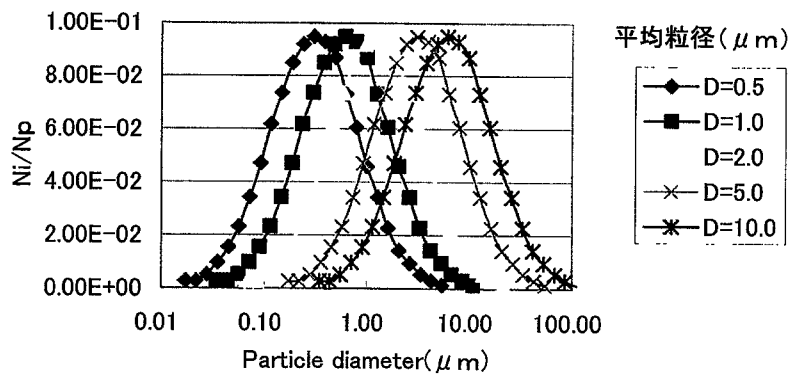


図 2.5-2 分散 1.0 の対数正規分布

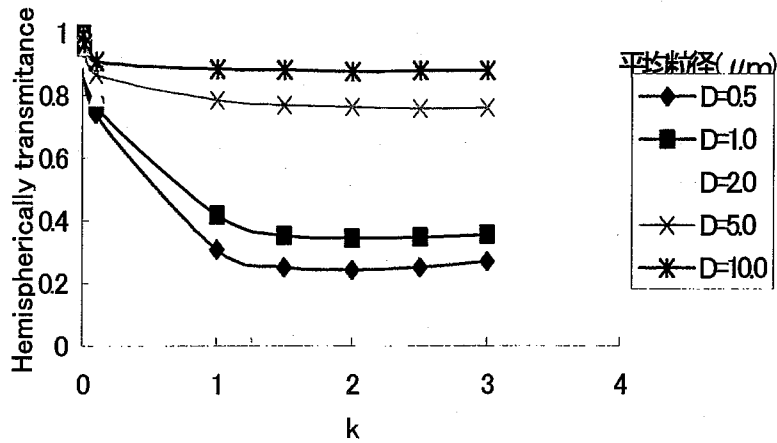


図 2.5-3(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0\text{-ki}$ )

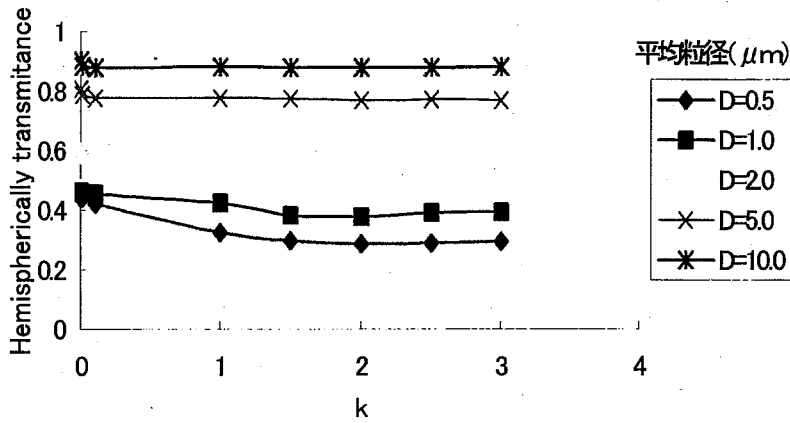


図 2.5-3(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0\text{-ki}$ )

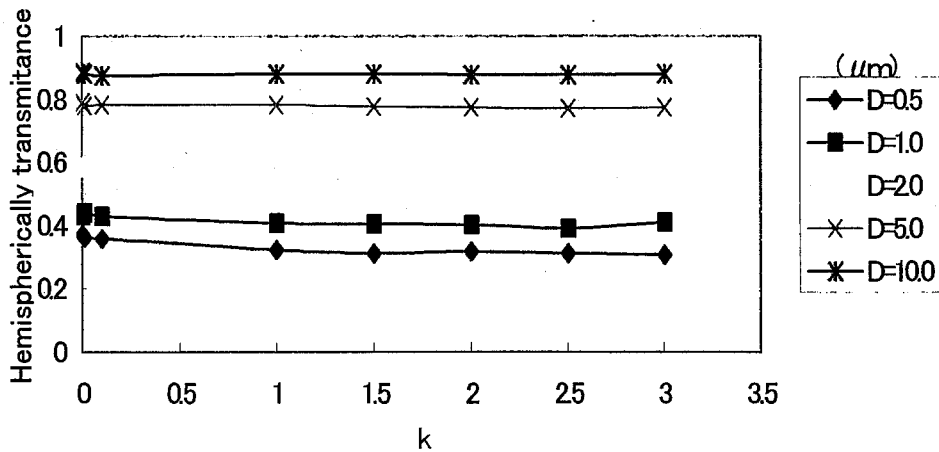


図 2.5-3(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0\text{-ki}$ )

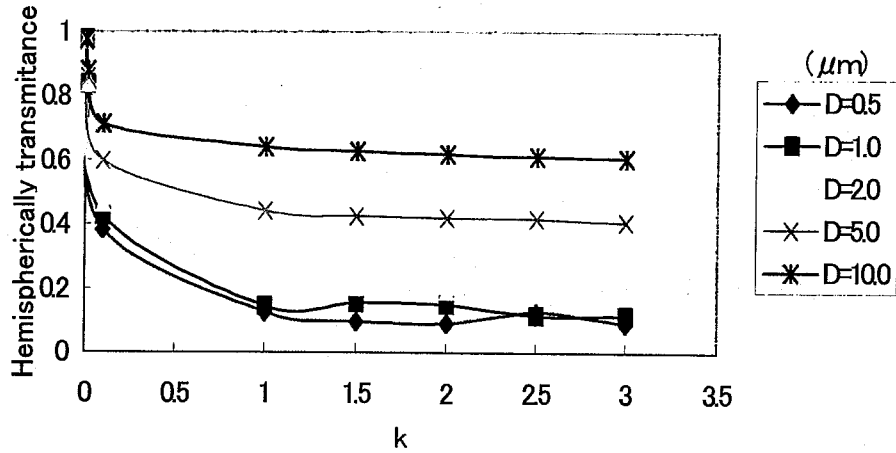


図 2.5-4(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0-ki$ )

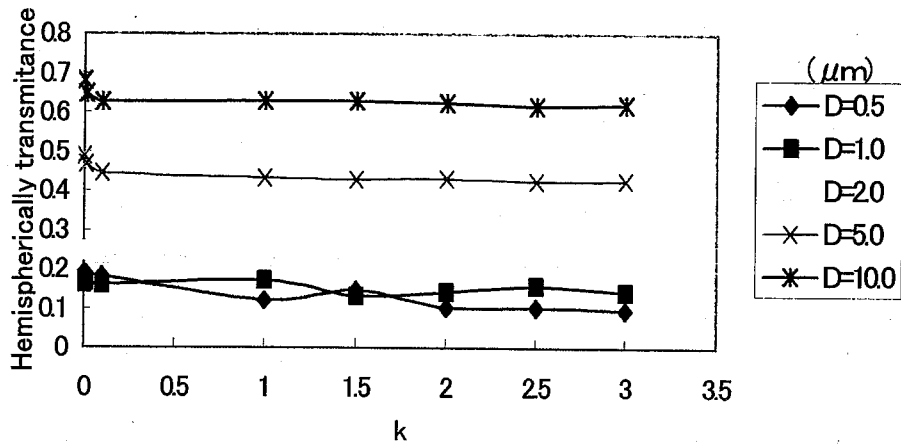


図 2.5-4(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0-ki$ )

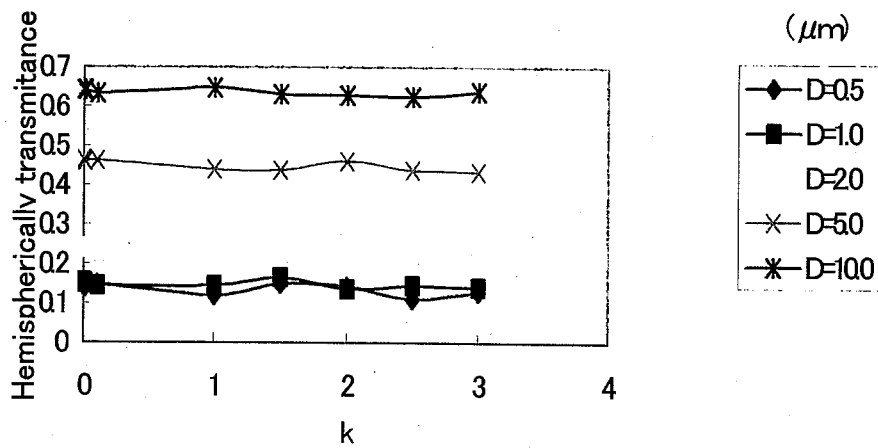


図 2.5-4(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0-ki$ )

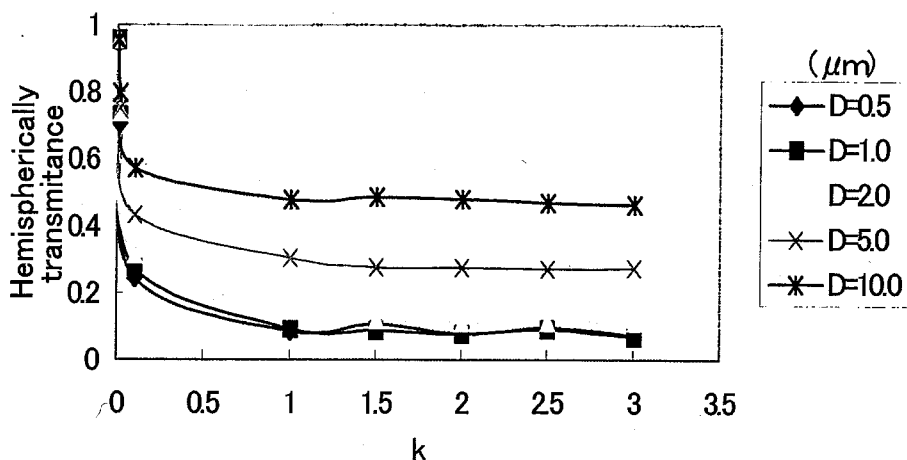


図 2.5-5(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=1.0-ki$ )

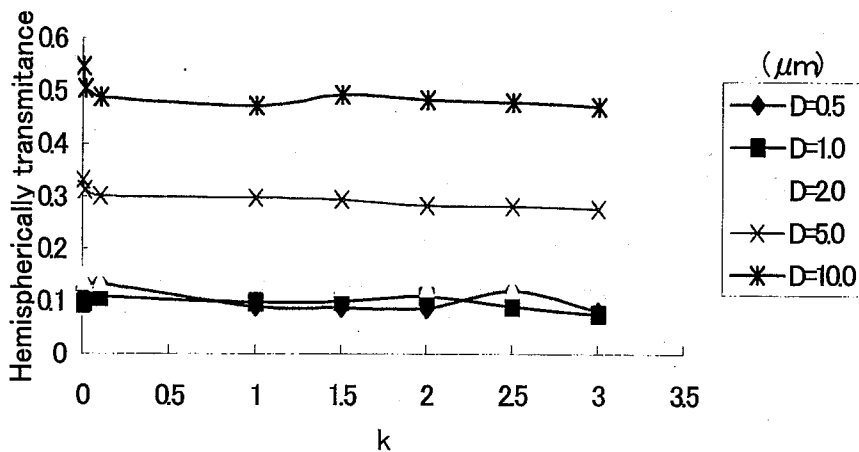


図 2.5-5(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=2.0-ki$ )

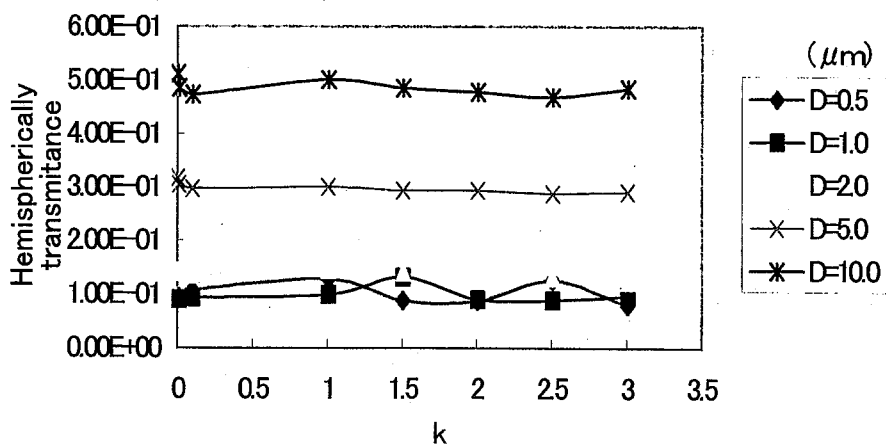


図 2.5-5(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響  
 ( $f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=3.0-ki$ )

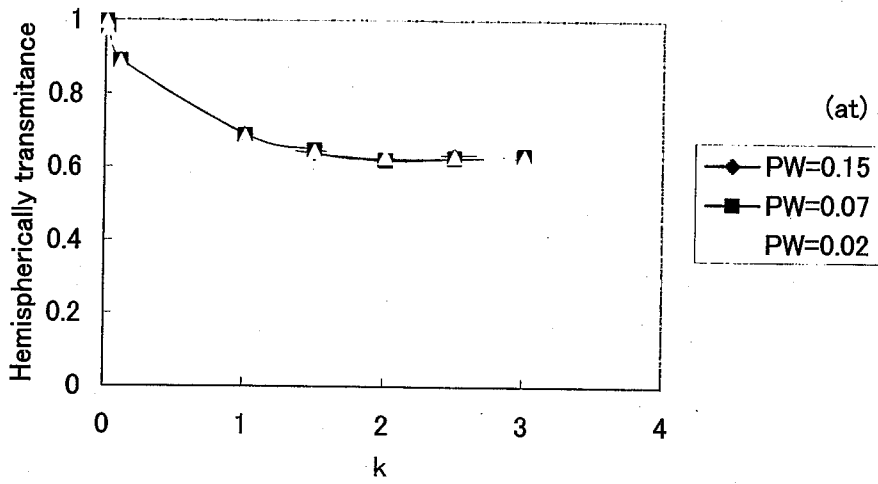


図 2.5-6 半球透過エネルギーに及ぼす水蒸気の分圧の影響  
( $f_v=0.0005$ ,  $D=1.0E-6m$ ,  $T_{w1}=800K$ ,  $m=1.0-ki$ )

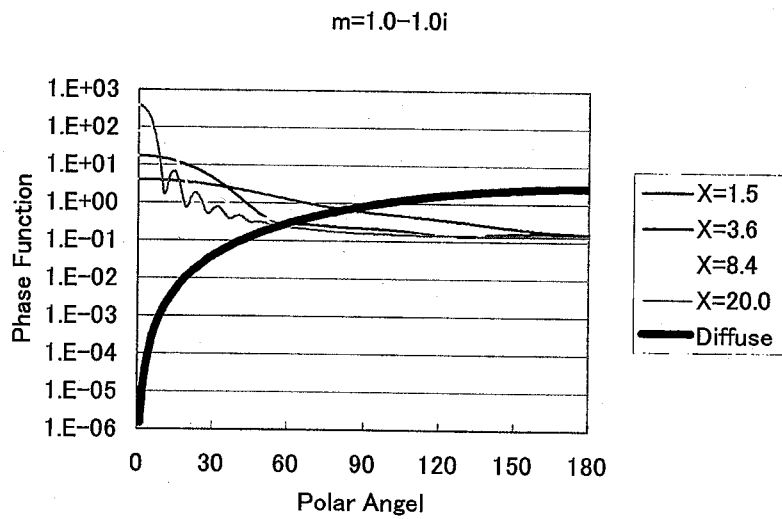


図 2.5-7 The phase function of single particle by Mie theory and diffusely scattering ( $m=1.0-1.0i$ )

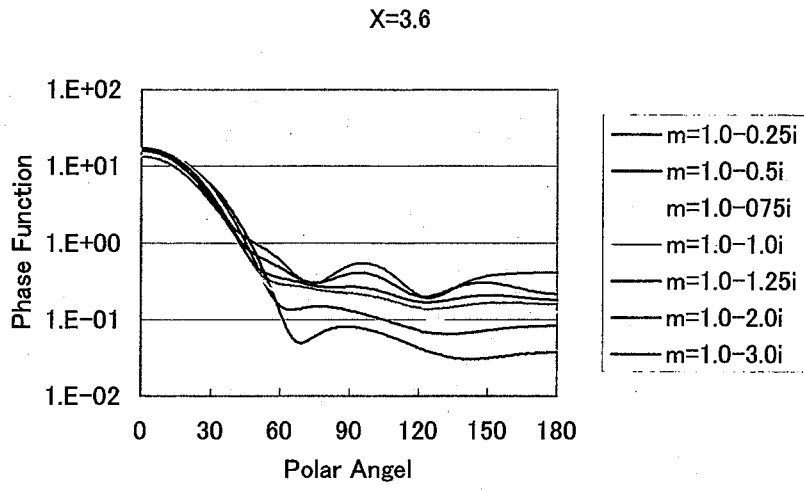
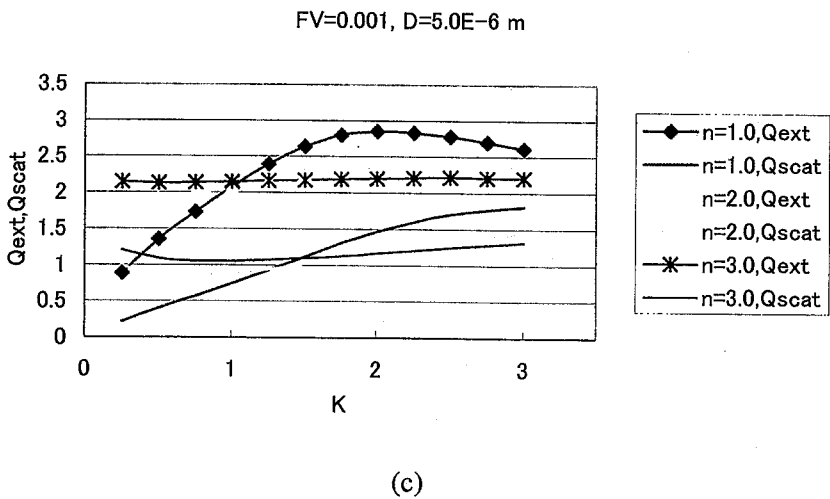
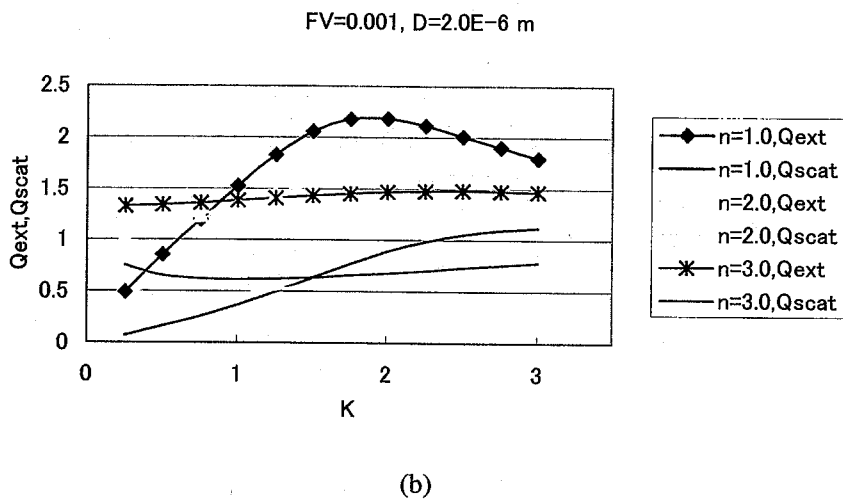
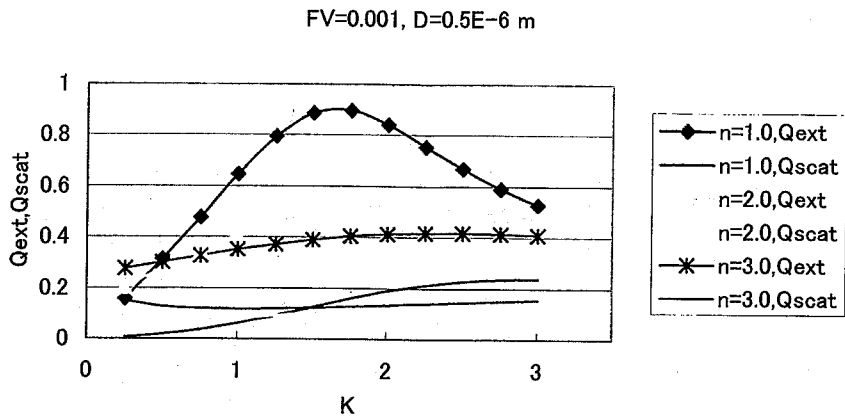


图 2.5-8 The effects of complex refractive index on phase function of single particle





☒ 2.5-9 The effects of complex refractive index on extinction and scattering efficiency

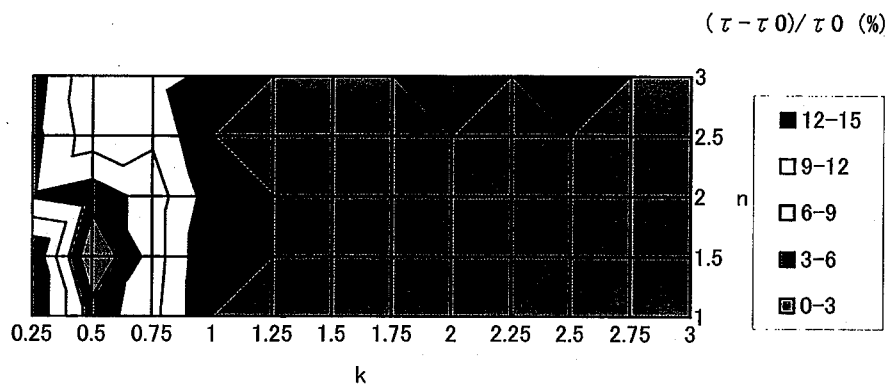


图 2.5-10 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-0.5i$ ).

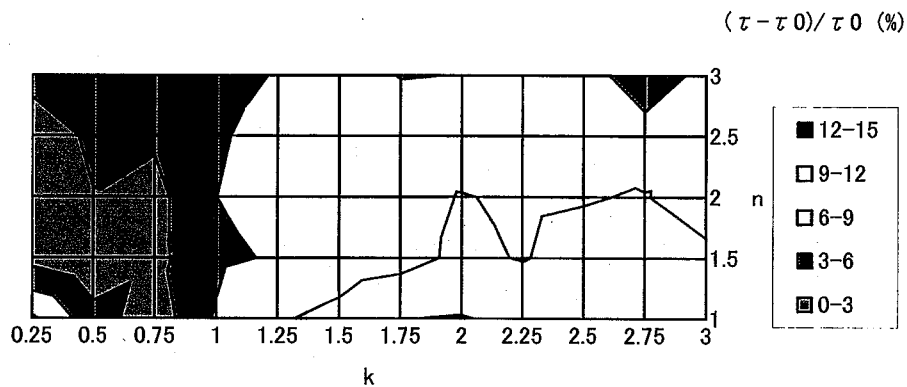


图 2.5-11 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=2.0 \mu m, m=1.5-0.5i$ ).

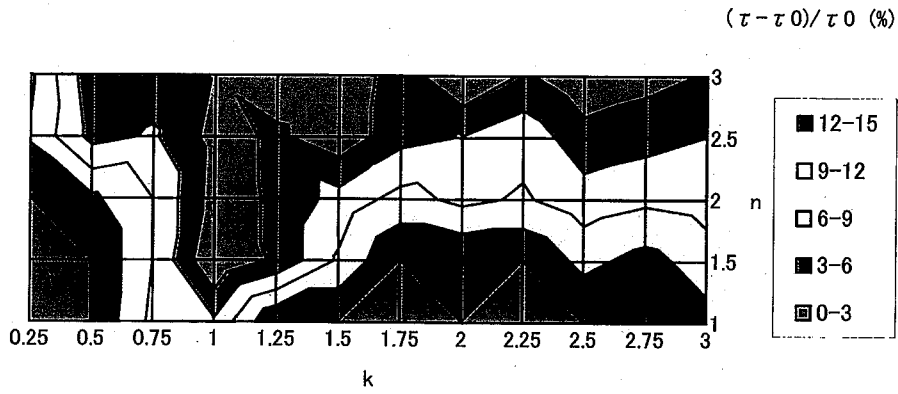


图 2.5-12 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i$ ).

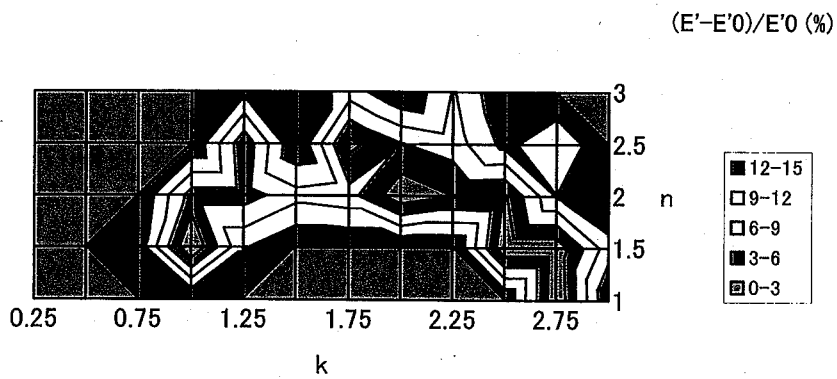
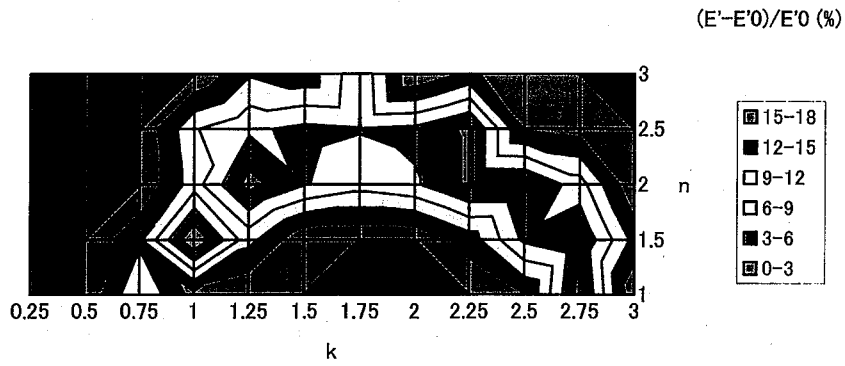
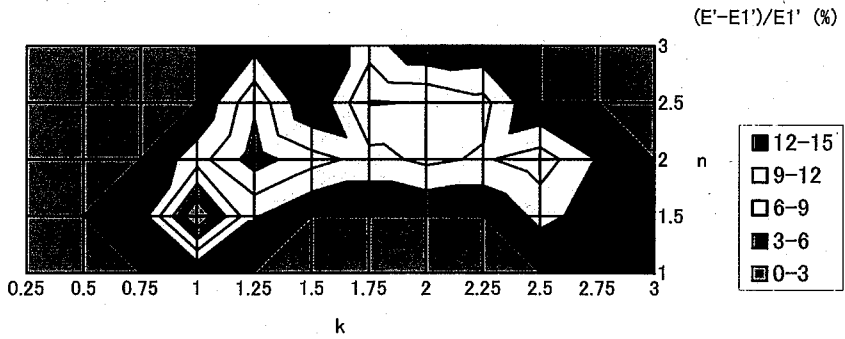


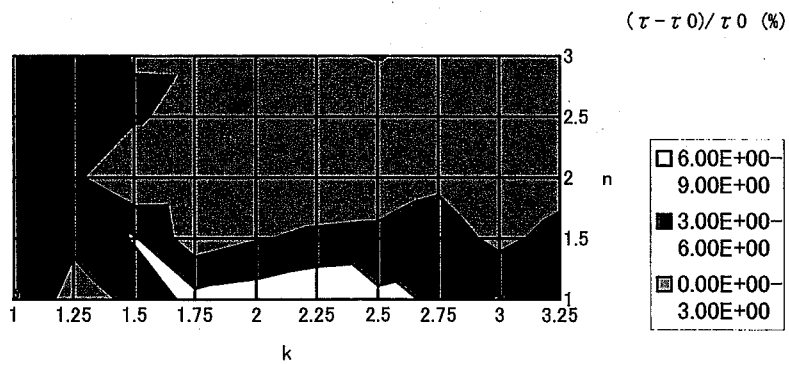
图 2.5-13 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i, \delta = 0-10^\circ$ ).



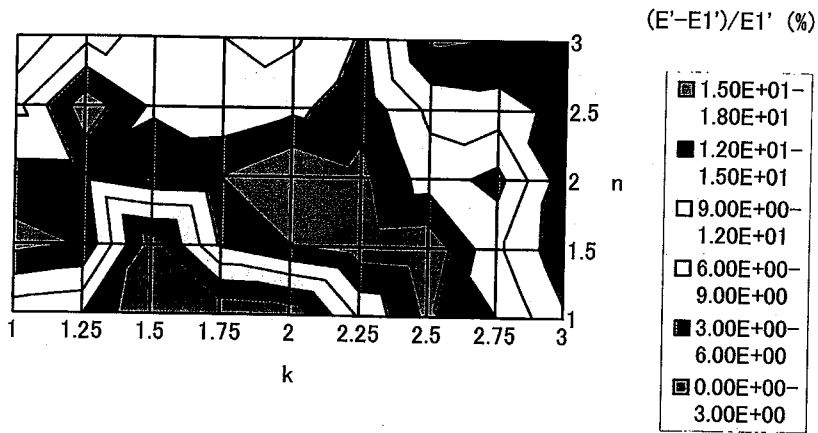
☒ 2.5-14 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i, \delta=30-40^\circ$ ).



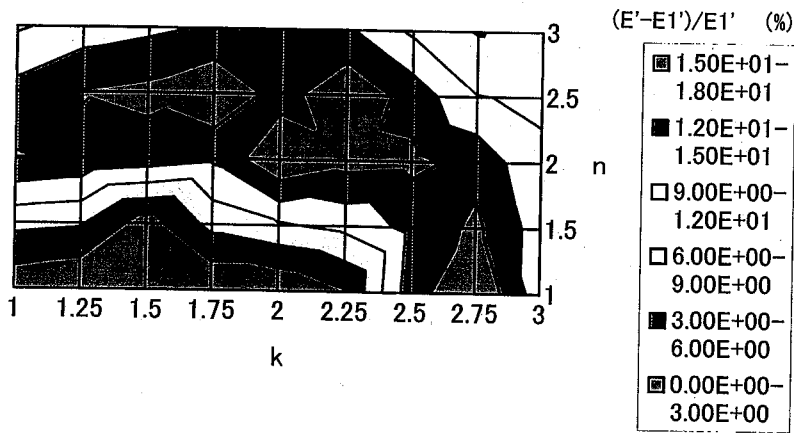
☒ 2.5-15 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i$ ).



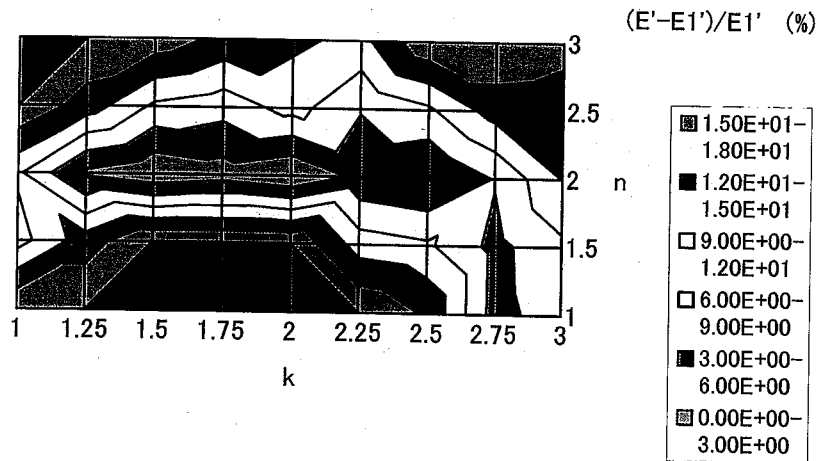
☒ 2.5-16 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ( $T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0 \mu m, m=2.0-2.0i$ ).



(a)  $\delta = 0 \sim 10^\circ$



(b)  $\delta = 30 \sim 40^\circ$



(c)  $\delta = 70 \sim 80^\circ$

图 2.5-17 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ( $T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0, m=2.0-2.0i$ ) .

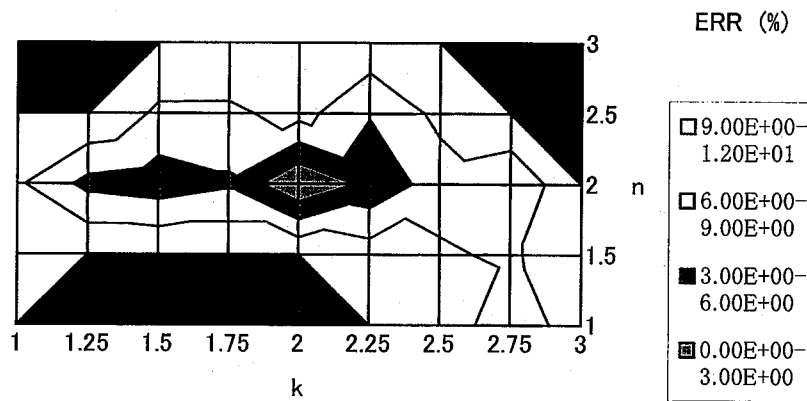


图 2.5-18 The maximum errors of hemispherical transmittance and transmitted energy ( $T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0 \mu m, m=2.0-2.0i$ ).

### 3. 光学物性評価手法の妥当性評価

2章で開発したエアロゾル粒子の光学物性値評価手法（モンテカルロ法を用いた逆問題評価手法）の妥当性を、光学物性値が既知な物質を用いた実験により評価した。実験で使用した物質は酸化マグネシウムである。これはナトリウム燃焼時のエアロゾル（ナトリウム酸化物）と同様に酸化マグネシウムも酸化物絶縁体であり、光学物性値が比較的近いものと予想されるためである。なお、酸化マグネシウムの複素屈折率の波数依存性を図 3-1 に示す<sup>(10)</sup>。

#### 3.1 実験装置

複素屈折率が既知の酸化物絶縁体のエアロゾル層を作るため、マグネシウムリボンを燃焼させることで簡単に得られる酸化マグネシウムを使用することとした。実験装置の概略を図 3.1-1 に示す。

この装置ではまず、マグネシウムリボンを 250x400x300mm のガラス製の箱の中で燃焼させ、酸化マグネシウムの白煙を発生させる。マグネシウムリボンを単体で燃焼させると、その燃焼速度が速すぎることで、マグネシウムが溶けて燃焼部分が分離落下し、燃焼が止まってしまうこと、の理由により、図 3.1-2 のようなマグネシウムリボンの安定燃焼の仕組みを考案した。ここでは、マグネシウムリボンを渦巻状に成形した針金に巻きつけてあり、針金への熱伝導による冷却でその燃焼速度を下げるとともに、燃焼部分の熔融落下を針金の支持により防止している。燃焼で生成した酸化マグネシウムエアロゾル粒子の直径は、この粒子をガラス板上に採取して、3000倍の倍率の顕微鏡により得られた図 3.1-3 のような画像を計測することで求めた。

このエアロゾルは周囲空気とともに、小型ブロワにより、ガラス箱の上部に取り付けた 75x175mm の長方形断面で高さ 320mm のテストセクションに吸入される。テストセクションの上端には濾紙のフィルタを設置し、テストセクションを通過したエアロゾルを捕集する。この捕集されたエアロゾルの質量は、実験終了前後のフィルタの質量増加を電子天秤（研精工業・ER-60A、60g-0.1mg）で秤量する。ブロワ後流には積算式のガスメータを設置し、測定時間間の積算ガス流量を計測する。この捕集エアロゾル質量と流通ガス体積、および酸化マグネシウムの密度から、テストセクション中の平均エアロゾル体積分率が求められる。また、ガラス箱の上面のダクトの取り付けでない部分には、空気の流入口として直径 3 cm の穴があけてある。

ふく射透過率は、厚さ 75mm のエアロゾル層をはさんだダクト壁面の両側に、黒体炉（東京精工・BFT-P10N）とサーモパイル式の放射計（東京精工・RE-2）を設置して測定した。

黒体炉の等価黒体面の中心の位置は、ダクトの下端から 140mm である。黒体炉は等価黒体面の直径が 24mm であり、その黒体面は構造上、黒体炉装置の表面から 50mm 引っ込んだ位置にある。放射計は、黒体炉の等価黒体面と同軸上、およびそれより 25mm 上方の 2 箇所で、流入ふく射熱流束を測定した。黒体炉、放射計とダクトとの接続部にはゴムシー

トを貼り、黒体炉と放射計をこれに押し付けることで、接続部からの空気の流入を防止した。また、放射計は、その構造上、前方から $\pm 59.7^\circ$ の円錐内への入射ふく射のみ受光するようになっている。

### 3.2 複素屈折率評価法

エアロゾル層中のふく射伝播解析には、粒子の複素屈折率のほかにエアロゾル粒子の直径と体積分率が必要であるが、今回直径と体積分率に関しては、実験的に与えられる。

粒子の複素屈折率の値を仮定すると、エアロゾル粒子群の吸収係数と散乱係数が Mie 散乱理論により求められる。複素屈折率 ( $n - ki$ ) を構成する屈折率  $n$  と吸収指数  $k$  の広範囲な組み合わせに対し、周囲壁に沿った各位置でのふく射透過率を求めると、その結果は、各位置において、 $n - k$  平面上での等透過率曲線群としてまとめることができる。これらの中で、各位置での透過率の測定値に一致した値の等透過率曲線上の  $n$  と  $k$  の組み合わせが、そのとき実験で用いた粒子の複素屈折率の候補となる。

本研究では、これらの候補複素屈折率の値が、異なった位置での値と互いに一致するとき、その値をその粒子の複素屈折率と評価しようとするものである。これらの手順を図 3.2-1 にまとめる。また、エアロゾル層中でのふく射伝播解析は、実験装置を模擬した図 3.2-2 に示される系中に一様に分散されたエアロゾル粒子群中で行った。系中のガスはふく射にたいして透明であるとする。エアロゾル層のふく射透過方向の厚さは 0.075m である。

図 3.2-2 では、黒体炉の出口面を模擬する壁要素  $b$  は、四角いダクト状の空間の端にあるが、この空間は、黒体炉の等価出口面とテストセクションの間の距離を模擬している。他の壁要素と粒子の温度は 0K とする。また壁要素はすべて黒体とする。エアロゾル粒子の粒径は、測定により  $1.0 \mu\text{m}$  とした。

エアロゾル粒子は、吸収/散乱性媒体であり、吸収したふく射の再放射は無視できるものとした。また周囲壁への入射熱流束は、図 3.2-2 中の高温放射源  $b$  から放射され、エアロゾル層  $a$  中を伝播するふく射を、非灰色ふく射エネルギー伝播解析で求めるものとする。

ふく射伝播解析については、エアロゾル粒子が吸収したふく射の再放射を無視するので、周囲壁要素  $i$  の吸収エネルギーは下式のように表される。

$$Q_{a,wall_i} = \sum_{k=1}^{2000} Rd(wall_a \rightarrow wall_{i,v_k}) \cdot Q_{v,out,wall_{a,v_k}} \quad (3-1)$$

本解析では、 $0-20000\text{cm}^{-1}$  の波数領域を、2000 個の等間隔の波数領域に分割して、非灰色解析を行った。ここで、エアロゾル粒子の複素屈折率は上述のように、波数に独立に一定としているが、放射源となる黒体炉からのふく射に波数分布があり、また Mie 散乱はサイズパラメータ (波数の関数) の関数であるので、全体のふく射伝播解析は、黒体炉からの放射ふく射の各波数についてやる必要があり、非灰色解析となる。周囲壁の各壁要素へのふく射熱流束は、上記の各波数分割領域について行ったふく射伝播解析により求めた、各要素への 2000 個の単色熱流束を足しあわすことで求められる。

式(3-1)中の添字である  $wall_a$ 、 $wall_i$  は、それぞれ黒体炉の等価出口面と、 $i$  番目の周囲壁



要素をあらわす。 $Rd(a \rightarrow i, \nu_k)$ は、黒体炉の出口面 a から波数 $\nu_k$ における波数分割幅の間の波数で放射されたふく射エネルギー ( $Q_{\nu, out, wall, a, \nu_k}$ ) に対する、要素 i にこの波数領域で吸収されたふく射の割合を表す変数である。この値は、黒体炉の出口面 a から放射された、各波数のふく射エネルギーの、エアロゾル層中における吸収／散乱過程をモンテカルロ法で追跡することにより求められる。本解析では、100,000 個のエネルギー粒子を要素 a から放射して、モンテカルロ計算を行った。

### 3.3 解析結果と検討

#### 3.3.1 実験の妥当性評価

エアロゾル層中のふく射伝播特性におよぼす、エアロゾル粒子の複素屈折率の波数依存性の影響を評価するため、温度 1233K の黒体炉からのふく射に対するふく射伝播実験に対応した条件で、2 ケースの解析を行った。最初の解析では、エアロゾル粒子の複素屈折率が波数に独立で、すべての波数領域で一定値 1.71-0.0i をとるとした。2 番目の解析では、図 3-1 に示される酸化マグネシウムの波数依存の複素屈折率を使用した。これら、エアロゾルの複素屈折率の波数依存性を無視した場合と、考慮した場合の、放射計への入射熱流束を、表 3.3-1 のケース 2 と 4 の 2 つの実験結果と比較したのが図 3.3-1 である。この結果より、今回の実験で使用した黒体炉の温度範囲では、黒体炉から放射されたふく射のエアロゾル層透過に及ぼす、エアロゾル物質の複素屈折率の波数依存性の影響は非常に小さいことが示された。したがって、以下の解析では、エアロゾル粒子の複素屈折率は、波数に独立に一定値を取るとする。また、モンテカルロ法による非灰色解析は、厳密解を与えることが知られているので、図 3.3-1 で、同じ条件下でのふく射熱流束の測定値と解析結果がほぼ一致したということより、今回の実験の妥当性が示されている。

#### 3.3.2 複素屈折率評価

複素屈折率を構成する 2 つのパラメータ、すなわち屈折率  $n$  と吸収指数  $k$  をパラメータとした感度解析を実施した。具体的には、 $n$  は 1 から 3 まで、 $k$  は 0 から 1 まで変化させた。この結果求められた透過率を、ケース毎に  $n$ - $k$  平面上の等透過率曲線として表したのが図 3.3-2~5 である。これらはそれぞれ表 3.3-1 の実験ケース 1 から 4 に対応した条件における等透過率曲線である。これらの 4 つの図に対応した実験ケースにおける透過率の測定値は、表 3.3-1 の一番右の欄に記載されている。これらの透過率の測定値と等しい値の透過率の値を持った等透過率曲線に対応した  $n$  と  $k$  の値の組み合わせが、実験に使用した酸化マグネシウムの複素屈折率の値の候補値となる。

ケース 1 の実験 (黒体炉温度 1143K、放射計位置 0mm) では、表 3.3-1 より透過率は 0.0070 となっているので、対応した等透過率曲線の図 (図 3.3-2) 上で、透過率が 0.0069-0.0071 の領域にある  $n$  と  $k$  の組み合わせが、酸化マグネシウムの複素屈折率の候補となる。このようにして図 3.3-2 から図 3.3-5 において、表 3.3-1 の 4 つの実験ケースに対して測定された透過率と同じ値を有する等透過率曲線を、同じ  $n$ - $k$  平面上に重ねたのが図 3.3-6 である。こ

の図より、4 ケースの等透過率曲線は (n=1.70, k=0.0) の点でのみ同時に通過することがわかる。この値は、図 3-1 に示されるように、今回の実験で対象とした可視から近赤外波数領域での酸化マグネシウムの複素屈折率 (n=1.71, k=0) と非常に近い値となっている。このことより、本手法で、空中に均一に分散する酸化マグネシウムおよびこれと光学的特性の近い酸化物絶縁体のエアロゾルの複素屈折率を評価できることが示された。

表 3.3-1 Experimental results

Cases	Position of radiation meter [mm]	Diameter of aerosol [m <sup>-6</sup> ]	Volume Concentration of aerosol Fv [m <sup>3</sup> /m <sup>3</sup> ]	Temperature of black body furnace [K]	Q [W/m <sup>2</sup> ]	Q <sub>bf</sub> * [W/m <sup>2</sup> ]	Q/Q <sub>bf</sub>
1	0	1.0E-06	1.43E-06	1143	677	96776	0.0070
2	0	1.0E-06	1.03E-06	1233	944	131049	0.0072
3	25	1.0E-06	2.00E-06	1183	422	111051	0.0038
4	25	1.0E-06	1.55E-06	1233	505	131049	0.00385

\* calculated from the temperature of black-body furnace

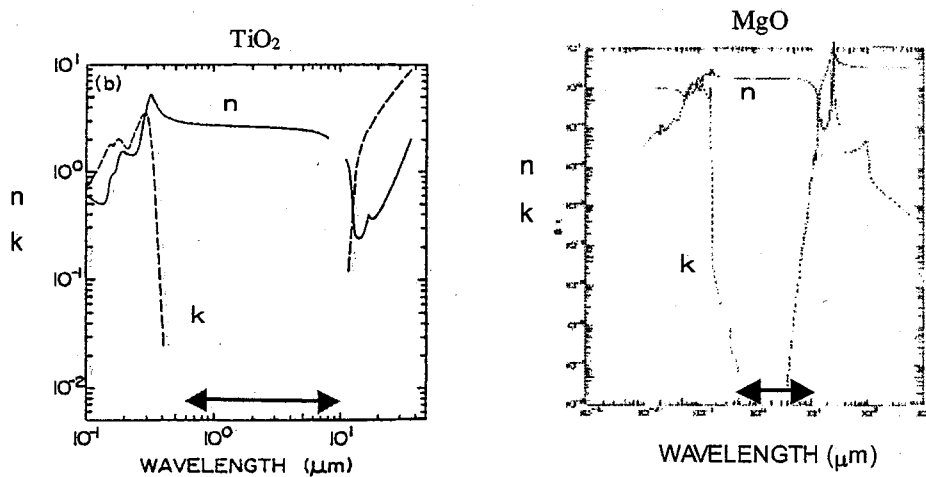
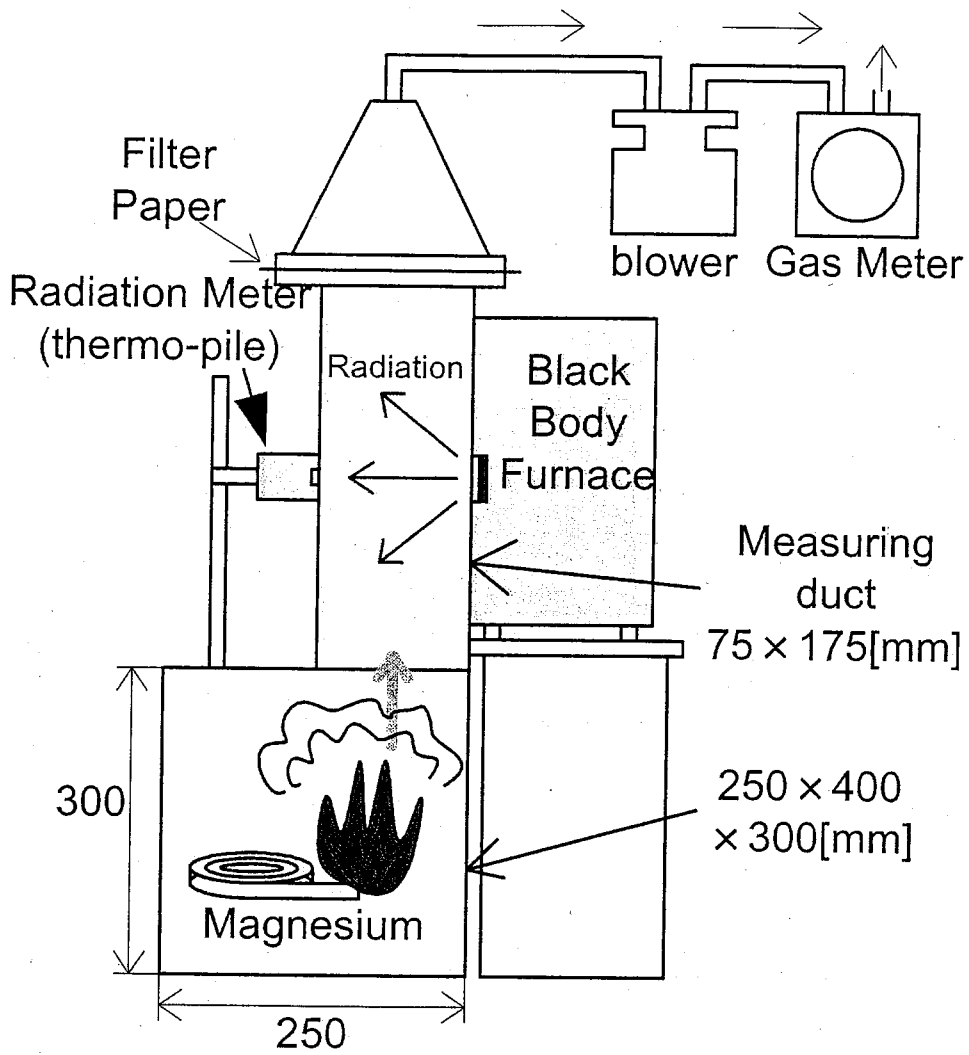
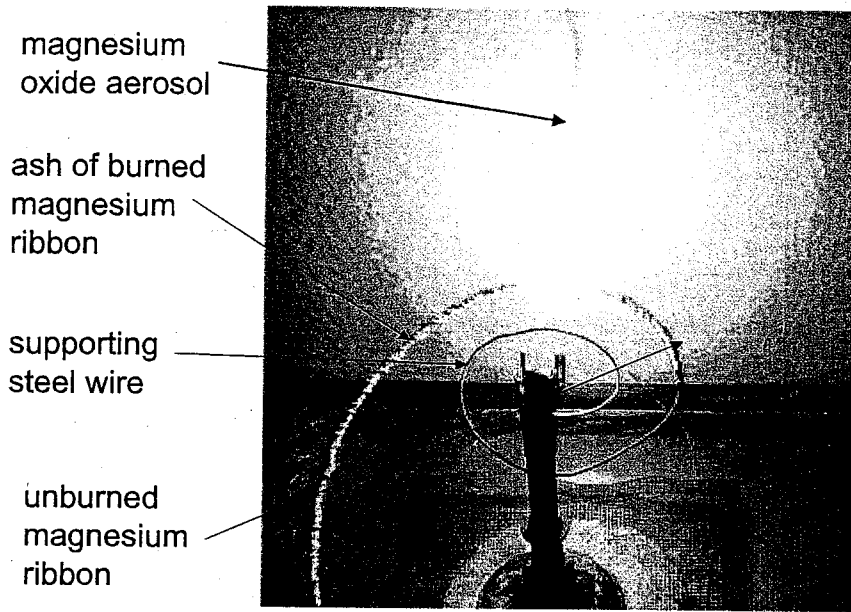


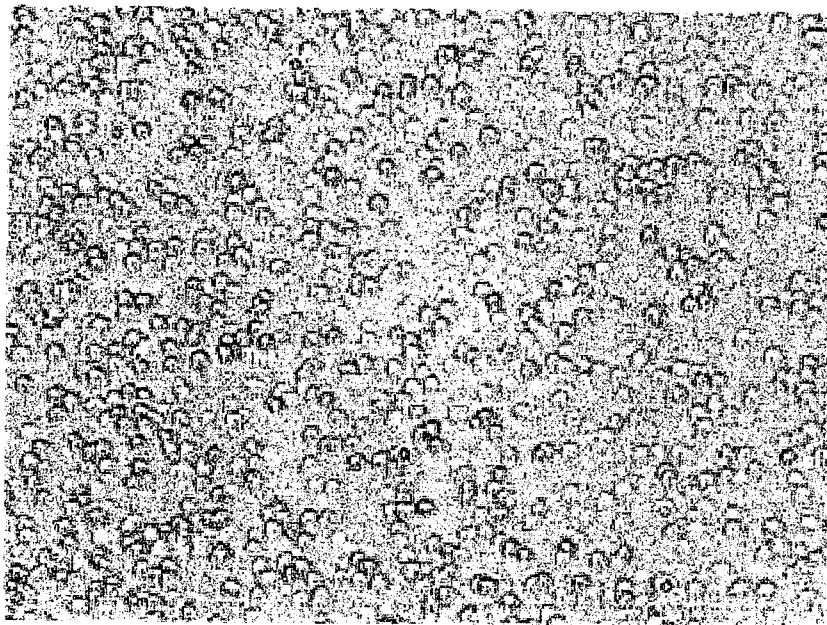
図 3-1 Complex index of refraction of oxide dielectrics (←→ related wave length range)



☒ 3.1-1 Experimental setup



☒ 3.1-2 Slow burning technique of magnesium ribbon



☒ 3.1-3 Magnified figure of magnesium oxide aerosol

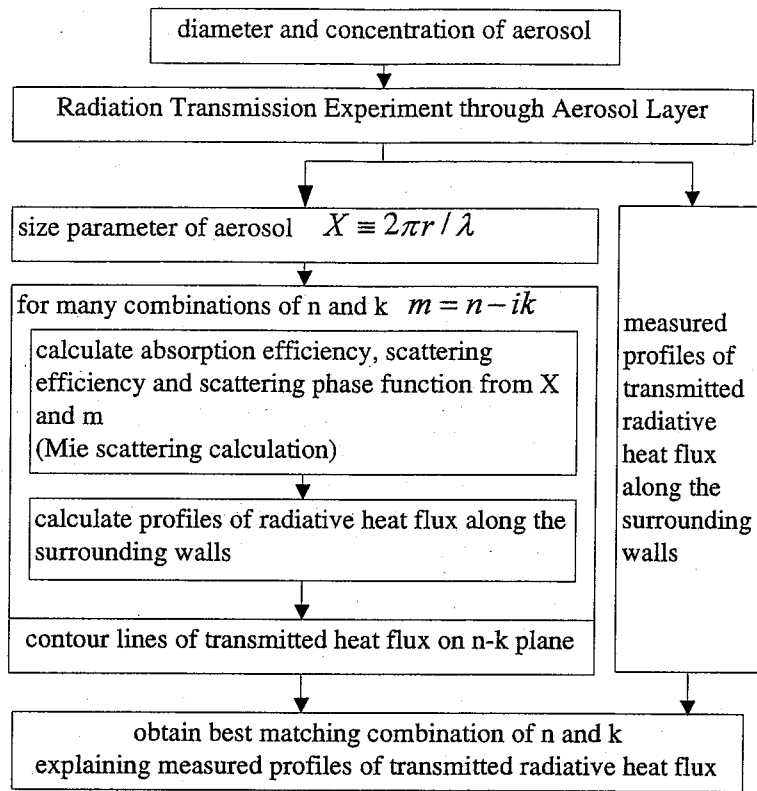


图 3.2-1 Flowchart of estimation method of complex index of refraction of aerosol

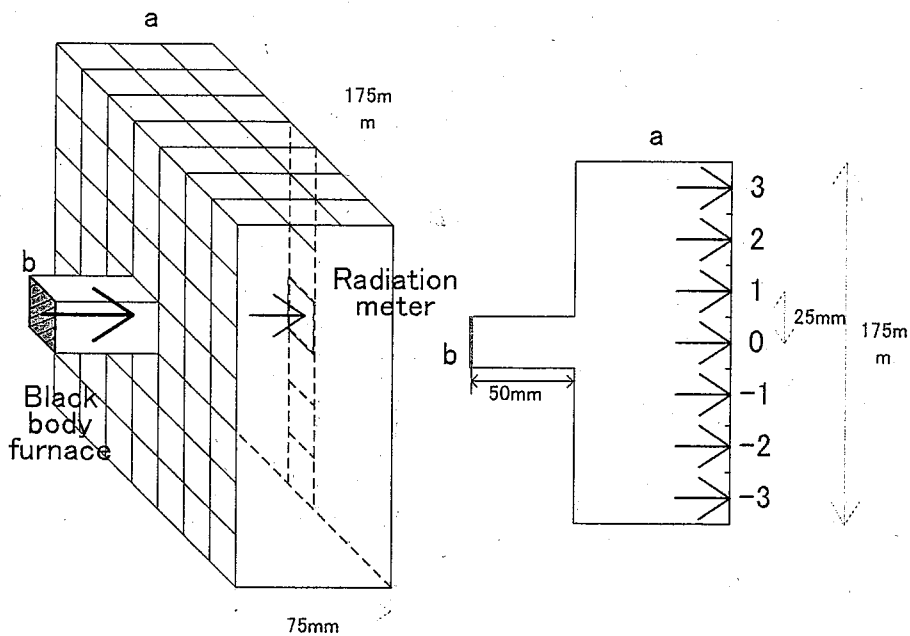
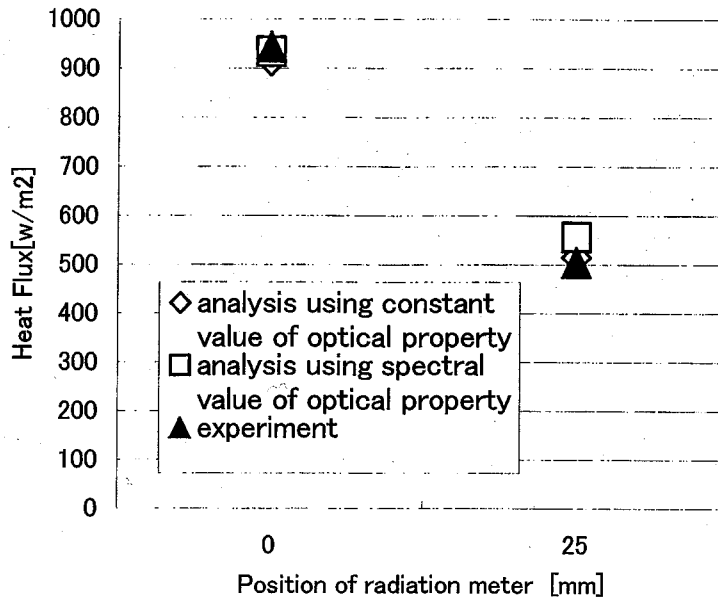
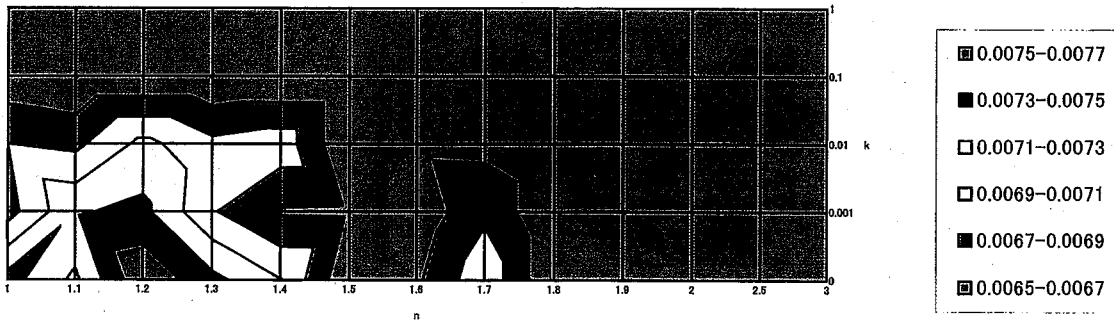


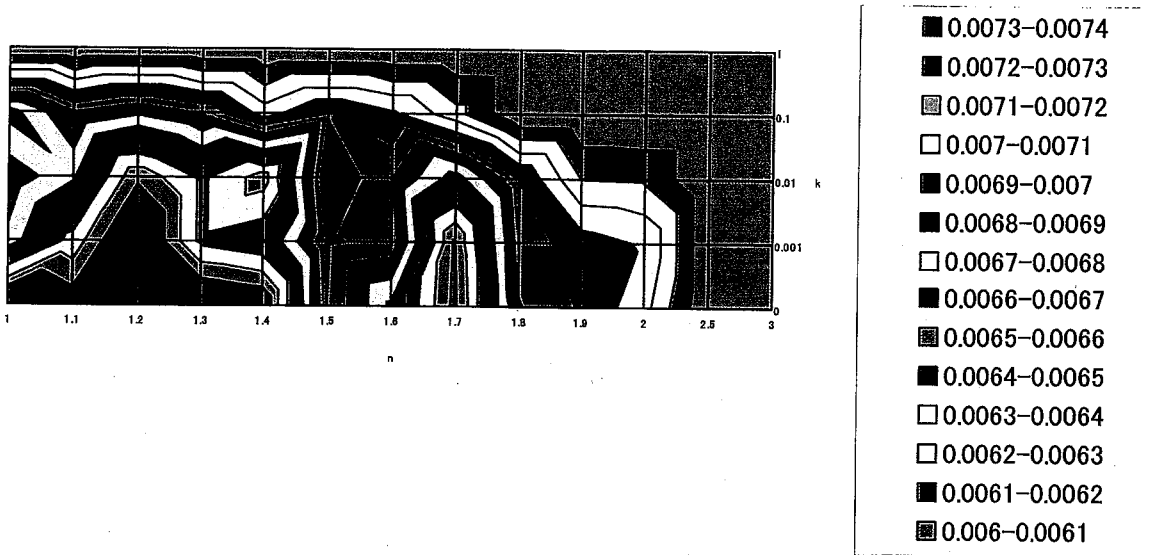
图 3.2-2 Analytical system (wall:black, OK)



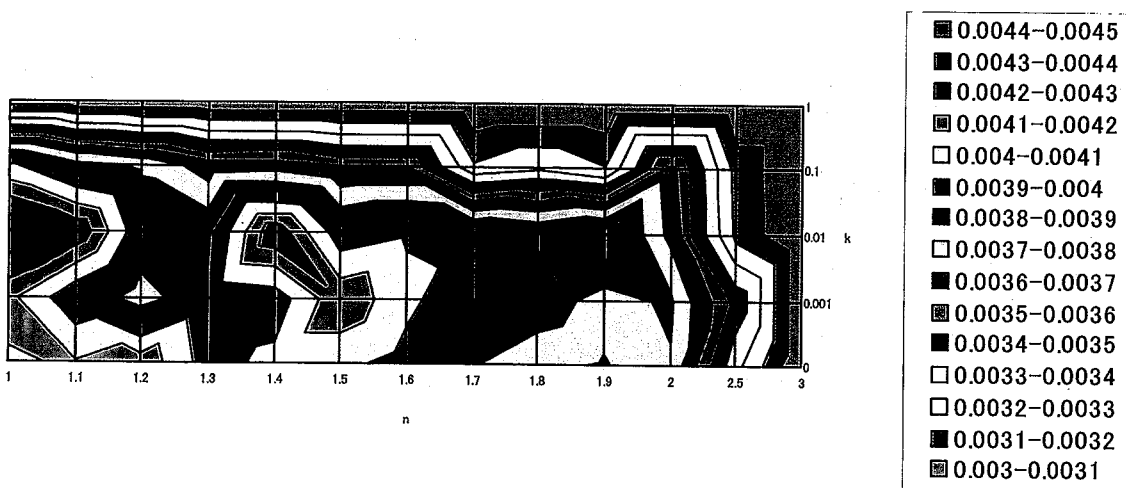
☒ 3.3-1 Effect of wave-number dependency of complex index of refraction of aerosol on the results of radiative heat flux



☒ 3.3-2 Contour lines of constant transmittance (case1)



☒ 3.3-3 Contour lines of constant transmittance (case 2)



☒ 3.3-4 Contour lines of constant transmittance (case 3)

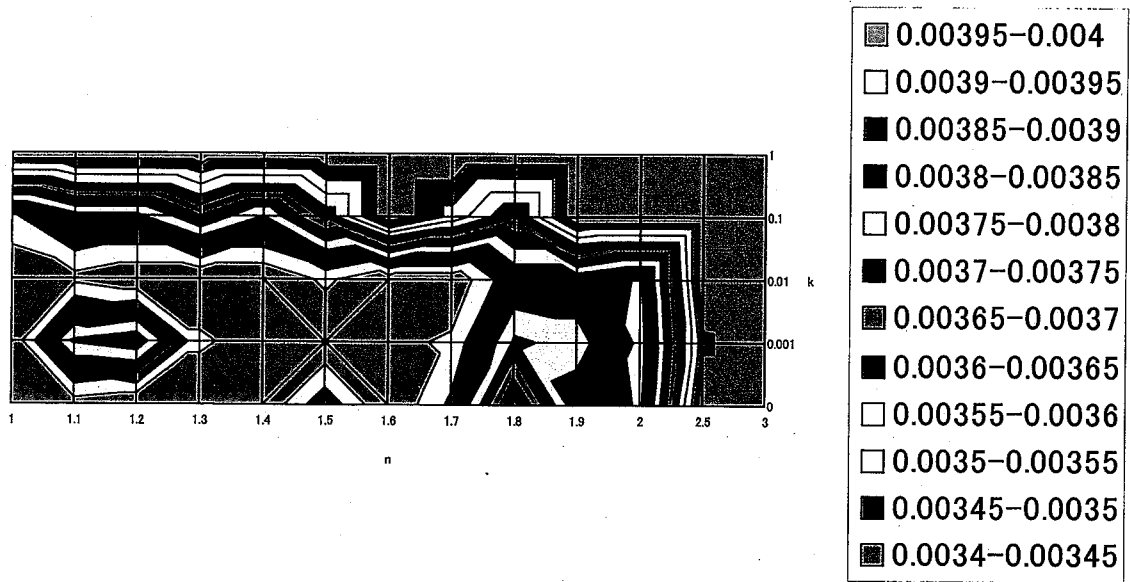


图 3.3-5 等透射率轮廓线 (case 4)

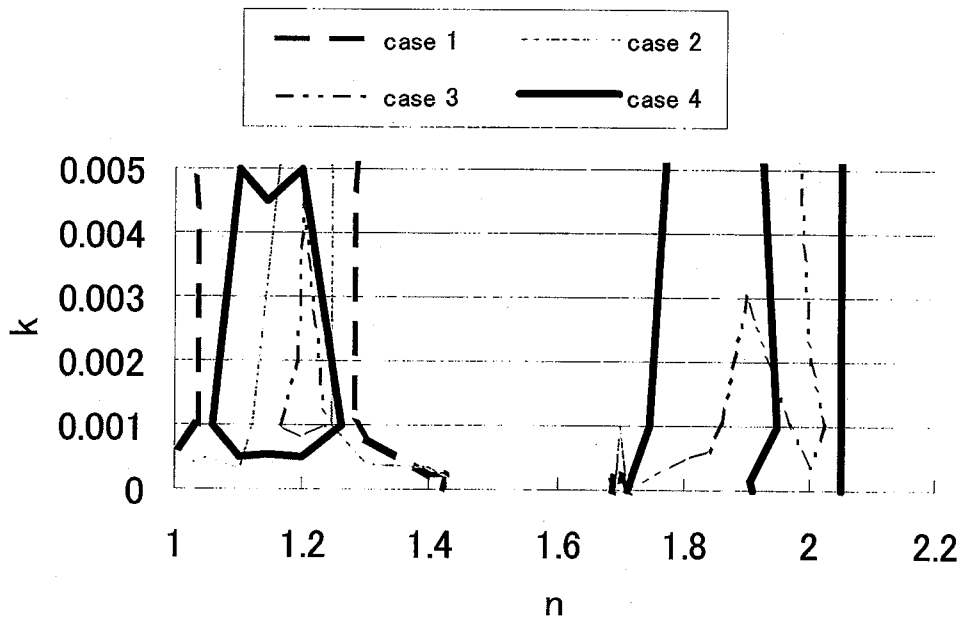


图 3.3-6 从等透射率轮廓线估计复折射率的估计



#### 4. ナトリウムエアロゾル光学物性値評価

ナトリウムエアロゾルのふく射伝熱に関する知見として、エアロゾルを含んだ空気中のふく射エネルギーの減衰率に関するものがあり、概ね以下の式で表される。

$$I/I_0 = \exp(-0.2 \times C_{Na} \times L) \quad (4-1)$$

ここで、 $C_{Na}$ はエアロゾル濃度[ $g\_Na/m^3$ ]を、 $L$ は通過距離[m]を示す。

本章では、簡易体系を用いたナトリウムエアロゾル中の減衰を、光学物性値(複素屈折率)をパラメータとした解析を実施することでナトリウムエアロゾルの光学物性値を推定した。

##### 4.1 ナトリウムエアロゾルの粒径分布・濃度

ナトリウムが燃焼した際に発生するエアロゾルの粒径分布に関する研究では、米国 Los Alamos 研究所で行われたもの<sup>(11)</sup>が比較的良くまとめられている。実験では小規模(数グラム程度)と大規模(約 270kg)燃焼に大別されており、概ね以下の粒径分布を得ている。

###### 【小規模燃焼】

個数中央直径(C.M.D)	:	0.07~0.91 $\mu m$
対数標準偏差( $\sigma_g$ )	:	1.68~3.25
質量(体積)平均直径(M.M.D)	:	0.90~14.3 $\mu m$

###### 【大規模燃焼】

個数平均直径(C.M.D)	:	0.20~1.09 $\mu m$
対数標準偏差( $\sigma_g$ )	:	1.53~2.82
質量(体積)平均直径(M.M.D)	:	0.53~16.17 $\mu m$

また湿分に対する影響としては、個数中央直径に対してはあまり影響がないものの、標準偏差が湿分の添加量に比例して大きくなることが報告されている。

本解析では、ナトリウムエアロゾルの粒径分布を以下とした。

個数平均直径	:	0.5 $\mu m$
対数標準偏差	:	2.0

解析では、代表的な7点の粒径を用いた。表 4.1-1 ならびに図 4.1-1 に本解析で用いた粒径分布を示す。

またエアロゾル濃度については、ナトリウム燃焼時における平均的な濃度の知見として  $10g\_Na/m^3$  が得られている。ここで、生成物比を  $Na_2O:Na_2O_2=6:4$ 、エアロゾルの平均密度を  $1.12kg/m^3$  (いずれもこれまでの知見を基にしている) とし、エアロゾル濃度を  $10gNa/m^3$  とすると、

$$10gNa/m^3 \rightarrow 13.04g/m^3 \text{ (生成物比よりエアロゾル換算(gNa} \rightarrow \text{g)係数は 1.304)}$$

$$\therefore Fv \text{ (体積割合)} = 13.04 \times 10^{-3} / 1.12 \approx 0.01$$

従って、濃度(体積割合)は以下とする。

$$\bullet Fv \quad : \quad 0.01 \text{ (8.589 gNa/m}^3 \text{)}$$

なお空気の密度は  $1.0kg/m^3$  としている。

#### 4.2 解析条件

解析系を図 4.2-1 に示す。体系内は、無限長さを持つ二つの平行な黒体壁面間にエアロゾル粒子を分散させた透明なガスがあるとし、エアロゾル要素は壁と直角方向に 20 分割する。壁面間距離 DL は 1.0[m]とし、壁面温度は以下とする。

高温壁面温度： $T_{w1}=900[\text{K}]$

低温壁面温度： $T_{w2}= 0[\text{K}]$

高温壁面は燃焼面を仮定し、低温壁面は透過エネルギーを求めるための値 0[K]としている。ただし、壁面放射率は黒体であるので、 $\varepsilon_{w1} = \varepsilon_{w1} = 1.0$  とする。また、エアロゾル粒子濃度は一様濃度とする。

伝熱形態としては壁面からのふく射のみによって熱伝達が行われているものとして取り扱う。また壁からのふく射は壁面に垂直方向のみにエネルギー粒子を放出する。すなわち、図 4.2-1 上の天頂角度  $\eta = 0[\text{deg}]$  と置き換える。そして壁面から 100,000 個のエネルギー粒子を壁と垂直方向に放射、追跡するモンテカルロ法を用いて非灰色解析を行う。

#### 4.3 複素屈折率評価結果

図 4.3-1 に、複素屈折率である屈折率  $n$  を 0.5～2.5 まで 0.1 間隔で、そして吸収指数  $k$  については、0.00001～0.00007 まで 0.00001 間隔の値を仮定した場合の熱流束を示す。屈折率 1 以外は、熱流束は 0 に等しいことがわかる。また図 4.3-2 に、天頂角度 0～10 度における熱流束を示す。ここから、屈折率  $n = 1$  では、熱流束の天頂角度分布は無く、ほとんど散乱せず吸収されていることがわかる。

ここで(4-1)を用いると、本体系でのふく射フラックスの減衰率は以下となる。

$$I/I_0 = \exp(-0.2 \times 10 \times 1) = 0.179$$

この減衰率を本体系での壁面熱流束にあてはめると、

$$Q_a = 0.179 \times \varepsilon_{w1} \cdot \sigma \cdot T_{w1}^4 \approx 6658 [W/m^2]$$

となり、図 4.3-1,2 より屈折率が 1 付近であることが予想される。

図 4.3-3 に、屈折率  $n$  を 0.990～1.009 まで 0.001 間隔で、そして吸収指数  $k$  については、0.000005～0.000095 まで 0.000005 間隔の値を仮定した場合の熱流束を示す。屈折率が 1 で、かつ吸収指数は小さいほうが熱流束は大きくなることがわかる。また、吸収指数の変化も屈折率が 1 から離れるにつれ、小さくなることからこの範囲内のみ、エアロゾル粒子の複素屈折率が存在すると考えられる。

図 4.3-4 に、天頂角度 0～10 度の間の熱流束を示すが、図 4.3-3 に比べ、吸収指数が小さい値で、そして屈折率 1 前後で急激に熱流束は増加している。したがって、吸収指数が小さくなくても屈折率が特定の範囲で無い場合は、壁面熱流束は大きく増加しないということが分かる。

図 4.3-5 に天頂角度 0～10 度の間の熱流束の割合を示す。ここで、屈折率が 1 で最も大きく、増加あるいは減少するにしたがって割合は小さくなっている。これは散乱アルベドや

減衰係数が増加するためである。また吸収指数が小さくなるにつれ、割合は大きくなっているが、これは吸収指数が小さくなったため、散乱アルベドが増加し散乱が多くなることから、散乱によって運ばれたふく射エネルギーの割合が増加しているものと考えられる。

次に、図 4.3-6 に、天頂角度 0～10 度の間の熱流束で実験による透過率 0.179、すなわち  $Q_a=6658[W/m^2]$  における値を示す。この結果、図の赤い領域、すなわち屈折率  $n$  が 0.996～1.004 の間においてのみ実験による透過率が当てはまることがわかる。ここで、図 4.3-4 から実験による透過率に当てはまる値を 5 つ算出した。以下に示す。

$$m = 0.996 - 0.0000155i$$

$$m = 0.998 - 0.0000570i$$

$$m = 1.000 - 0.0000738i$$

$$m = 1.002 - 0.0000565i$$

$$m = 1.004 - 0.0000152i$$

この値を用いた熱流束の天頂角度分布を、図 4.3-7 に示す。この結果、同じ透過率であっても天頂角度分布は大きくなることがわかる。従って、天頂角分布を測定すれば光学物性と特定することが可能と考えられる。

図 4.3-8 に、それぞれの天頂角度において、複素屈折率の違いによる熱流束を示す。この結果、天頂角度 30～40 度において複素屈折率の違いの影響が大きく出ている。実験によって推定する場合、この角度で行えば比較的正確な複素屈折率が得られるものと言える。

図 4.3-9 に、この複素屈折率の違いによる吸収断面積について示す。ここで、波数に対して比例関係があるように思われる。また屈折率が 1 の時に、吸収断面積は最大となっており、屈折率が 1 から離れると小さくなる。また図 4.3-10 に、この複素屈折率の違いによる散乱断面積について示す。屈折率が 1 の時に吸収断面積はほぼ 0 となっており、屈折率が 1 から離れると大きくなる。次に図 4.3-11 に、この複素屈折率の違いによる吸収断面積と散乱断面積の和について示す。屈折率が 1 の時に吸収断面積は最小となっており、屈折率が 1 から離れると大きくなり、より減衰する。これは散乱断面積が吸収断面積に比べ、大きな値であるため、散乱断面積の変化の影響が大きくなっているためである。

図 4.3-12 に複素屈折率の違いによる散乱アルベドについて示す。ただし、ガスは考えていないため、粒子含有透明ガスでの値である。この結果、屈折率が 1 の時には、散乱はほとんど無い。しかし屈折率が 0.996 および 1.004 の値においては、ほとんど散乱しているということが分かる。

図 4.3-13 にサイズパラメータ  $X=3.14$  での複素屈折率の違いによる散乱位相関数の変化について示す。ほぼ等しい散乱位相関数であることが分かるが、これを天頂角度 1～2 度について拡大してみると、図 4.3-14 のようになる。ここから、屈折率が大きいものほど前方散乱が増加するということが分かる。また、屈折率が 1 の値で最も前方散乱が大きくなっているが、図 4.3-12 の結果から考えるとほとんど散乱が無いので、他の複素屈折率と比べると前方散乱の影響は小さいと言える。

表 4.1-1 エアロゾル代表直径と分布関数

Particle diameter [ $\mu\text{m}$ ]	0.126	0.297	0.700	1.650	3.890	9.150	21.60
Probability density [-]	0.0159	0.0823	0.2346	0.3349	0.2339	0.0832	0.0152

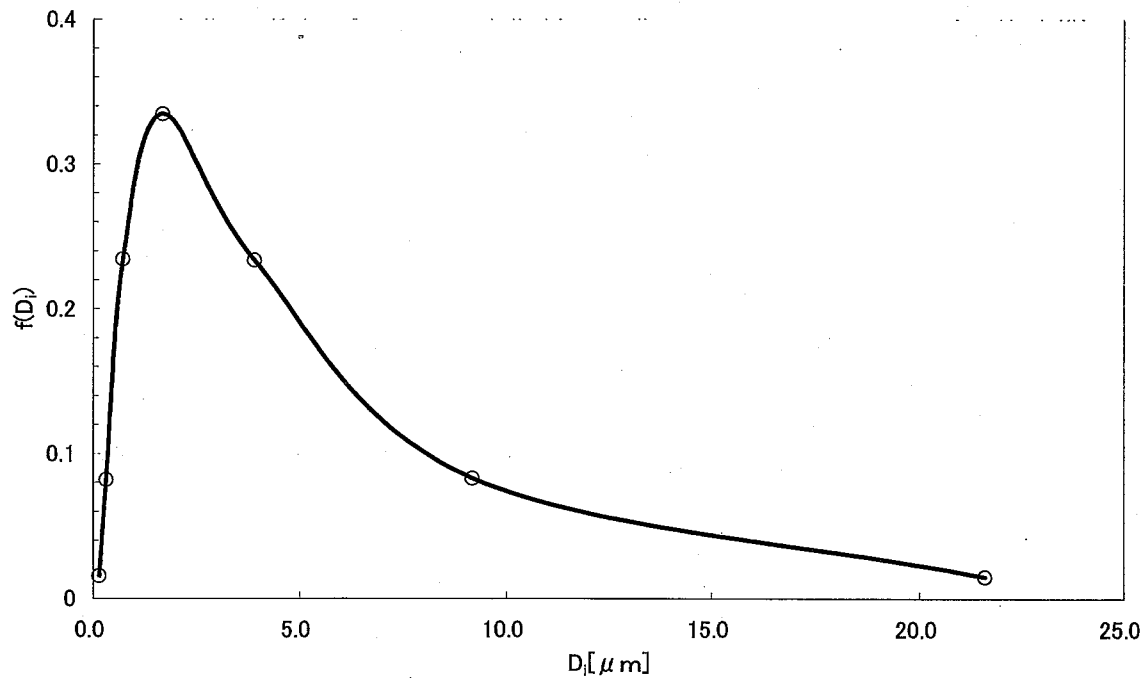


図 4.1-1 エアロゾル粒径分布

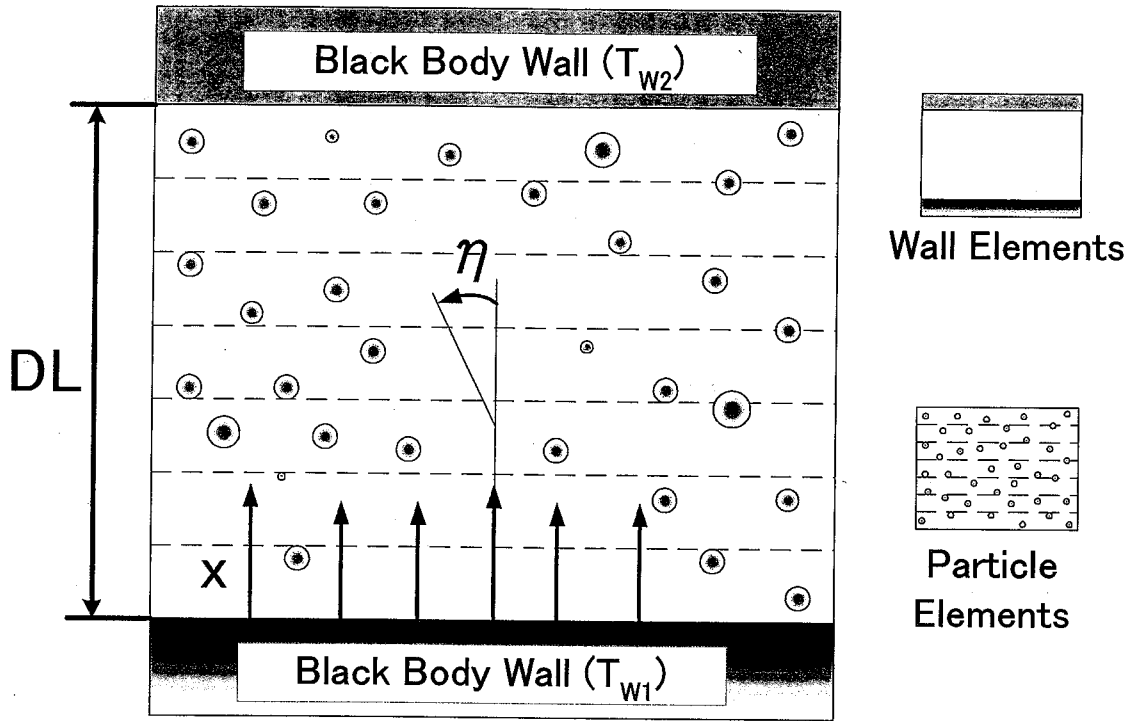


图 4.2-1 解析体系

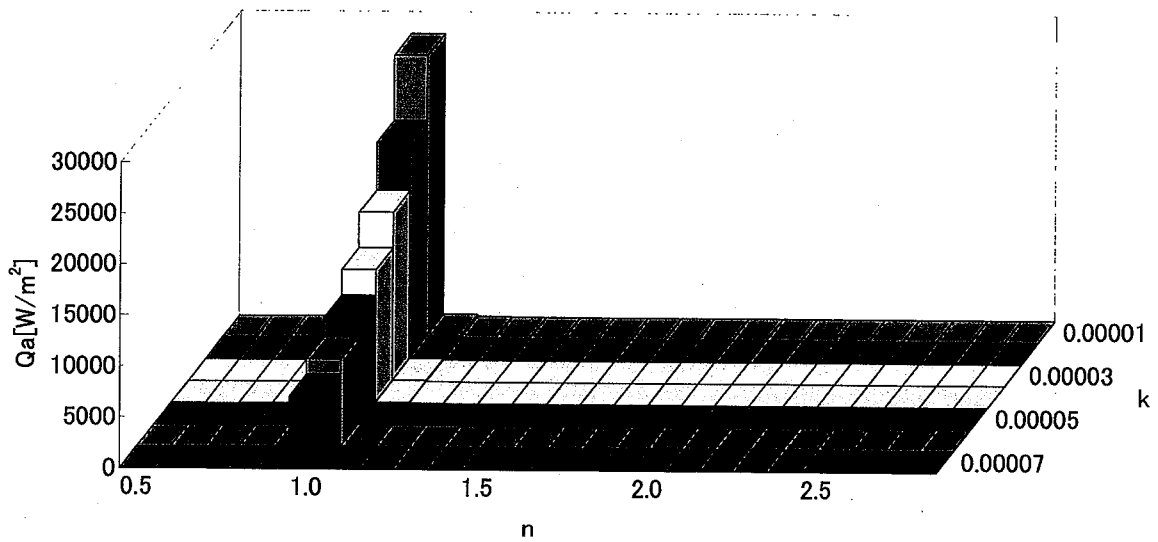


图 4.3-1 複素屈折率と熱流束

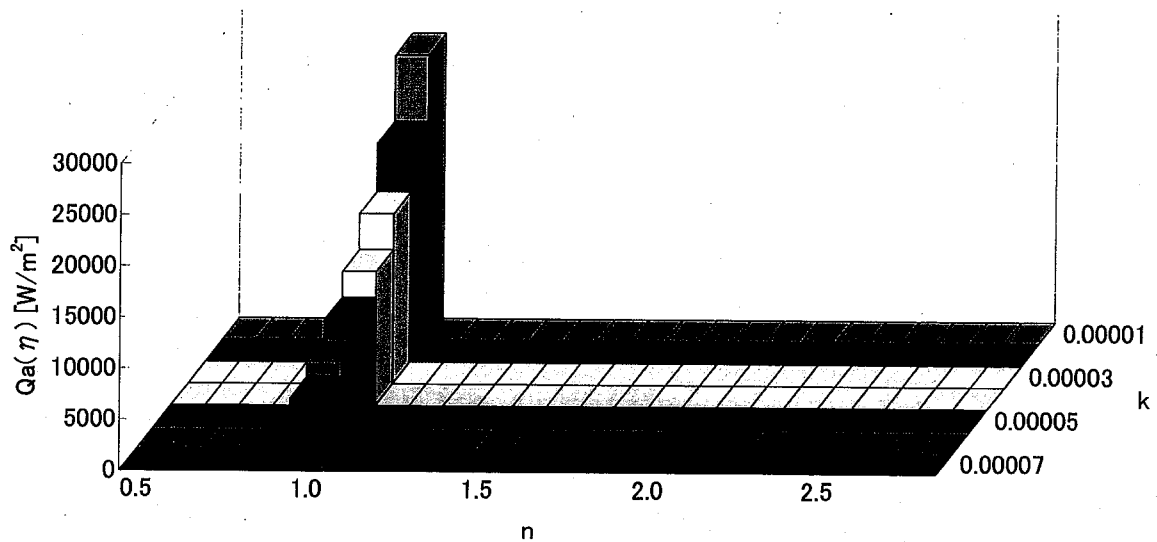


図 4.3-2 天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率

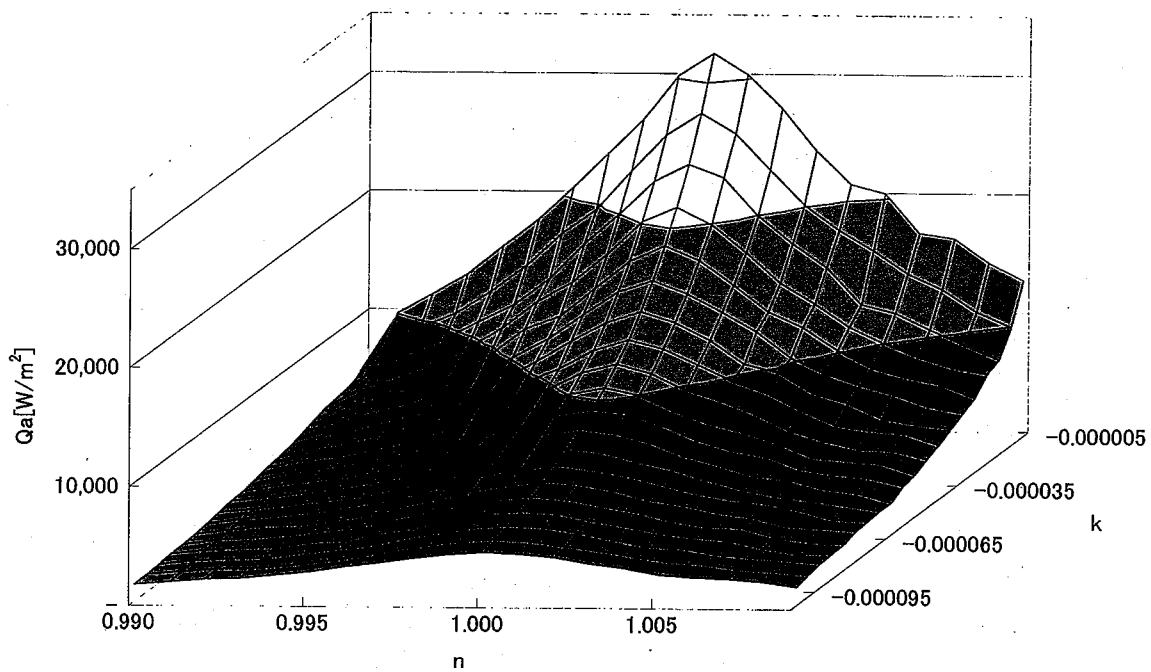


図 4.3-3 複素屈折率と熱流束

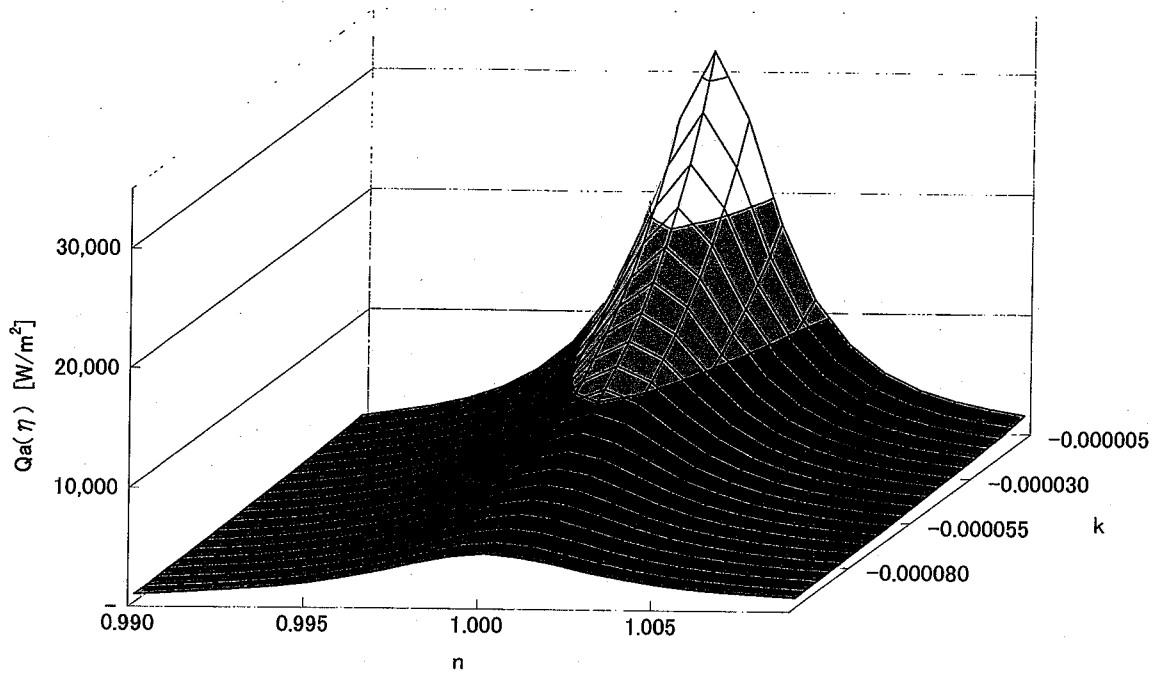


図 4.3-4 天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率

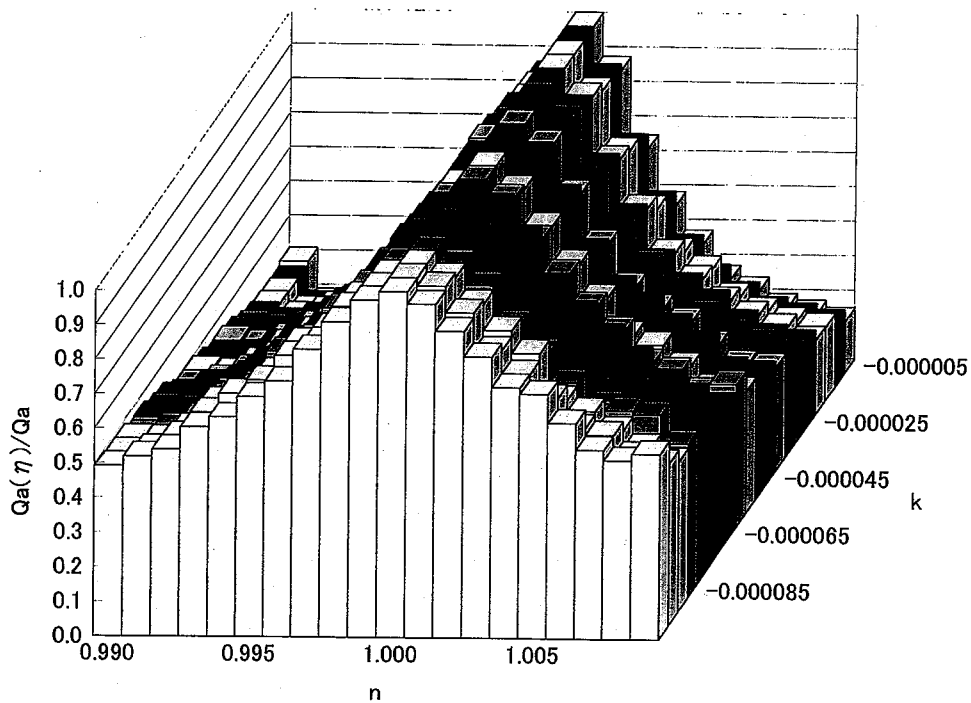


図 4.3-5 天頂角度 0~10 度の熱流束の割合

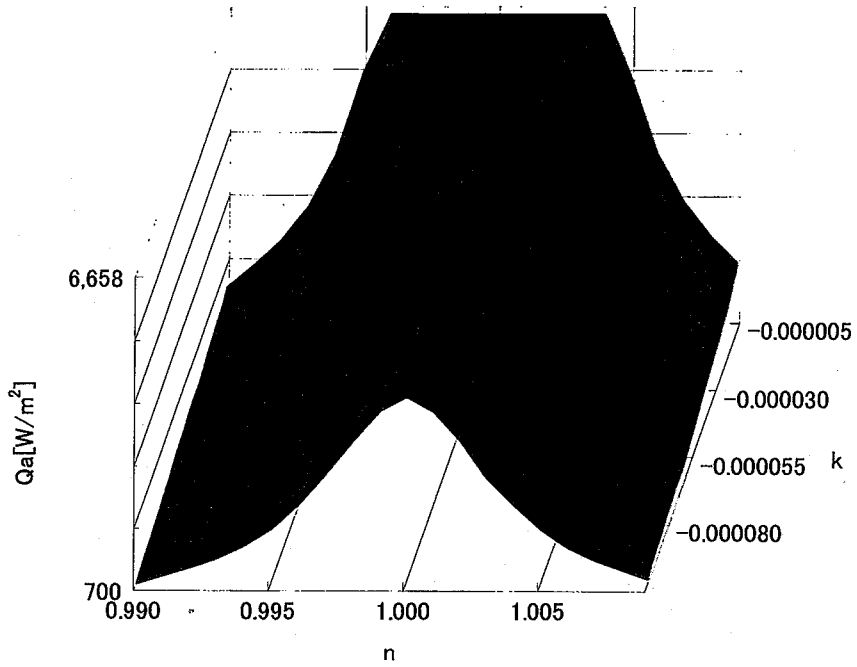


図 4.3-6 天頂角度 0~10 度における熱流束と複素屈折率

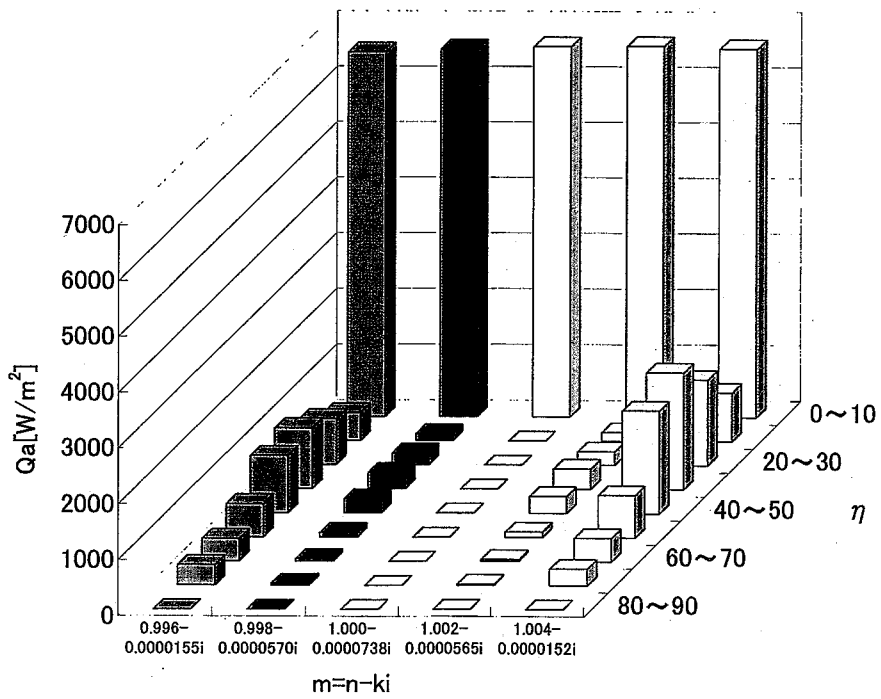


図 4.3-7 熱流束の天頂角分布



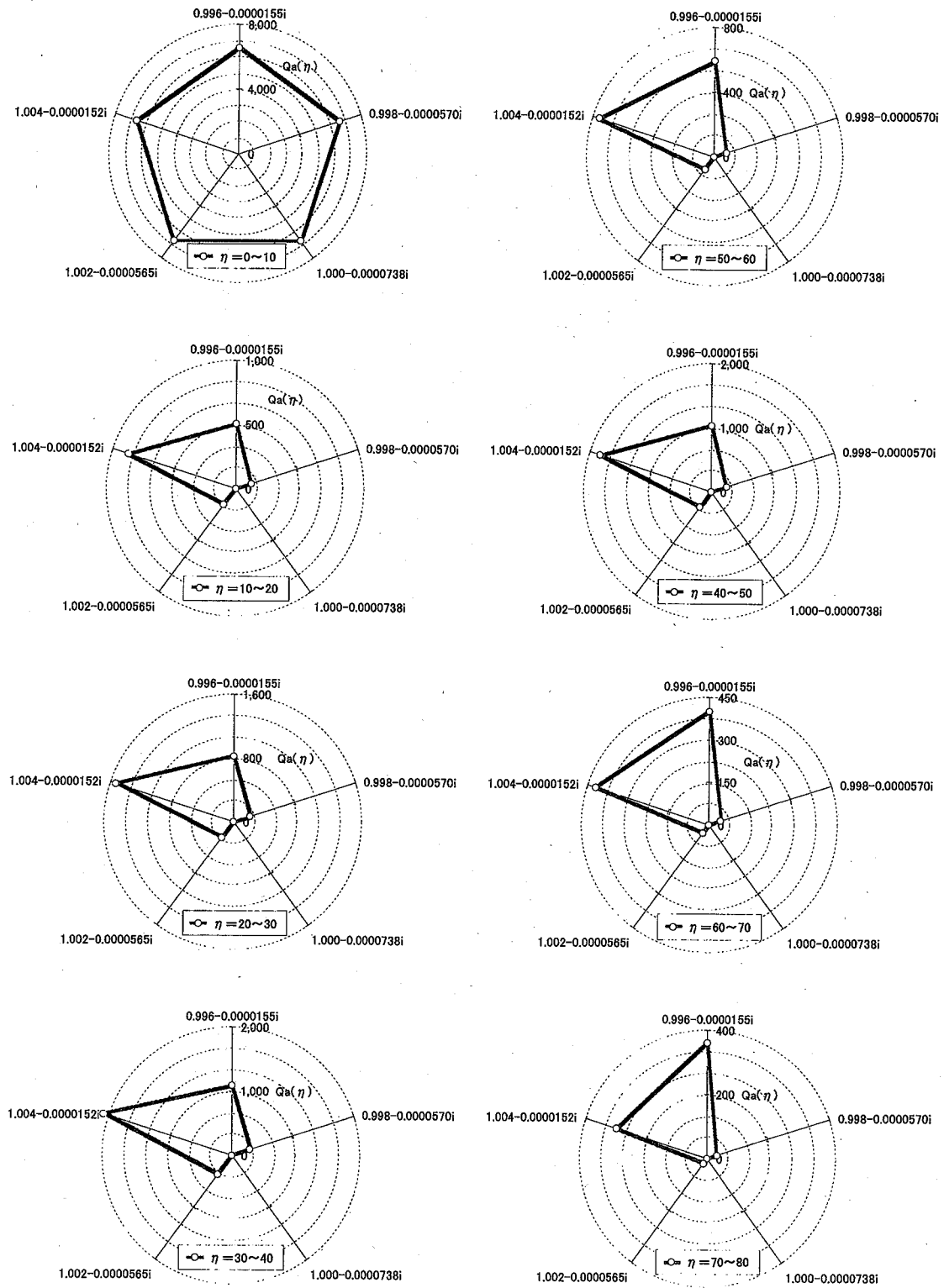


図 4.3-8 各天頂角度における複素屈折率と熱流束

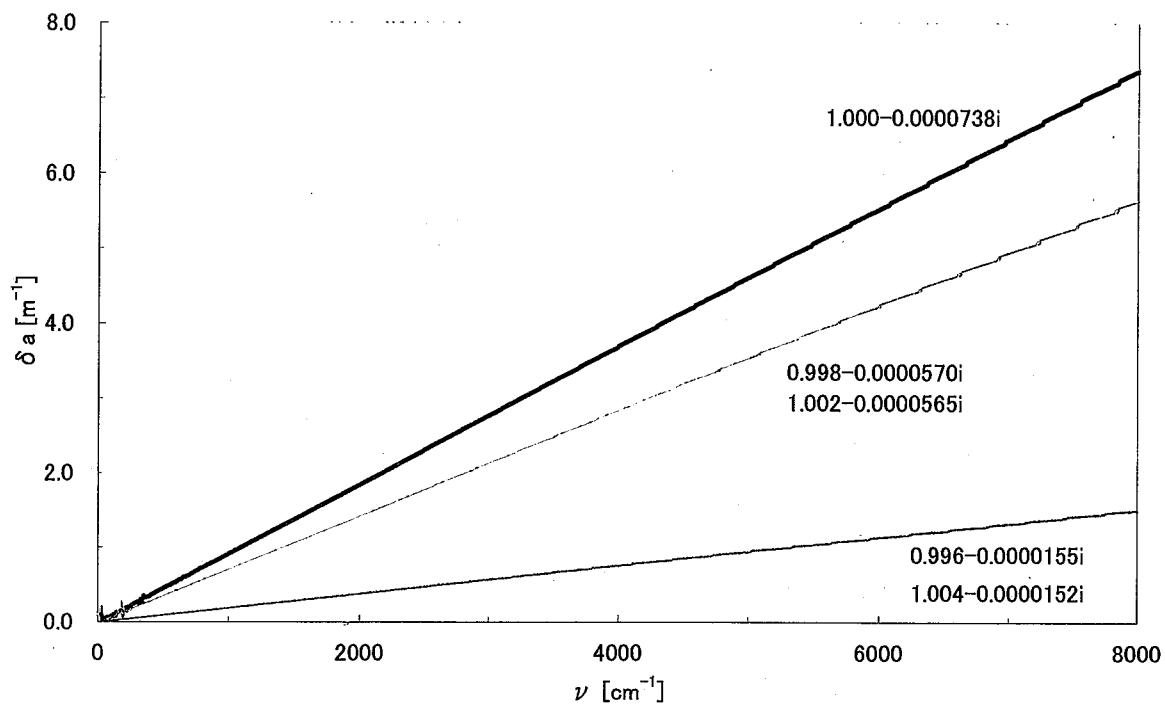


図 4.3-9 複素屈折率と吸収断面積

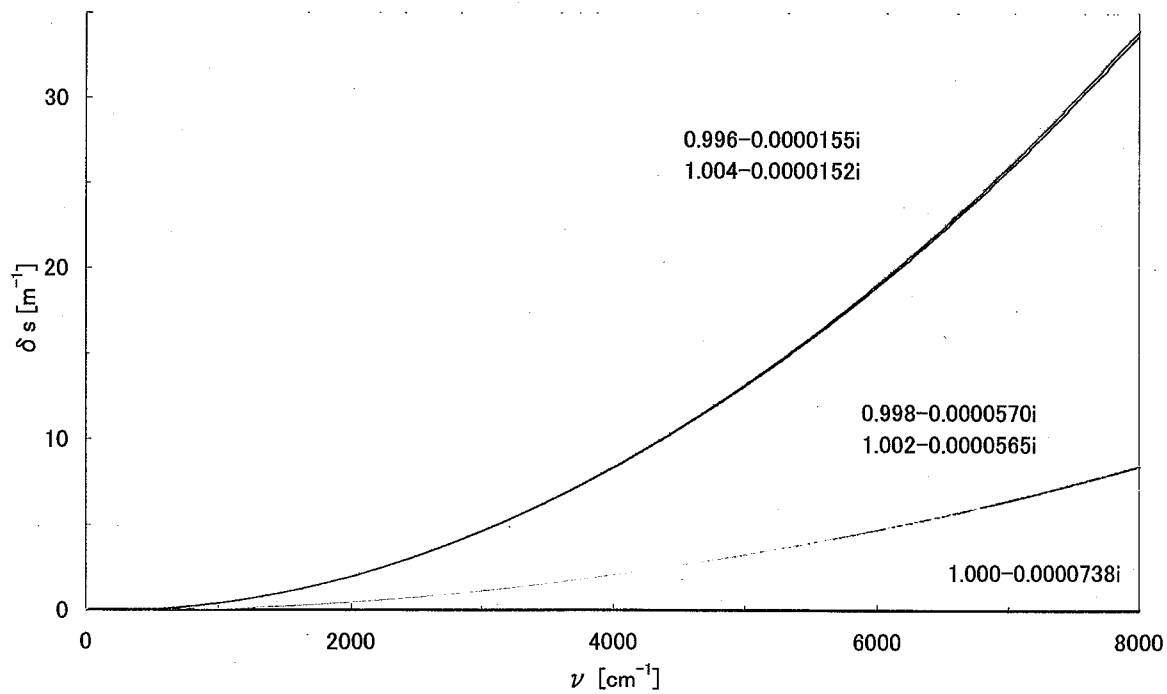


図 4.3-10 複素屈折率と散乱断面積

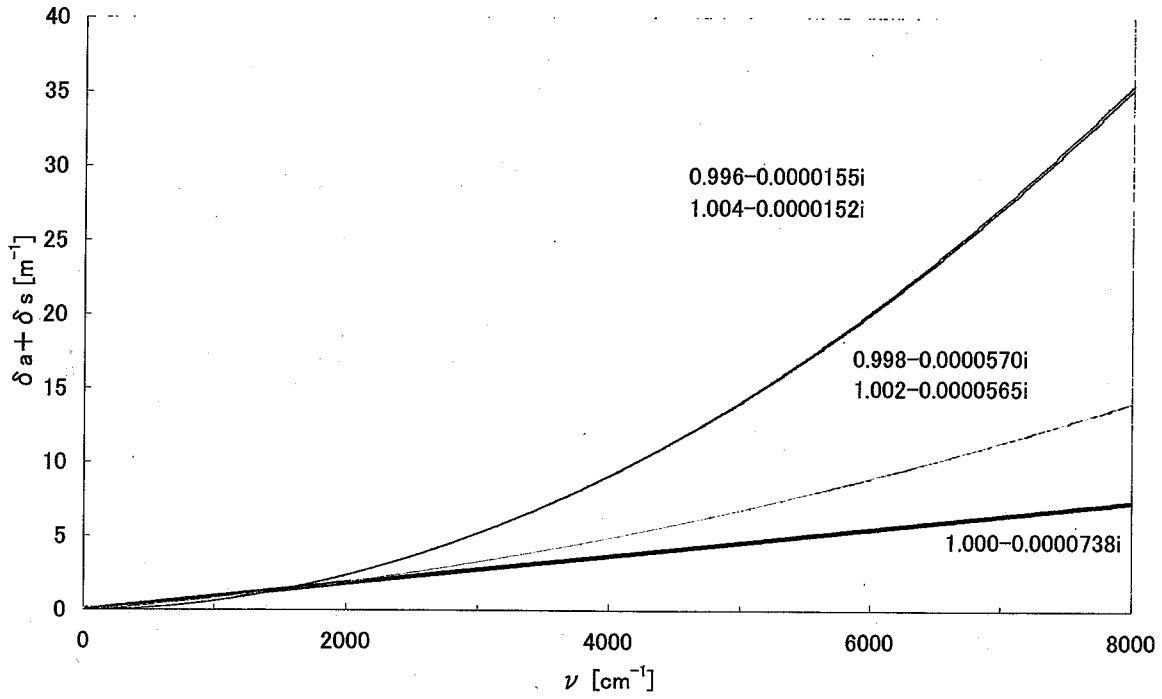


図 4.3-11 複素屈折率と吸収断面積+散乱断面積

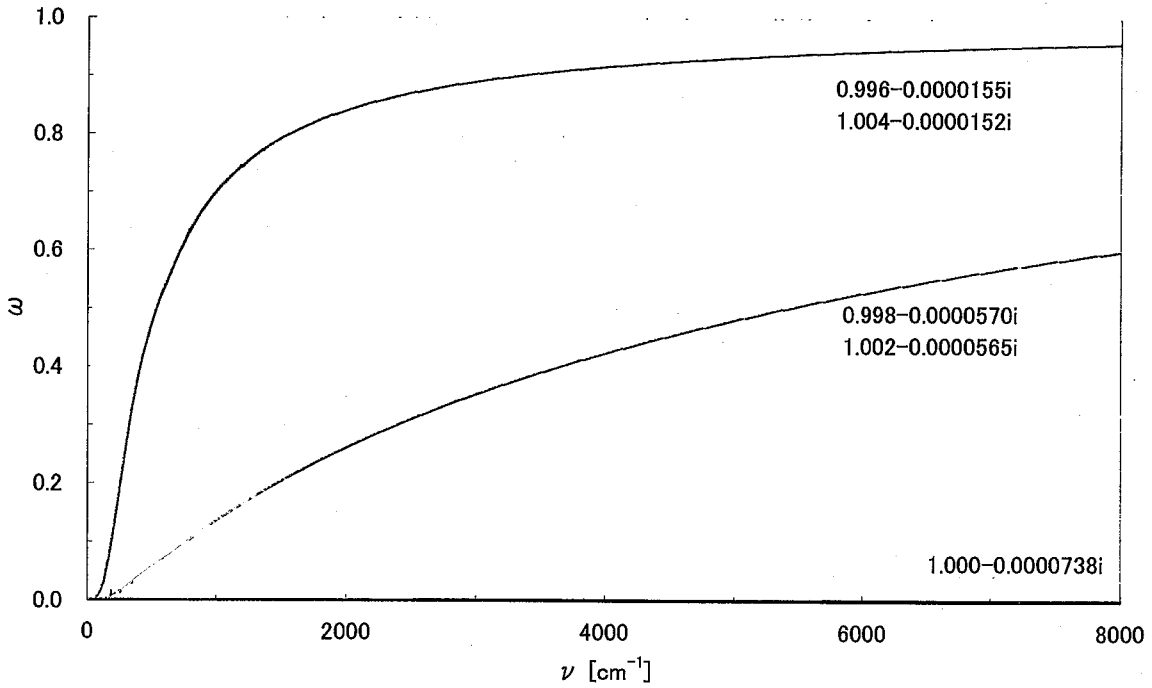


図 4.3-12 複素屈折率と散乱アルベド

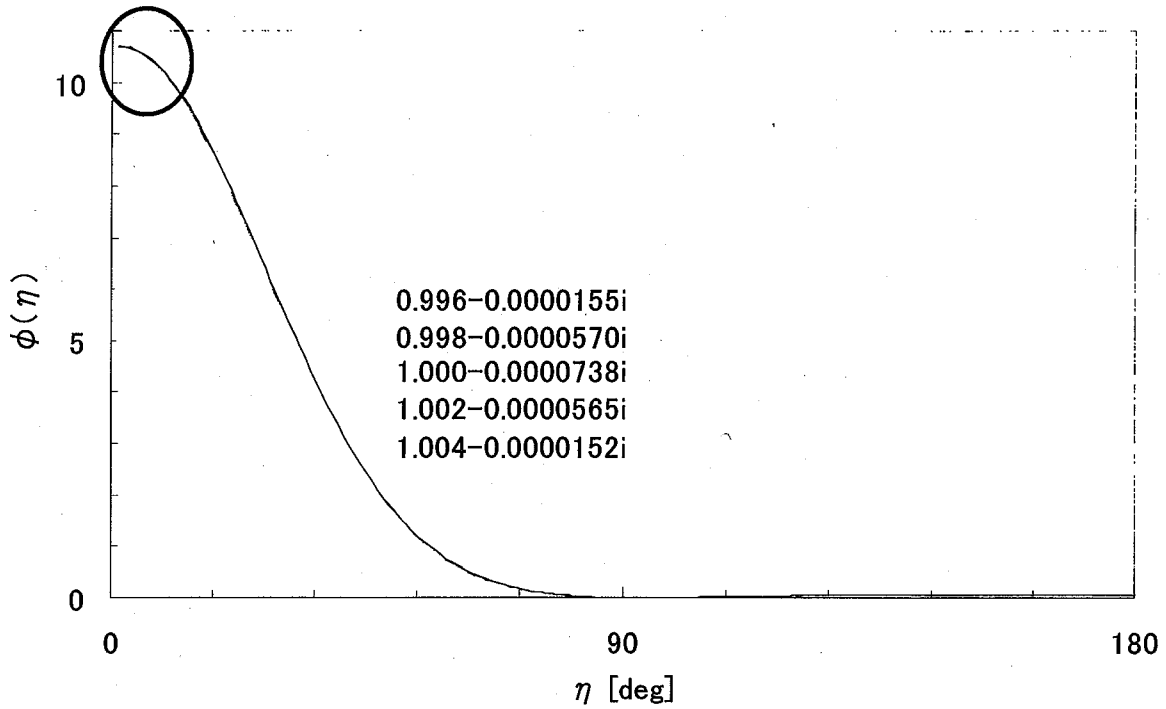


図 4.3-13 サイズパラメータ X=3.14 での複素屈折率と散乱位相関数(0-180 deg.)

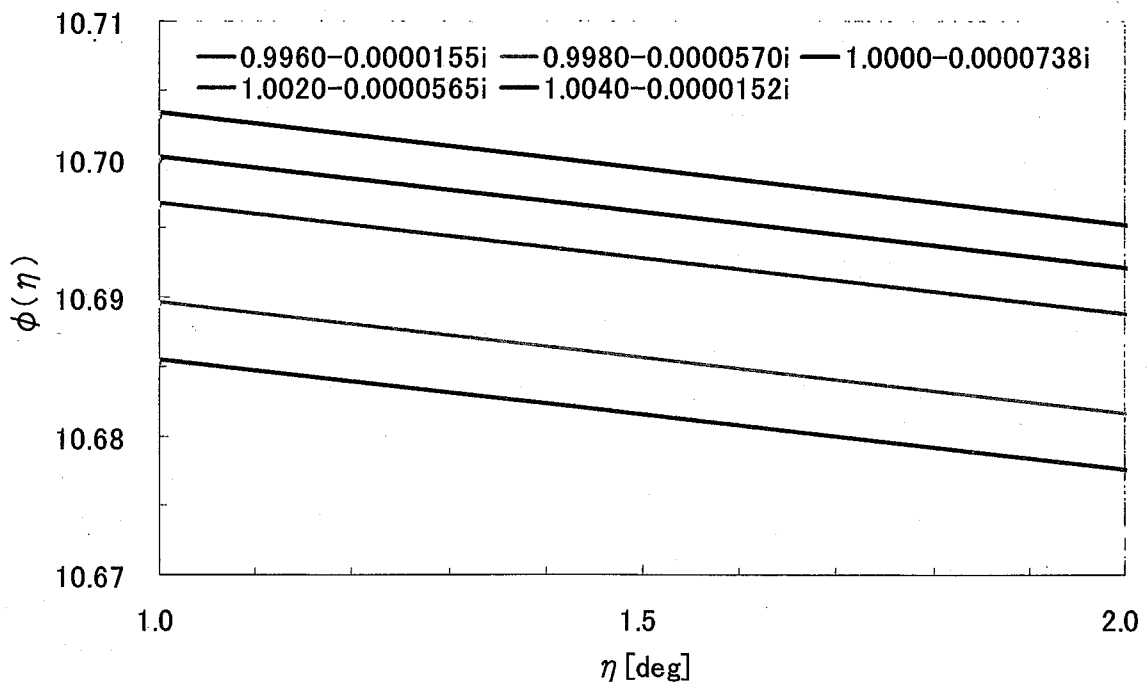


図 4.3-14 サイズパラメータ X=3.14 での複素屈折率と散乱位相関数(1.0-2.0 deg.)

## 5. 光学物性値のガスフラックスモデルへの適用

ガスフラックスモデルではエアロゾルの物性値として、吸収係数 ( $a[1/m]$ ) と散乱係数 ( $s[1/m]$ ) を必要とする。従来これらの値は、実験的知見によるナトリウムエアロゾル中のふく射エネルギーの減衰率より評価し、光学物性値や粒径分布の影響は考慮されていない。本章では、Mie 散乱理論を用いた吸収係数・散乱係数のモデル化について検討する。

### 5.1 従来の評価手法

実験的知見では(4-1)式に示すように、エアロゾル中の減衰率は濃度の関数として定義されている。1次元のガスフラックスモデルにおいて、吸収・散乱による発熱を無視すると、エアロゾル中の減衰率は以下の式で近似される。

$$I/I_0 = \exp[-(a+s) \times L] \quad (5-1)$$

(5-1),(4-1)式を比較すると、吸収係数と散乱係数の和 ( $a+s$ ) は、

$$a+s = 0.2C_{Na} \quad (5-2)$$

となる。吸収係数と散乱係数との比については、吸収係数が全体の5%程度という知見をもとに以下の式としている。

$$\frac{a}{a+s} = 0.05 \quad (5-3)$$

### 5.2 Mie 散乱理論における吸収・散乱係数の算出方法

2.2章で示したように Mie 散乱理論における吸収・散乱係数は、個々の粒子の減衰効率因子 ( $Q_a$ ) 及び散乱効率因子 ( $Q_s$ ) を用い、以下の式で定義している。

【吸収係数(吸収断面積)】

$$\delta_a = \frac{\pi}{4} \sum_i (Q_{ei} - Q_{si}) N d_i^2 f(d_i) \quad (5-4)$$

【散乱係数(散乱断面積)】

$$\delta_s = \frac{\pi}{4} \sum_i Q_{si} N d_i^2 f(d_i) \quad (5-5)$$

ここで、 $N$ : 粒子の個数密度,  $d_i$ : 粒子直径,  $f(d_i)$ : 個数割合である。また、散乱の位相については、散乱位相関数 ( $\phi(\theta)$ ) により決定している。

散乱位相関数は無次元の散乱強度を示す。図 5.2-1 に単粒子における散乱位相関数の座標系を、図 5.2-2 に散乱位相関数の例を示す。粒子を球形と仮定した場合、散乱位相関数は  $\eta$  方向に対する依存性はなく、図 5.2-2 に示すように  $\theta$  方向にのみ依存する。また散乱位相関数は全方向に積分し平均すると以下のように1となる。

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \phi(\theta) d\Omega = 1 \quad (5-6)$$

(5-6)式は  $\eta$  方向への依存性が無いことを考慮すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \phi(\theta) \times 2\pi \sin \theta d\theta &= 1 \\ \therefore \frac{1}{2} \int_0^\pi \phi(\theta) \sin \theta d\theta &= 1 \end{aligned} \quad (5-7)$$

と表される。

### 5.3 Mie 散乱理論のガスフラックスモデルへの適用

#### (1) 吸収係数

吸収係数に関しては、Mie 散乱理論で用いられている(5-4)式がそのまま当てはまる。したがって、

$$a = \frac{\pi}{4} \sum_i (Q_{ei} - Q_{si}) N d_i^2 f(d_i) \quad (5-8)$$

とする。

#### (2) 散乱係数

図 5.2-2 に示すように散乱強度には位相角度に対する依存性があるため、非等方的である。ふく射伝熱量をより厳密に評価できるモンテカルロ法や DT(Discrete Transfer)法等では、散乱強度の位相角度依存性は考慮されるが、ガスフラックスモデルでは散乱は等方的に取り扱われる。

ガスフラックスモデルでは限定された方向（一般に座標軸方向）のふく射エネルギーの伝播を考慮していないため、基本的に散乱の非等方性を考慮することは困難であるが、本研究ではその影響について検討することとする。

従って、本研究では散乱係数について以下に示す 2 種類のモデル化を検討する。

モデル 1 : Mie 散乱理論 + 散乱等方性仮定

モデル 2 : Mie 散乱理論 + 散乱非等方性仮定

モデル 1 の場合は、(5-5)式がそのまま当てはまる。モデル 2 に関しては、散乱強度を入射に対しガスフラックスモデルでの座標軸方向（本研究の場合、平行な方向と垂直な方向）に以下の形で分解する。

入射に対し垂直方向への散乱寄与率（ $\beta$ ）は(5-7)式を用いると、

$$\beta = \frac{1}{2} \int_0^\pi \phi(\theta) \sin \theta \frac{\sin \theta}{|\sin \theta| + |\cos \theta|} d\theta \quad (5-9)$$

となる。(5-5),(5-9)式より垂直方向の散乱係数（ $s_V$ ）は以下の式で表される。

$$s_V = \frac{\beta}{M-1} \frac{\pi}{4} \sum_i Q_{si} N d_i^2 f(d_i) \quad (5-10)$$

ここで  $M$  は次元数である。一方、入射に対する散乱係数（ $s_H$ ）は、

$$s_H = (1 - \beta) \frac{\pi}{4} \sum_i Q_{si} N d_i^2 f(d_i) \quad (5-11)$$

となる。なお図 5.2-2 下に示すように、入射方向に関しては前方散乱と後方散乱で散乱強度は異なるが、本研究では入射方向の前方、後方散乱に関しては等方と仮定する。

(5-9)式については、福地<sup>(13)</sup>による Mie 散乱理論の数値解析を用い、数値積分する。図 5.2-3,4 に単粒子での妥当性確認結果を示す。なお本解析で用いた数値解析手法はモンテカルロ法計算で用いたものと同じである。

図 5.2-5 に複素屈折率  $m=0.998-5.70 \times 10^{-5}i$  における波数と吸収・散乱断面積との関係を示す。図 5.2-5 では 4 章と同条件計算を行っており、図中の Mie 理論値は図 4.3-9,10 と対応している。図 5.2-5(b)に示すように、入射に対し垂直方向への散乱は比較的小さい。これは本解析で用いたエアロゾル粒子径群が入射波の波長に比べ比較的大きいためである。

### (3) ふく射エネルギーの波数分布

モンテカルロ法ではふく射エネルギーの波数分布が考慮されている。つまり、各波数におけるふく射エネルギーに対し、(5-4),(5-5)式で求められる吸収・散乱係数(断面積)を用いた解析が行われる。一方、ガスフラックスモデルでは各波数のふく射エネルギーを合計したふく射フラックスで評価される。このため、波数分布の影響を以下の形で吸収・散乱係数に含むこととする。

$$\phi = \sum_{k=1}^n \phi_{\nu(k)} I(\nu(k), T) \quad (5-12)$$

ここで $\phi$ は吸収・散乱係数、 $\nu(k)$ は波数、 $I$ は規格化されたエネルギー強度を示す。ナトリウム燃焼時のエネルギー強度に関して十分な知見が得られていないため、本研究では以下に示す Plank 関数を用いた黒体ふく射時のエネルギー強度分布<sup>(13)</sup>を仮定する。

$$I(\lambda, T) = \frac{C_1 / \pi}{\lambda^5 (\exp[C_2 / (\lambda T)] - 1)}$$

$$C_1 = 37,413 \quad [W \mu m^4 / cm^2]$$

$$C_2 = 14,388 \quad [\mu m K] \quad (5-13)$$

ここで、 $\lambda$ は波長[ $\mu m$ ]、 $T$ は温度[K]である。

表 5.2-1 に 1200,900K におけるガスフラックスモデルでの吸収・散乱係数を評価した結果を示す。なお表 5.2-1 では、ナトリウムエアロゾルの粒径分布は表 4.1-1 を、体積分率  $F_v$  は 0.01 とし、波数領域 0~20000 [ $cm^{-1}$ ]を均等に 1000 分割し計算した結果である。いずれの結果も、従来手法に比べ吸収係数が高く評価されている。なお、従来手法では(5-2),(5-3)式に示すように温度に関する依存性はない。

## 5.4 ガスフラックスモデルの非等方性導入

モデル 2 では散乱係数の非等方性を考慮しているため、ガスフラックスモデルの基礎方程式を以下のように変更し、非等方性を導入する。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_i \frac{\partial R_i}{\partial x_i} \right) + S_i = 0$$

$$\Gamma_i = \frac{1}{a + \sum_j s_{ij}}$$

$$S_i = aE + \sum_j s_{ij} R_j - (a + \sum_j s_{ij}) R_i$$
(5-14)

ここで、R：輻射フラックス，E：輻射能，であり添字 ij は座標を示す。各方向に対する散乱係数は以下となる。

$$\begin{aligned} \text{if } i=j &\Rightarrow s_{ij} = s_H \\ i \neq j &\Rightarrow s_{ij} = s_V \end{aligned}$$
(5-15)

なお粒子径が小さくなった場合（図 5.2-2 サイズパラメータ (X)=0.5 参考）、(5-10),(5-11)式の散乱係数はいずれも同程度となり、かつ s/3 程度となる（3次元の場合）。この時(5-14)式はこれまで用いていた等方性の基礎方程式と等しくなる。

表 5.2-1 ガスフラックスモデルでの吸収・散乱係数

Complex refractive index	Temperature [K]	Absorption coefficient (a) [1/m]	Scattering coefficient (s) [1/m]		
			Mie theory (isotropy)	Aerotropy	
				s <sub>H</sub>	s <sub>V</sub>
0.996 -1.55 × 10 <sup>-5</sup> i	900	0.465	3.919	3.538	0.190
	1200	0.619	6.987	6.452	0.268
0.998 -5.70 × 10 <sup>-5</sup> i	900	1.714	0.983	0.887	0.048
	1200	2.283	1.754	1.620	0.067
Previous model		0.086	1.632		



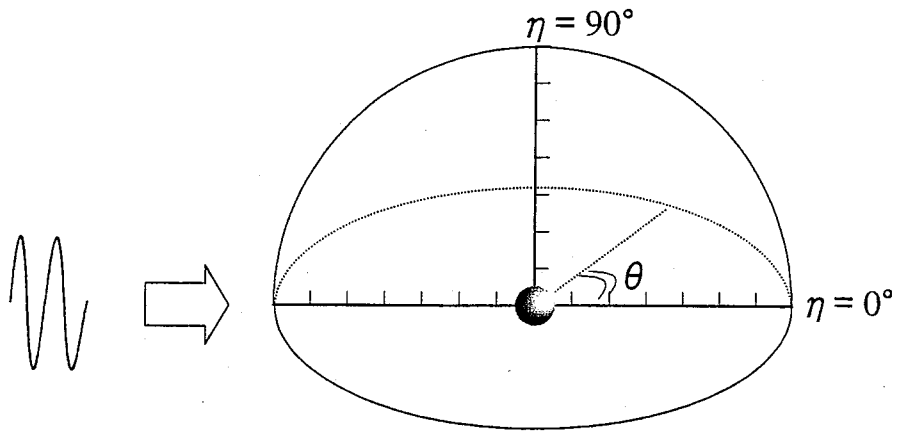
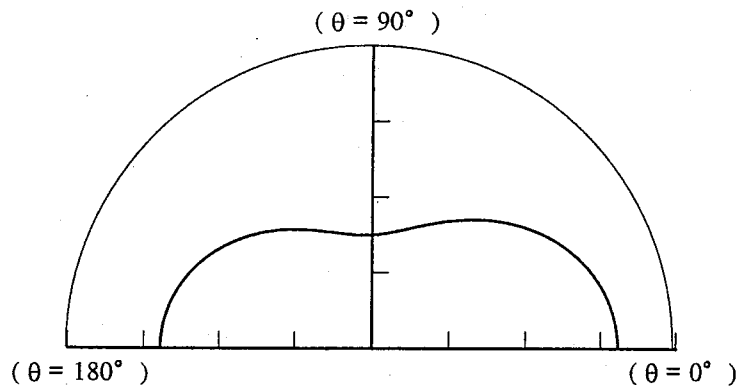
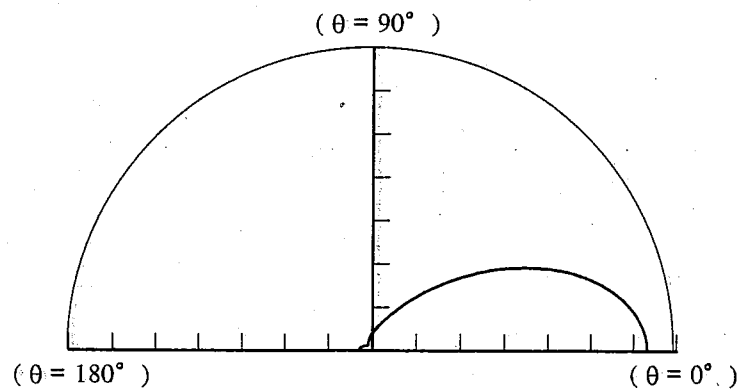


図 5.2-1 散乱位相関数における座標系

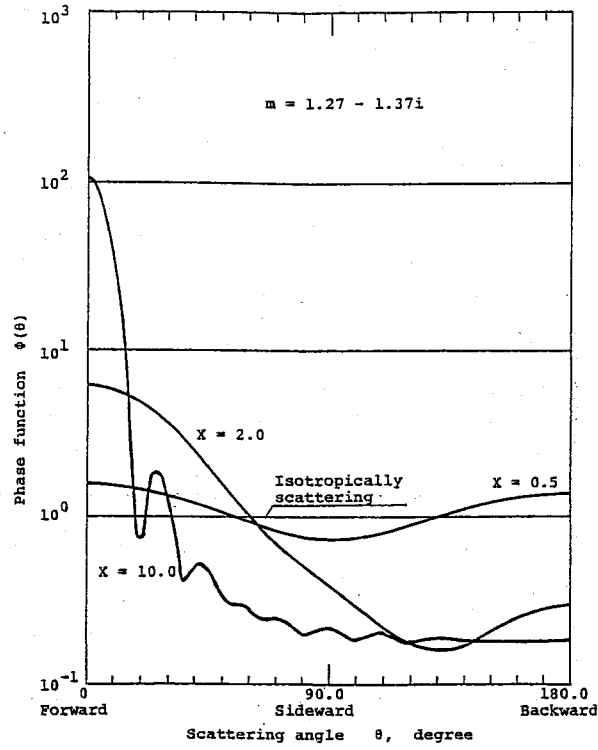


(複素屈折率:  $m=1.27 - 1.37i$ , サイズパラメータ( $X[=\pi d \nu]$ ): 0.5)

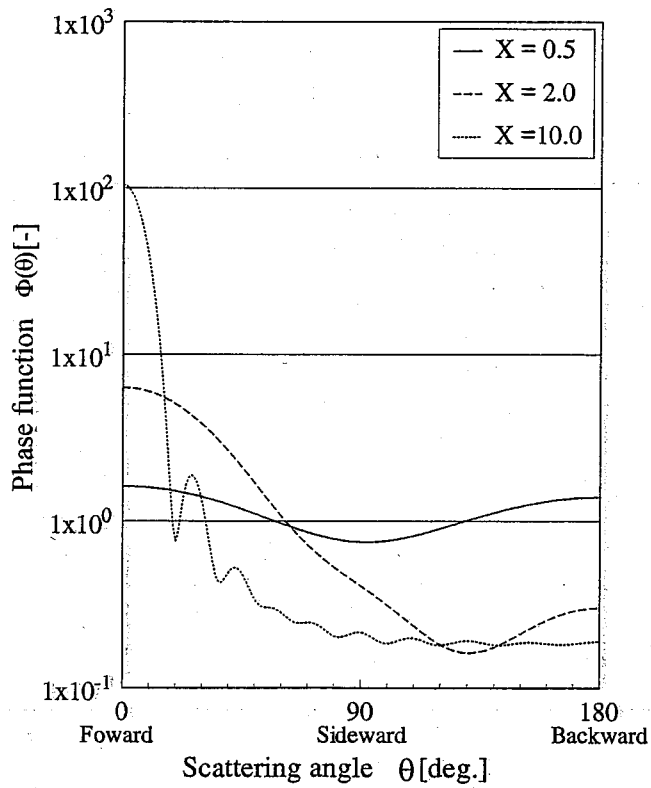


(複素屈折率:  $m=1.27 - 1.37i$ , サイズパラメータ( $X$ ): 2.0)

図 5.2-2 散乱位相関数例



(a) 解析結果<sup>(12)</sup>



(b) 試計算結果

図 5.2-3 Mie 散乱理論計算妥当性確認 (位相関数,  $m=1.27 - 1.37i$ )

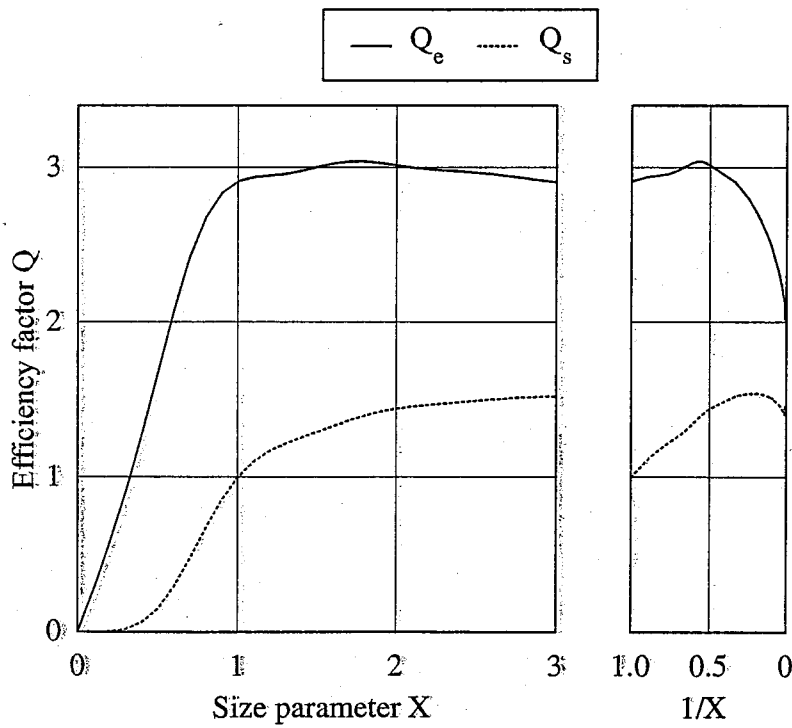
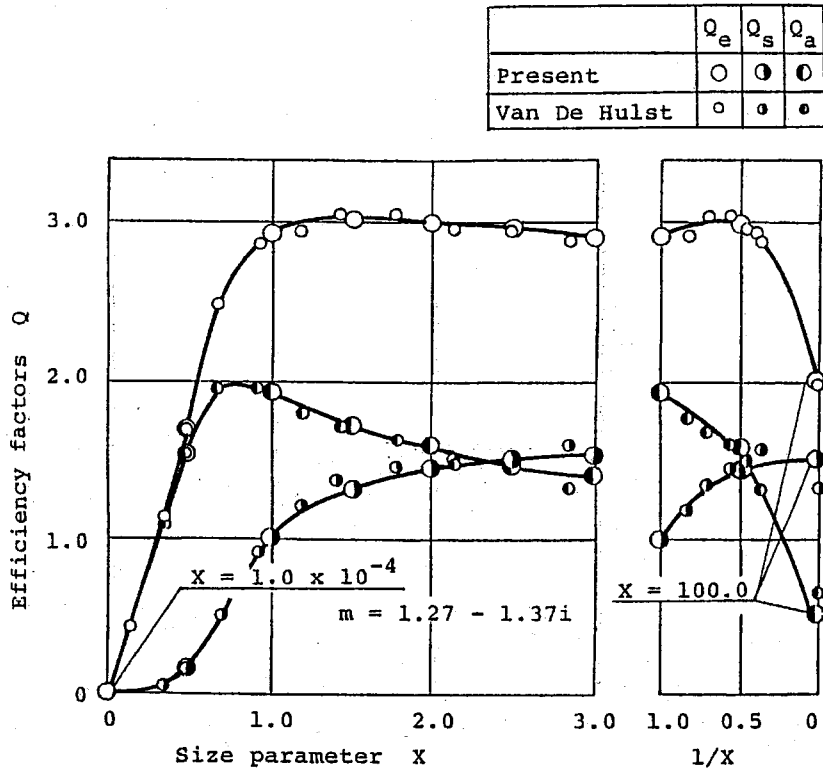
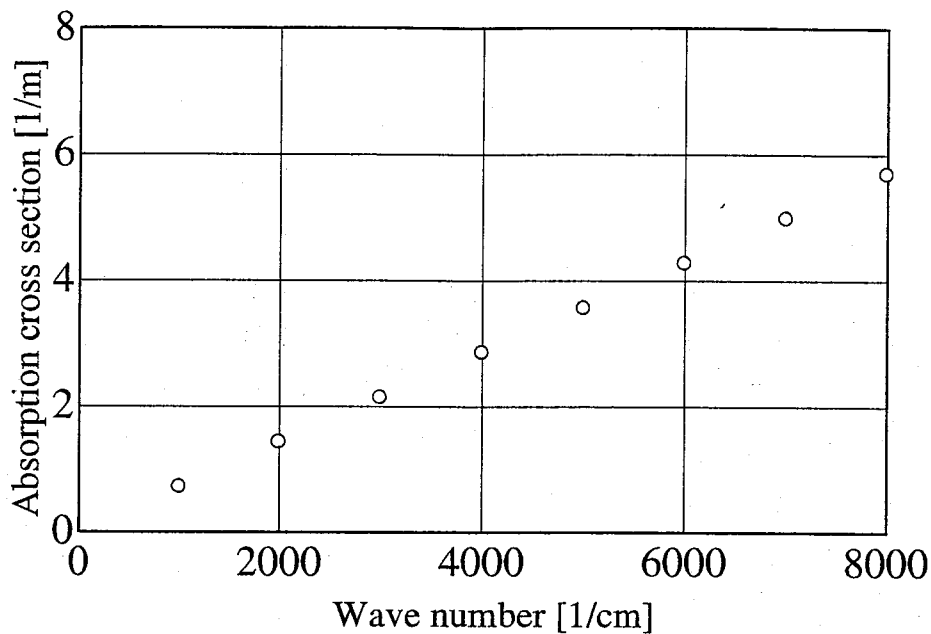
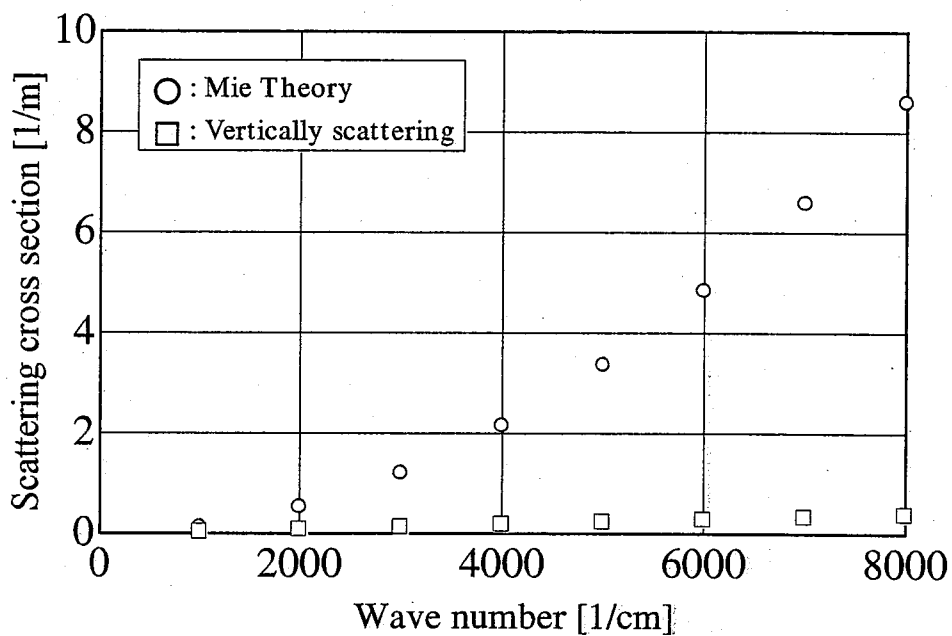


図 5.2-4 Mie 散乱理論計算妥当性確認 (効率因子,  $m=1.27 - 1.37i$ )



(a) 吸収係数



(b) 散乱係数

図 5.2-5 波数と吸収・散乱係数 ( $m=0.998-5.70 \times 10^{-5}i$ )

## 6. ベンチマーク解析

5章で推定した吸収・散乱係数の妥当性を評価するために、モンテカルロ法ならびにガスフラックスモデルでのベンチマーク解析を実施した。なお、ガスフラックスモデルでの計算については、多次元ナトリウム燃焼解析コード AQUA-SF<sup>(14)</sup>を用いた。

### 6.1 解析条件

#### (1) 解析体系

解析体系は4章と同様とし、高温壁と低温壁とに囲まれた無限平行平板体系とする(図4.2-1 参考)。壁面間の距離は1mとし、内部領域を20分割する。なお流れ場およびガスの熱伝導も無視する。従って、ガス空間内の伝熱はふく射のみとする。

#### (2) エアロゾル条件

エアロゾルの粒径分布については、表4.1-1, 図4.1-1に従うものとする。すなわち、

- ・個数平均直径 : 0.5  $\mu\text{m}$
- ・対数標準偏差( $\sigma_g$ ) : 2.0

とする。濃度(Fv)に関しては、パラメータとし以下の2種類について評価する。

- ・体系内濃度一定条件 : Fv = 0.01
- ・濃度分布有り : Fv = 0.002 / X<sub>k</sub>

ここでX<sub>k</sub>は高温壁面からk番目要素中心までの距離[m]である。

#### (3) 光学物性

エアロゾルの光学物性値に関しては、モンテカルロ法による計算では、4章で評価した以下の複素屈折率について検討する。

$$m = 0.996 - 0.0000155i$$

$$m = 0.998 - 0.0000570i$$

$$m = 1.000 - 0.0000738i$$

$$m = 1.002 - 0.0000565i$$

$$m = 1.004 - 0.0000152i$$

ガスフラックスモデルについては上記の内、

$$m = 0.996 - 0.0000155i$$

$$m = 0.998 - 0.0000570i$$

とし、表5.2-1で示した吸収・散乱係数を用いる。

#### (4) 境界条件

境界温度については、低温壁では一定温度、高温壁はパラメータとする。また壁面放射率は一定とする。以下に各条件について示す。

- ・境界温度
  - 高温壁 : 1200,900 [K]
  - 低温壁 : 300 [K]
- ・壁面放射率
  - 高温壁 : 0.65 (燃焼面を仮定)
  - 低温壁 : 0.90 (コンクリート壁面を仮定)

また、高、低温壁に垂直な部分については周期境界を仮定する。

#### (5) 水蒸気

モンテカルロ法による輻射伝熱量の評価では水蒸気による影響評価を代表的なケースに対し実施する。その際の水蒸気濃度は以下とする。

- ・水蒸気濃度 : 10.0 vol% ( $P_w = 0.1$ )

#### (6) 物性値

モンテカルロ法ならびにガスフラックスモデルでの計算に用いる物性値は以下とする。

- ・密度( $\text{kg/m}^3$ )
  - ガス : 1.0
  - エアロゾル : 1.12
- ・比熱( $\text{J/kgK}$ )
  - ガス : 1000
  - エアロゾル : 1150

### 6.2 モンテカルロ法による解析結果

#### (1) 温度分布

図 6.2-1～図 6.2-5 にそれぞれの複素屈折率と水蒸気分圧  $P_w$ 、およびエアロゾル粒子の各個数濃度分布  $F_v$  におけるガスとエアロゾル粒子の質量平均温度  $T[\text{K}]$  を示す。これらの図から、水蒸気分圧が増加すると温度は減少していることがわかる。

図 6.2-1 は、複素屈折率  $m = 0.996 - 0.0000155i$  について示したものである。一様濃度分布では、エアロゾル粒子温度はある一定の距離に対して一様に温度が減少しているが、濃度分布がある場合では、高温壁面付近で温度が急激に減少し、高温壁面から離れるにしたがって温度は、緩やかに減少している。これは、これは、エアロゾル粒子の濃度の濃い部分で大きく減衰され、またガスや粒子で放射されたふく射が壁面まで到達されずに、ガスや粒子要素で吸収されやすくなったからだと思われる。

図 6.2-2 は複素屈折率  $m = 0.998 - 0.0000570i$  について、図 6.2-3 は複素屈折率  $m = 1.000 - 0.0000738i$  について、図 6.2-4 は、複素屈折率  $m = 1.002 - 0.0000565i$  について示したものである。図 6.2-1 と同様なことが言えるが、より水蒸気分圧の影響を受けにくい。また、この範囲では複素屈折率の変化の影響をあまり受けていないように思われる。

図 6.2-5 は、複素屈折率  $m = 1.004 - 0.0000152i$  について示したものである。この図は、

図 6.2-1 とよく似ていることが分かる。しかし、温度は低温壁面付近で高くなっている。これは前方散乱が増加したため低温壁面付近まで透過する量が増えたためだと考えられる。

以上の温度分布の結果から、水蒸気分圧の影響は比較的大きく、また複素屈折率の変化による影響は、屈折率 0.998~1.002 では少ないと思われる。

## (2) 壁面熱流束

次に、図 6.2-6~11 は壁面熱流束  $Q_a$  と水蒸気分圧、濃度分布の有無および複素屈折率の変化の影響について示したものである。

図 6.2-6 に高温壁面温度 900、1200K における低温壁面の壁面熱流束  $Q_a$  を示す。屈折率の増加によって壁面熱流束は増加している。これは、散乱位相関数の変化で前方散乱が増加したためであると考えられる。また水蒸気分圧の増加によって低温壁面熱流束は減少していることがわかる。そして屈折率が 0.998~1.002 の間ではほとんど低温壁面熱流束に違いがないことが分かる。これは散乱断面積、吸収断面積、散乱位相関数が比較的近いためだと考えられる。また、高温壁面温度が高いと低温壁面熱流束の変化が大きいが、これはふく射エネルギーが強いため透過する量が増加したからと考えられる。

図 6.2-7~11 にそれぞれの複素屈折率の値での、高温壁面温度 1200K での低温壁面熱流束の天頂角度分布を示す。これらの図から、壁面熱流束角度分布に水蒸気分圧、複素屈折率、濃度分布の変化の与える影響は小さいものと考えられる。

## 6.3 ガスフラックスモデル解析結果

ガスフラックスモデルでは、従来手法 (5.1 章) での解析も併せて実施した。解析結果およびモンテカルロ法との比較を図 6.3-1,2 に示す。なお、ガスフラックスモデルによるベンチマーク解析では、1次元解析のため散乱係数の非等方性の影響はなくなり、モデル 1 とモデル 2 との相違は見られなくなる。これは、1次元解析の場合、定常状態では(5-14)式中の拡散項ならびに生成項(S)が 0 となる。これを満たす条件は、

$$R_x = R_y = R_z = aE \quad (6-1)$$

となり、散乱係数とは無関係に決まるためである。従って図 6.3-1,2 ではモデル 1 の結果のみ示している。なお非等方性の影響については次章で検討する。

図 6.3-1(a)は複素屈折率が  $m = 0.996 - 1.55 \times 10^{-5}i$  における均一エアロゾル濃度( $F_v = 0.01$ )中の平板間の温度分布を示したものである。従来モデルでは、ふく射によるガスへの熱輸送が過小に評価されており、平板間のガス温度勾配は小さい。一方、Mie 散乱理論に基づいたモデル化 (モデル 1) では、低温壁側で若干モンテカルロ法に比べガス温度を低めに評価するものの、概ねモンテカルロ法で得られた温度分布を再現しており、モデル化の妥当性が確認された。同様に、空間中のエアロゾル濃度が変化する場合においても、図 6.3-1(b)に示すように、モデル 1 はほぼモンテカルロ法解析結果を再現しており、モデル化に問題な

いものと思われる。

図 6.3-2 は複素屈折率が  $m = 0.998 - 5.70 \times 10^{-5}i$  における評価結果である。図 6.3-2 では低温壁側においてもモデル 1 とモンテカルロ法との整合性は高い。これは表 5.2-1 に示すように複素屈折率  $m = 0.996 - 1.55 \times 10^{-5}i$  では散乱係数がより大きな値であるため、ふく射フラックスの入射方向が限定されたフラックスモデルではモンテカルロ法に比べ誤差が大きくなったものと推定される。また図 6.3-2 に示すように、複素屈折率が  $m = 0.998 - 5.70 \times 10^{-5}i$  の場合、従来方法も比較的モンテカルロ法との整合している。なお、従来方法では図 6.3-1 と図 6.3-2 との間の差はない（従来方法はエアロゾルの光学物性は考慮されていないため）。

以上ベンチマーク解析の結果、従来ではモデル化が困難であった、エアロゾルの光学物性値（複素屈折率）ならびに粒径分布を考慮した Mie 散乱理論のガスフラックスモデルへの拡張により、より機構論的な吸収・散乱係数のモデル化が行える見通しを得た。

#### 6.4 散乱係数の非等方性感度解析

6.1 章のベンチマーク計算では、ガスフラックスモデルにおける非等方性の影響を評価することができない。そこで、以下に示す 3 次元感度解析を実施し、非等方性の影響について評価した。

##### (1) 解析条件

解析体系を図 6.4-1 に示す。体系は一辺が 1m の立方体とし、下端面の一部(0.2×0.2m) にナトリウム燃焼を模擬した高温部が設けてある。それ以外の壁面部については、温度一定(= 300K)境界条件としている。以下に高温部、低温部壁面境界条件を示す。

##### 【高温壁】

- ・温度 : 1200K
- ・壁面ふく射率 : 0.65

##### 【低温壁】

- ・温度 : 300K
- ・壁面ふく射率 : 0.90

解析では体系を x,y,z 方向にそれぞれ 10×10×20 分割とした。ガス側については 6.1 章のベンチマーク解析と同様とする。すなわち、温度差（浮力）による対流が無いものとし、熱伝導も考慮しない。従って、ガス側の温度上昇は全てふく射伝熱によるものとしている。なおガスならびにエアロゾルの物性値はベンチマークと同様に以下とした。

##### 【ガス】

- ・密度 : 1.00 kg/m<sup>3</sup>
- ・定圧比熱 : 1000 J/kg/K

##### 【エアロゾル】

- ・密度 : 1.12 kg/m<sup>3</sup>
- ・定圧比熱 : 1150 J/kg/K



ナトリウムエアロゾル濃度分布についても、ベンチマーク解析と同様とし、一様濃度 ( $Fv = 0.01$ ) 場と、高温壁から遠ざかるにつれて濃度が低くなる ( $Fv = 0.002/z$ ) 場について評価する。またエアロゾルの複素屈折率としては、従来手法と差違が少なかった以下の値とした。

$$m = 0.998 - 5.70 \times 10^{-5}i$$

なお、吸収係数ならびに散乱係数は表 5.2-1 を使用した。

## (2) 解析結果および考察

図 6.4-2 に従来手法による、ガス温度ならびに  $z$  軸方向のふく射フラックスの中心位置での垂直断面分布を示す。なお図中左側が濃度一定条件 ( $Fv = 0.01$ ) で、右側が濃度分布有 ( $Fv = 0.002/z$ ) での解析結果である。ガス温度に関しては、図 6.4-2 に示すようにいずれの濃度条件に於いても、高温壁からのふく射により中心部で高温となっている。中心部を除く周辺部に関しては、下端壁よりもむしろ上部壁近傍でガス温度が上昇している。これは散乱が比較的小さいため、ふく射フラックスがより下流側までその強さを維持したためと考えられる。

従来手法を用いた場合、エアロゾル濃度分布による違いは、温度に関しては明確な違いは見られていないが、ふく射フラックスの強度については図 6.4-2 下端に示すように、濃度分布が一様の方がふく射フラックスの減衰が大きくなっている。本解析での濃度条件は体系平均では同じであるが、濃度分布が存在する条件では  $z$  軸距離に反比例した濃度分布としている。このため高温壁付近では非常に高い濃度分布 ( $Fv \approx 0.08$ ) であるが透過距離も短くなっているため、結果的に濃度一様条件に比べふく射エネルギーの拡散が抑制されたものと考えられる。

図 6.4-3 は濃度一様条件における、複素屈折率を用いた解析結果である。図中左側は等方散乱、右側は非等方条件での解析結果を示している。図に示すように複素屈折率を用いた評価では、従来評価 (図 6.4-2 左側) とは逆に下端周辺部の方が温度は高くなっている。これは表 5.2-1 に示すように、複素屈折率を用いた場合の吸収係数が大きく、ガス側への熱輸送が促進されたためと考えられる。このため図 6.4-3 下端に示すふく射フラックスも従来手法に比べその減衰は大きい。また非等方性を考慮した場合、図 6.4-3 右側に示すように若干ふく射フラックスの直進性が増すが、散乱係数の非等方性 (表 5.2-1) の影響は比較的小さいと言える。

図 6.4-4 に濃度分布有 ( $Fv = 0.002/z$ ) 条件での複素屈折率を用いた解析結果を示す。濃度分布が有る状態では、従来手法と同様 (図 6.4-2) に上端部周辺のガス温度が上昇している。これは図 6.4-3,4 下端に示すように、高濃度領域の透過距離が小さくふく射フラックスの拡散が抑制されたためである。また濃度分布が存在する場合においても、散乱係数の非等方性の影響はそれほど顕著に見られていない。

以上、感度解析をまとめると、散乱の非等方性に関する影響は比較的小さいことが確認された。ガスフラックスモデルではふく射に入射方向が限定されており、ふく射フラ

ックスの直進性が、実現象に比べ増加する傾向がある。その意味では、Mie 散乱理論で得られた散乱係数に対し等方性を仮定した方が望ましいと考えられる。

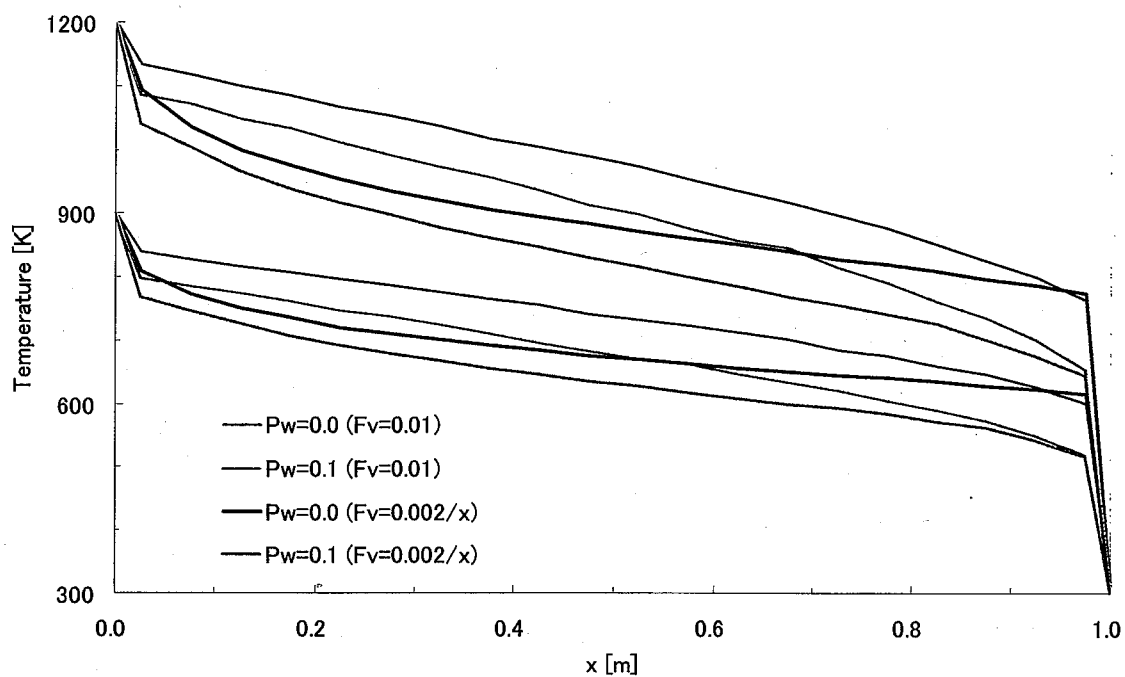


図 6.2-1 複素屈折率  $0.996 - 0.0000155i$  における温度分布

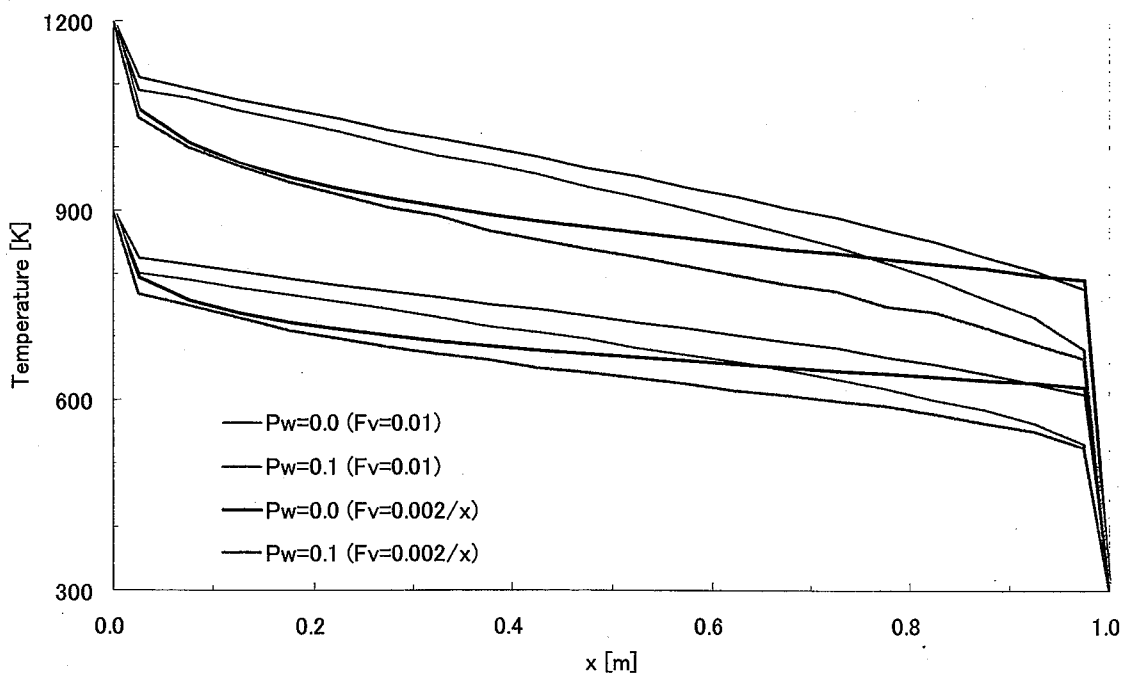


図 6.2-2 複素屈折率  $0.998 - 0.0000570i$  における温度分布

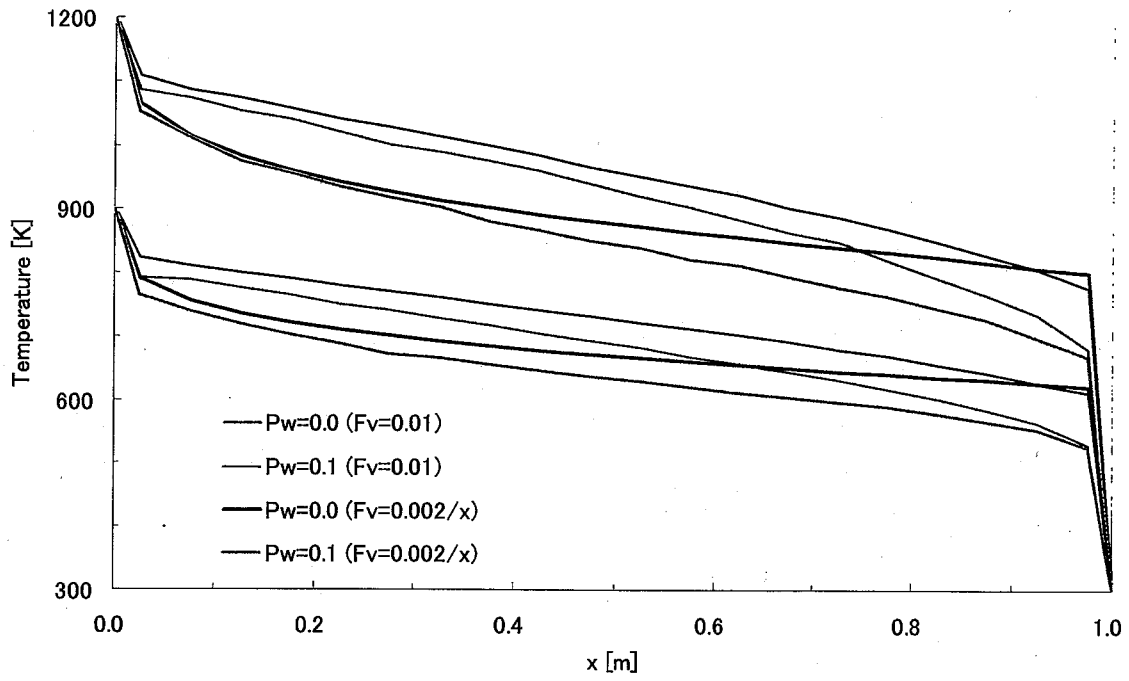


図 6.2-3 複素屈折率  $1.000-0.0000738i$  における温度分布

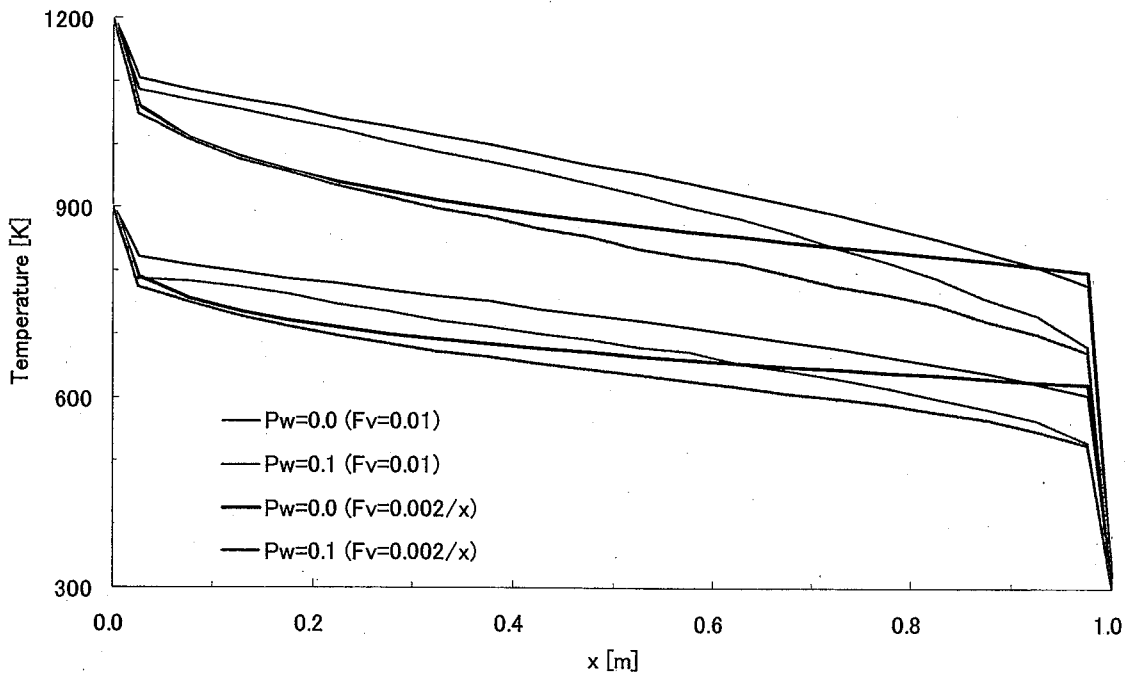


図 6.2-4 複素屈折率  $1.002-0.0000565i$  における温度分布

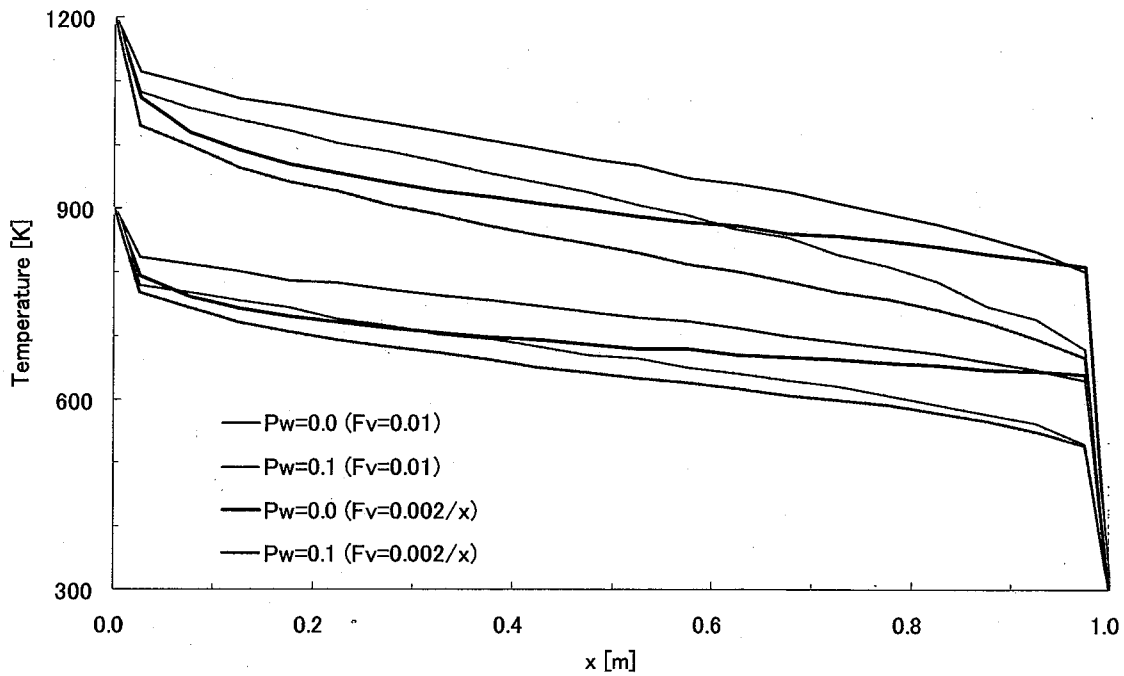


図 6.2-5 複素屈折率  $1.004-0.0000152i$  における温度分布

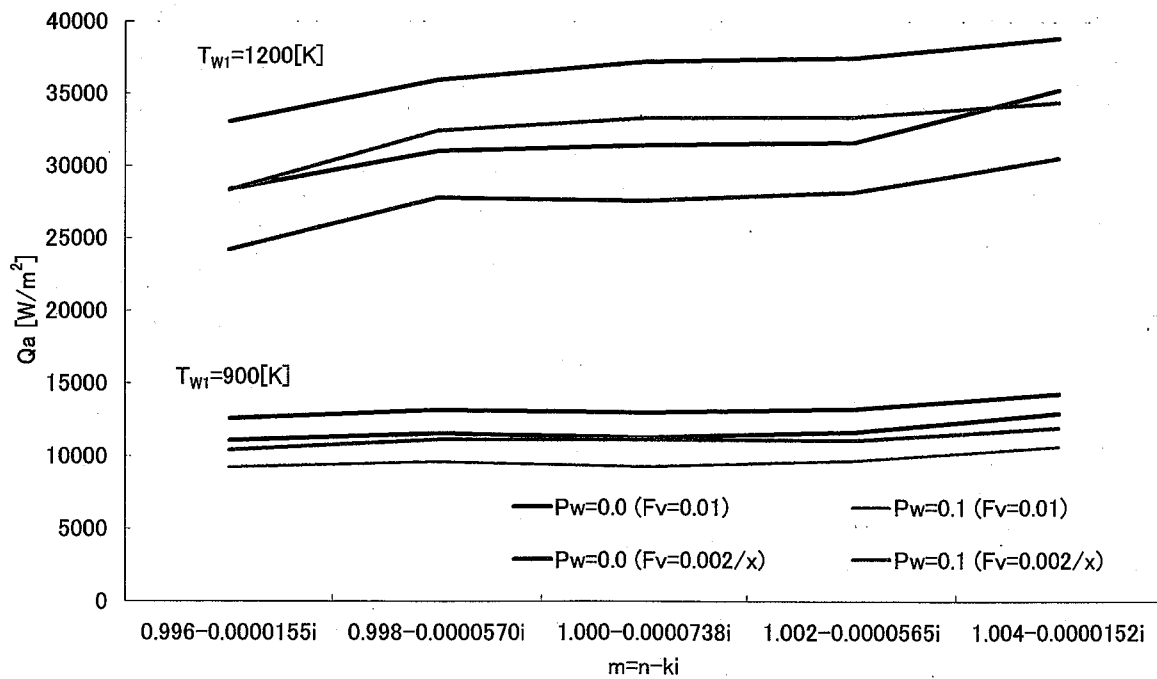


図 6.2-6 高温壁面温度 900、1200K における低温壁面の壁面熱流束  $Q_a$

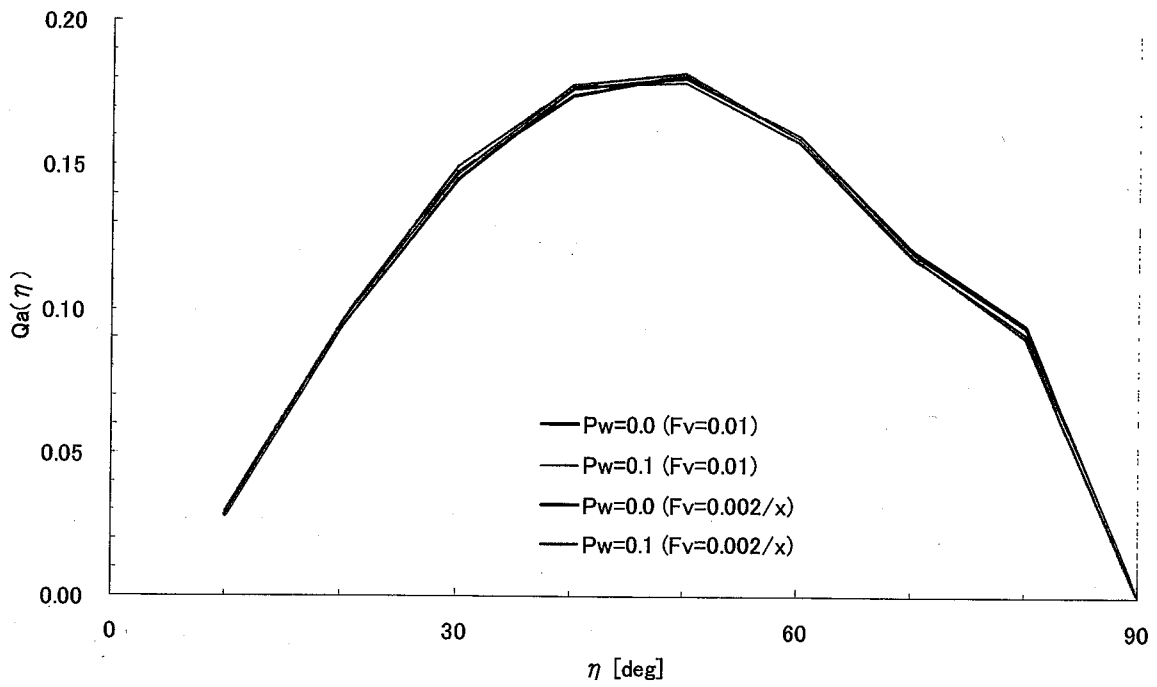


図 6.2-7 複素屈折率  $0.996 - 0.0000155i$  における低温壁面熱流束の天頂角度分布

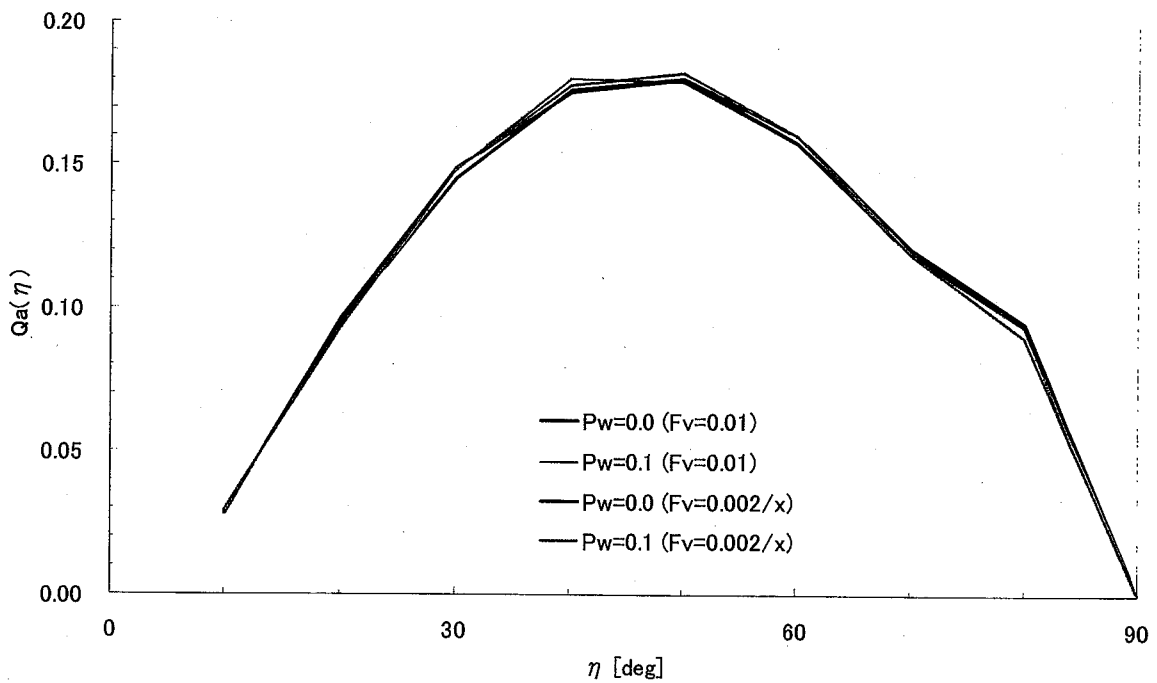


図 6.2-8 複素屈折率  $0.998 - 0.0000570i$  における低温壁面熱流束の天頂角度分布

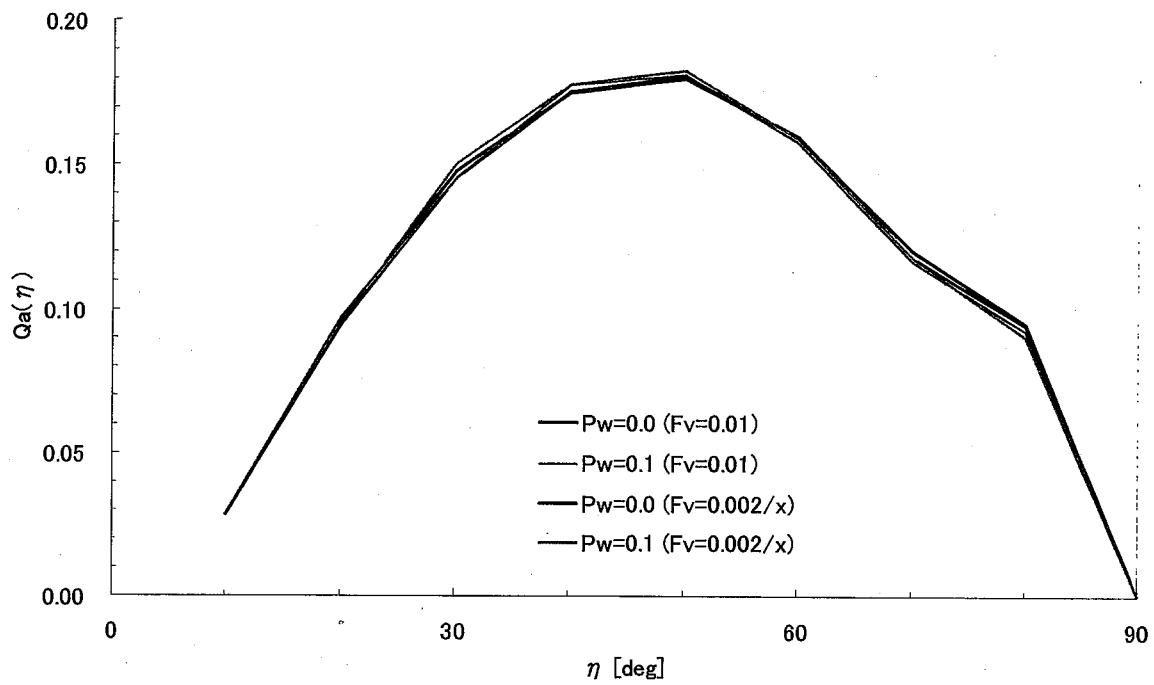


図 6.2-9 複素屈折率  $1.000 - 0.0000738i$  における低温壁面熱流束の天頂角度分布

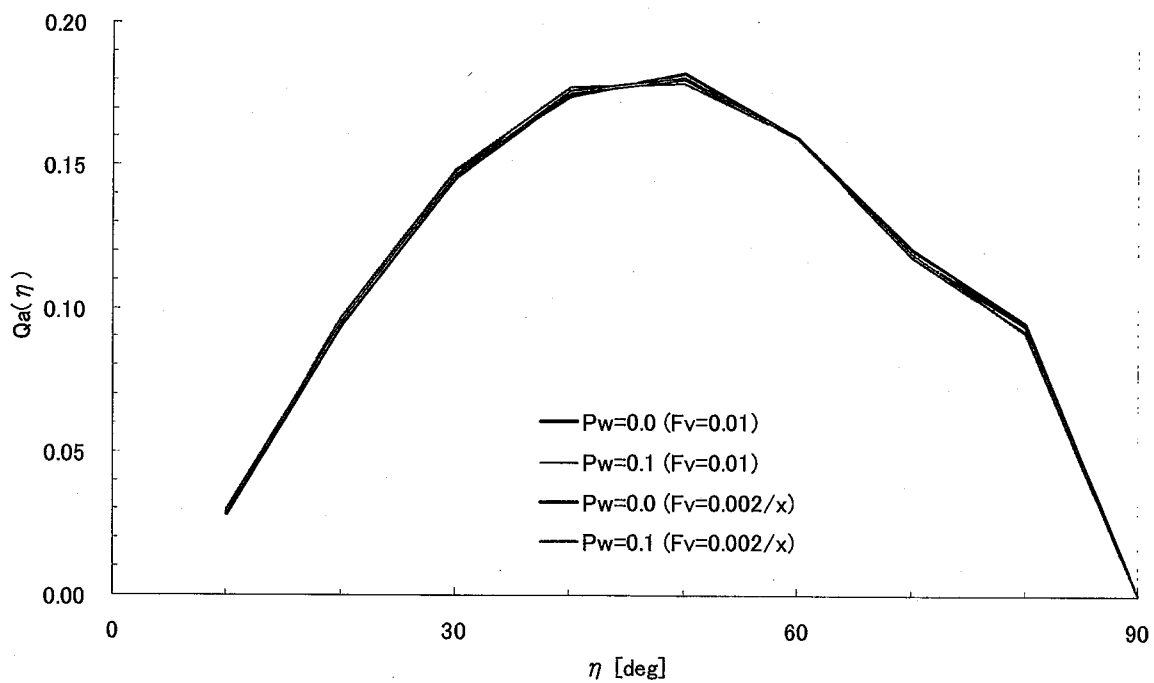


図 6.2-10 複素屈折率  $1.002 - 0.0000565i$  における低温壁面熱流束の天頂角度分布

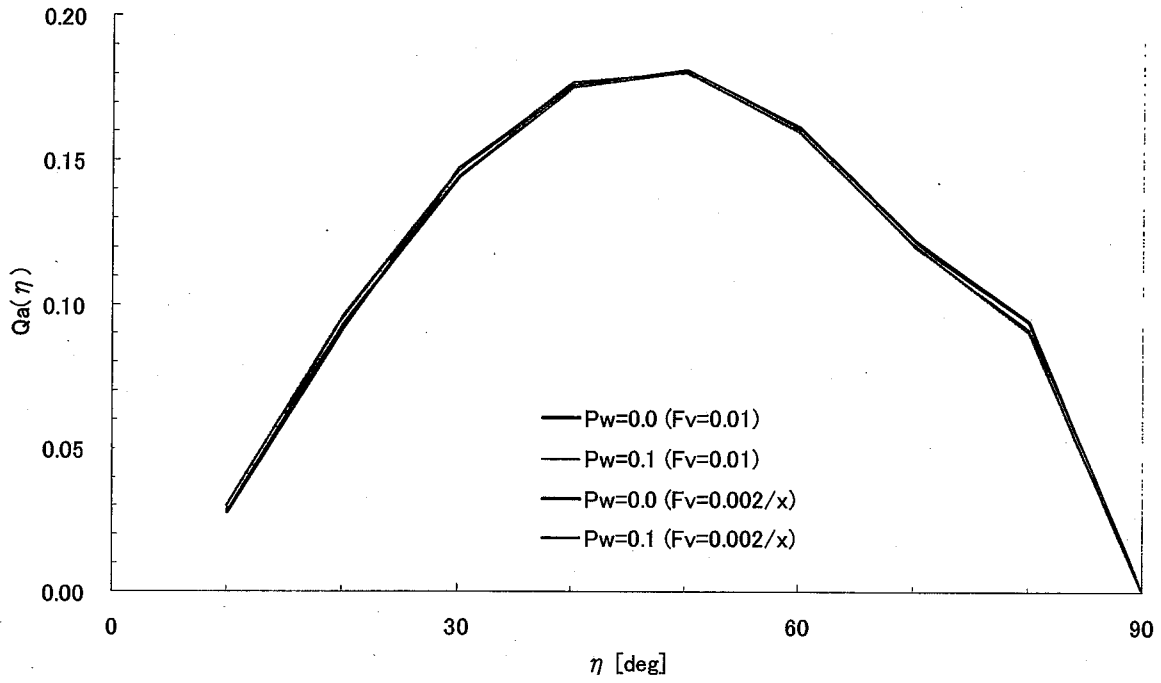
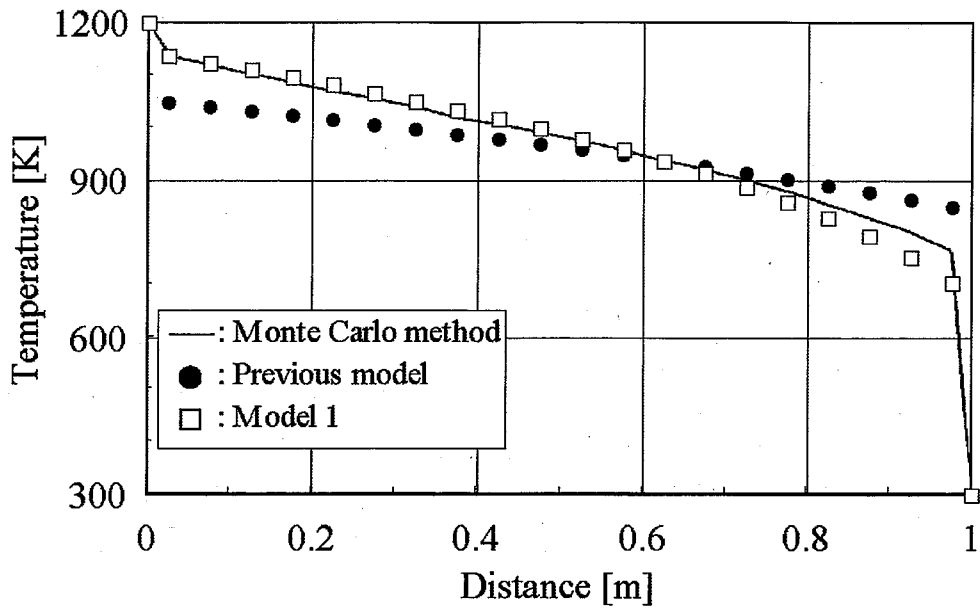
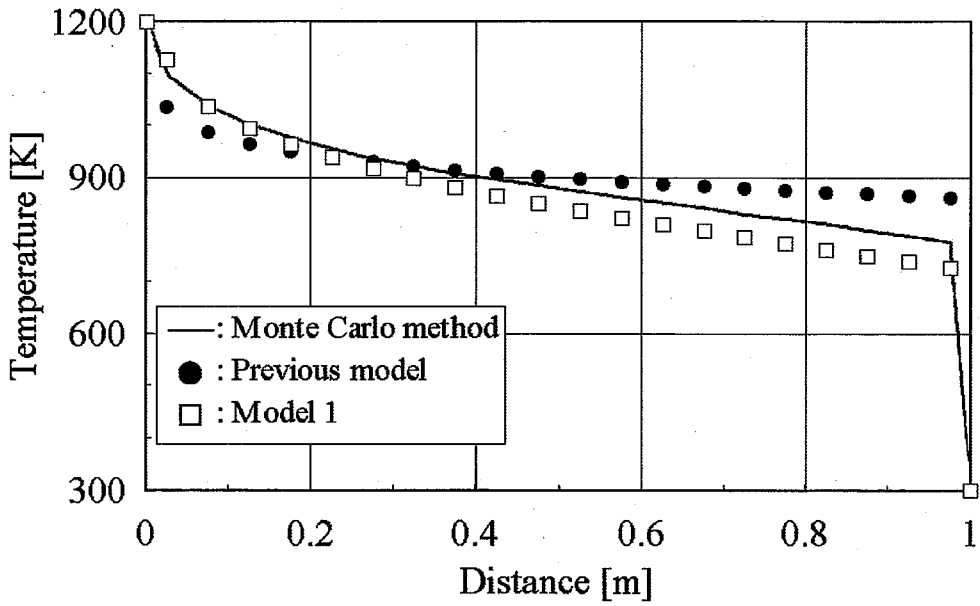


図 6.2-11 複素屈折率  $1.004-0.0000152i$  における低温壁面熱流束の天頂角度分布



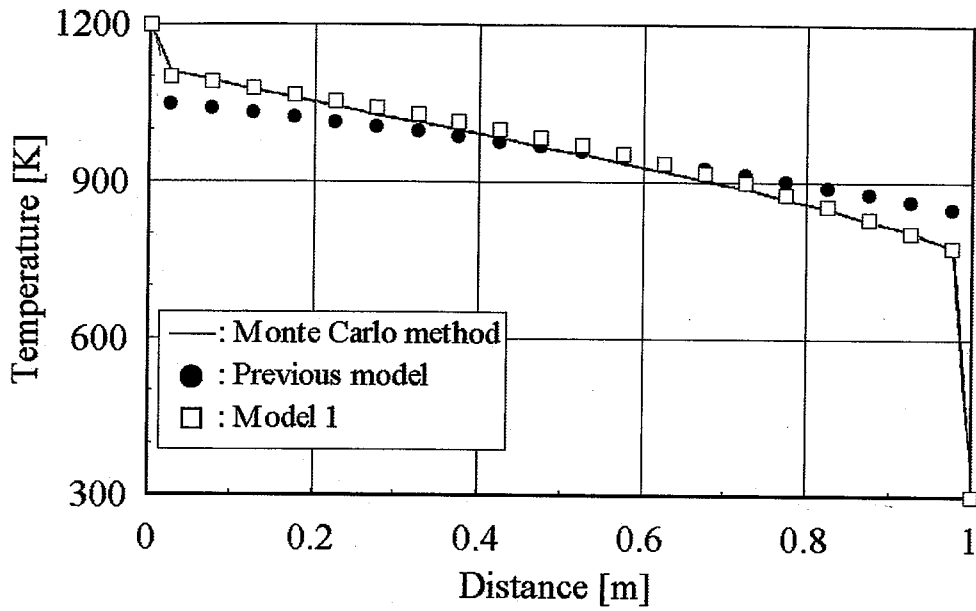
(a)  $F_v = 0.01$  (constant)



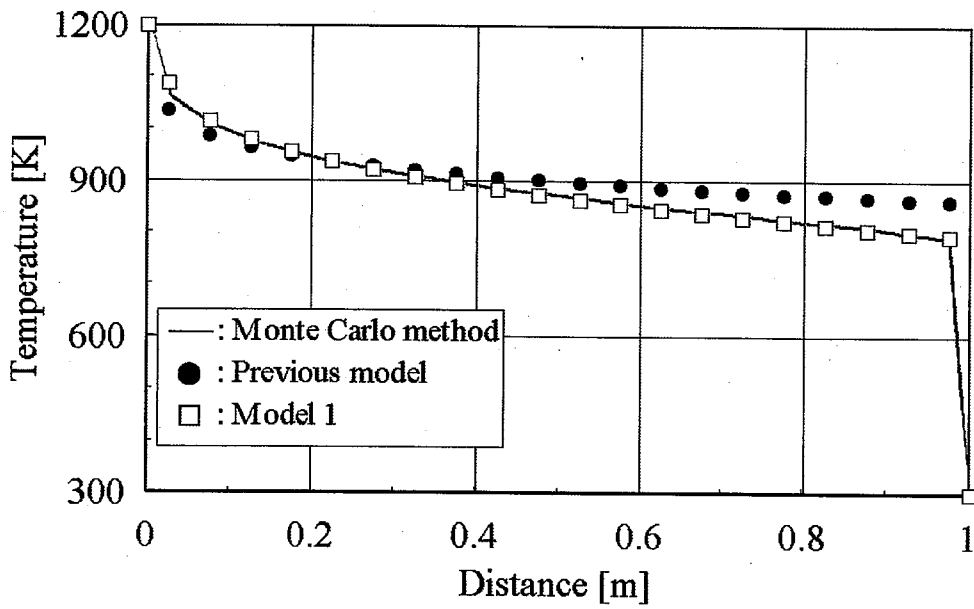
(b)  $F_v = 0.002/L$  (variable)

☒ 6.3-1 Comparison of temperature ( $m = 0.996 - 1.55 \times 10^{-5}i$ )





(a)  $F_v = 0.01$  (constant)



(b)  $F_v = 0.002/L$  (variable)

☒ 6.3-2 Comparison of temperature ( $m = 0.998 - 5.70 \times 10^{-5}i$ )

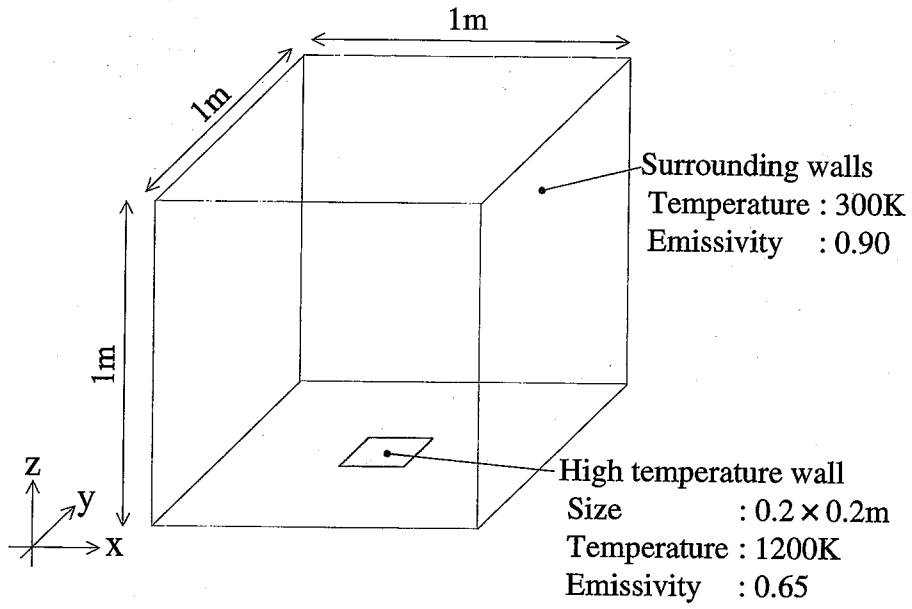
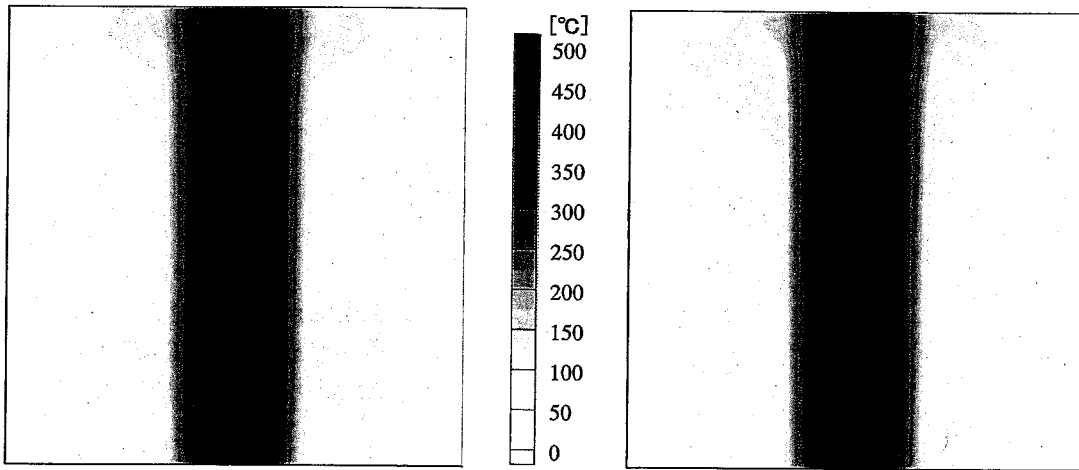


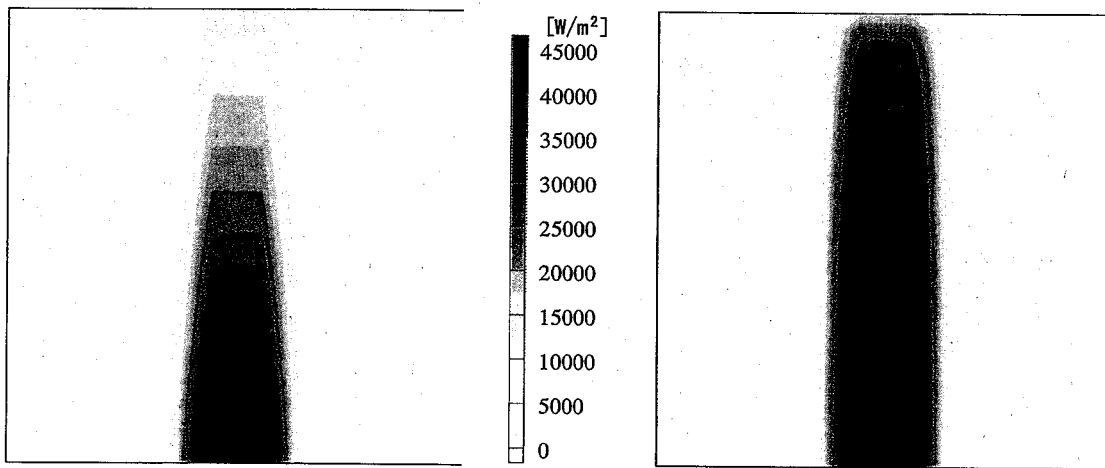
图 6.4-1 解析体系



$F_v = 0.01$  (constant)

$F_v = 0.002/z$  (variable)

(a) Temperature of gas

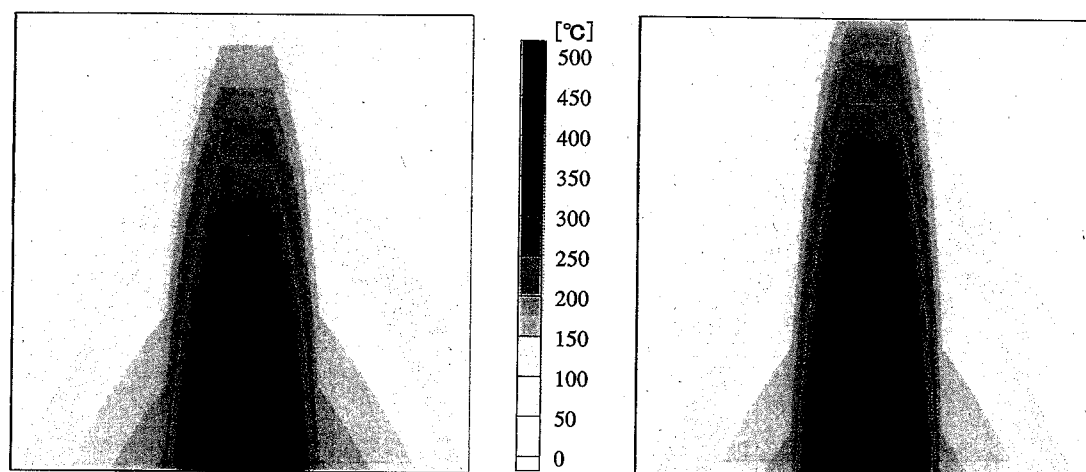


$F_v = 0.01$  (constant)

$F_v = 0.002/z$  (variable)

(b) Radiative flux in z-coordinate

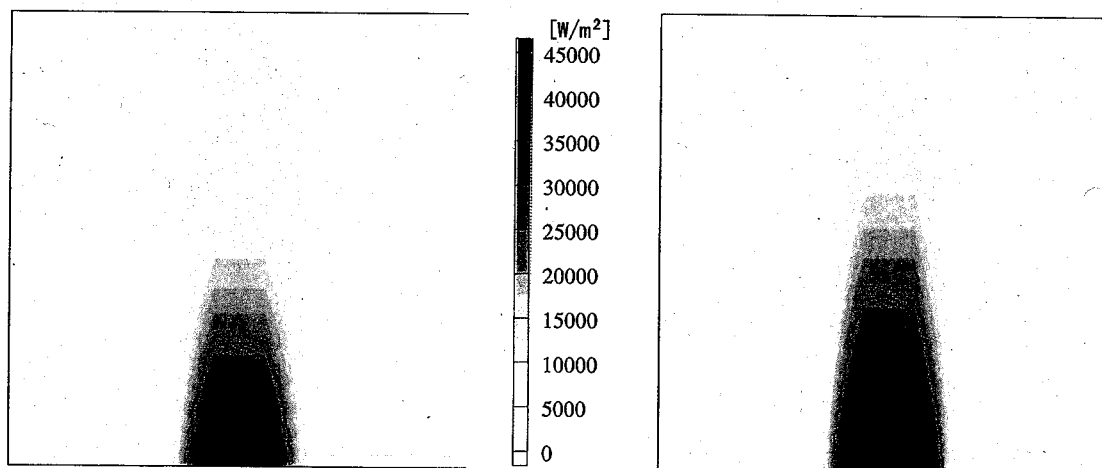
図 6.4-2 解析結果 (従来手法)



Model 1 (isotropy)

Model 2 (aerotropy)

(a) Temperature of gas

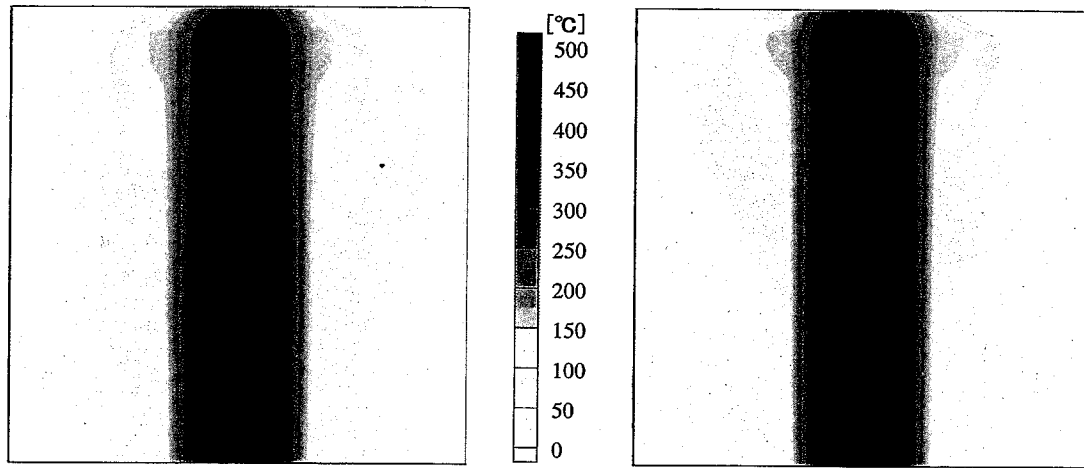


Model 1 (isotropy)

Model 2 (aerotropy)

(b) Radiative flux in z-coordinate

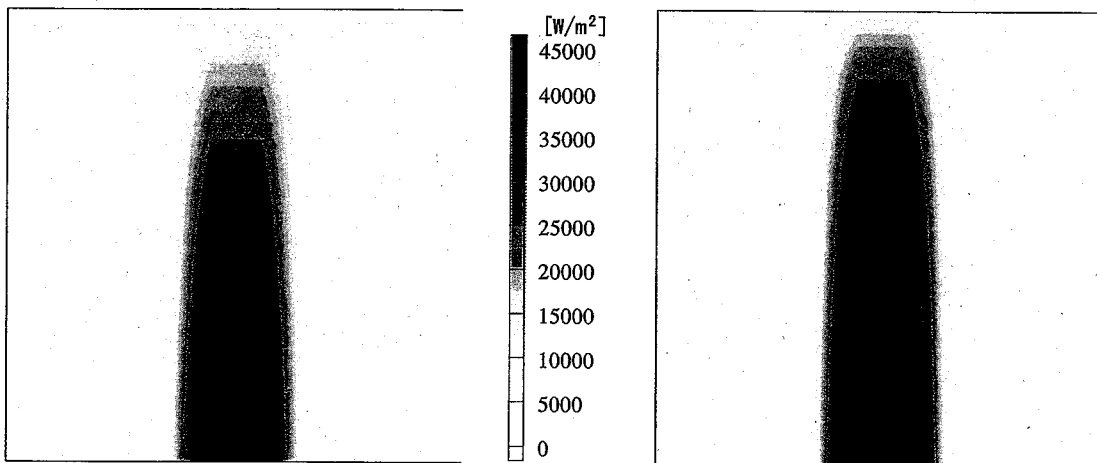
図 6.4-3 解析結果 (光学物性によるモデル化,  $F_v = 0.01$ )



Model 1 (isotropy)

Model 2 (aerotropy)

(a) Temperature of gas



Model 1 (isotropy)

Model 2 (aerotropy)

(b) Radiative flux in z-coordinate

図 6.4-4 解析結果 (光学物性によるモデル化,  $F_v = 0.002/z$ )

## 7. まとめ

ナトリウム燃焼時の酸化ナトリウムエアロゾルによるふく射伝熱を詳細に評価することを目的に、北海道大学との先行基礎工学分野に関する共同研究を平成12年度より3ヶ年にわたって実施した。

本共同研究より得られた主な成果を以下に示す。

- (1) エアロゾル粒子群の光学物性値（複素屈折率）、粒径分布の統計的・空間的分布が与えられた際のふく射フラックス挙動を評価する手法を、モンテカルロ法を用い作成し、逆問題的に、得られたふく射エネルギーの透過率から光学物性値を評価する手法を開発した。
- (2) 開発した手法の光学物性値評価への適用性を検討した結果、実験でふく射フラックスの透過率ならびに透過エネルギー強度の角度分布を測定することで、光学物性値が評価できる見通しを得た。
- (3) 光学物性値が既知である酸化マグネシウムエアロゾルを用いたふく射エネルギー透過率ならびに強度分布測定実験装置を製作し、実験結果より得られた値をもとに光学物性値評価手法の妥当性を評価した結果、(1)で開発した評価手法により光学物性値が正しく再現されることが確認され、評価手法の妥当性が確認された。
- (4) 酸化ナトリウムエアロゾルの透過率に関する知見をもとに、光学物性値を推定した結果、以下の値が予測された。

$$m = 0.996 - 0.0000155i$$

$$m = 0.998 - 0.0000570i$$

$$m = 1.000 - 0.0000738i$$

$$m = 1.002 - 0.0000565i$$

$$m = 1.004 - 0.0000152i$$

- (5) ガスフラックスモデルに必要な吸収・散乱係数に関し、Mie 散乱理論を用いて評価するモデルを開発し、モンテカルロ法とのベンチマーク解析を実施した結果、モデル化が妥当であることが確認された。
- (6) 散乱係数の非等方性に関する感度解析を実施した結果、非等方性が解析結果に与える影響は比較的小さいことが確認された。

以上の成果により、従来エアロゾル濃度のみの関数であったふく射伝熱量の評価に関し、光学物性値、粒径分布等を含めたより機構論的なモデル化が可能な見通しを得た。

今後の課題としては、ナトリウムエアロゾルでの基礎データ測定による詳細な光学物性値評価に加え、ナトリウム燃焼時に発生するふく射エネルギーの波数依存性（ふく射強度分布）を評価し、より詳細な現象評価を実施する必要がある。

## 【記号表】

a	: 減衰係数	[m <sup>-1</sup> ]
a <sub>n</sub> , b <sub>n</sub>	: Mie 係数	[-]
d	: 個数平均粒径	[m]
C	: 線半幅値	[m <sup>-1</sup> ]
C <sub>p</sub>	: エアロゾル濃度	[gNa/m <sup>3</sup> ]
D <sub>i</sub>	: 粒径分布の i 番目の粒径	[m]
D	: 線間隔	[m <sup>-1</sup> ]
DL	: 壁面間距離	[m]
e	: 線強度	[m <sup>-1</sup> /kg・m <sup>-2</sup> ]
E <sub>b</sub>	: 黒体の放射能	[W/m <sup>2</sup> ]
F(D <sub>i</sub> )	: 粒径分布の割合	[-]
F <sub>v</sub>	: 粒子の体積割合	[-]
I	: 放射強度	[W/m <sup>2</sup> ・rad]
J <sub>n+1/2</sub>	: 第 1 種ベッセル関数	[-]
k <sub>ν,λ</sub>	: 単色吸収係数	[m <sup>-1</sup> ]
k	: 吸収指数	[-]
m	: 複素屈折率(=n-ki)	[-]
n	: 屈折率	[-]
N	: 粒子の数密度	[1/m <sup>3</sup> ]
P <sub>n</sub>	: ルシヤンドル関数	[-]
P <sub>t</sub>	: ガスの全圧力	[atm]
P <sub>w</sub>	: 水蒸気分圧	[atm]
Q <sub>a</sub>	: 壁面熱流束	[W/m <sup>2</sup> ]
Q <sub>a</sub> (η)	: 天頂角度 η における壁面熱流束	[W/m <sup>2</sup> ]
Q <sub>e</sub>	: 減衰効率因子	[-]
Q <sub>s</sub>	: 散乱効率因子	[-]
Q <sub>h,p</sub>	: 粒子による発熱	[W/m <sup>2</sup> ]
Q <sub>r</sub>	: 単位体積あるいは単位面積、単位時間当りのふく射伝熱量	[W/m <sup>2</sup> ],[W/m <sup>3</sup> ]
R	: 0~1 の間の乱数	[-]
s	: エネルギー粒子の透過距離、ガス厚さ	[m]
T <sub>g</sub>	: 気体温度	[K]
T <sub>p</sub>	: エアロゾル粒子温度	[K]
T <sub>w</sub>	: 壁面温度	[K]
u	: 標準正規乱数	[-]
X	: サイズパラメータ(=πDν)	[-]
x	: 高温壁面からの距離	[m]
Y <sub>n+1/2</sub>	: 第 2 種ベッセル関数	[-]

## 【Symbol】

η	: 天頂角度	[rad], [deg]
θ	: 方位角度	[rad], [deg]
δ <sub>a</sub>	: 吸収断面積	[m <sup>-1</sup> ]
δ <sub>s</sub>	: 散乱断面積	[m <sup>-1</sup> ]
φ(η)	: 散乱位相関数	[-]
σ	: Stefan-Boltzmann 定数	[W/m <sup>2</sup> ・K <sup>4</sup> ]
σ <sub>p</sub>	: 対数標準偏差	[-]
η <sub>p</sub>	: 期待値	[-]
ω <sub>l</sub>	: 入射波の角振動数	[rad/s]
λ	: 入射波の波長	[m]

$\nu$	: 入射波の波数	[1/m]
$\nu_0$	: 吸収バンドの代表波数	[m <sup>-1</sup> ]
$\rho$	: 気体密度	[Kg/m <sup>3</sup> ]
$\varepsilon_w$	: 壁面の放射率	[-]

【添字】

a	: 吸収
b	: 黒体
e	: 減衰
g	: 気体
i	: 吸収
o	: 放射
p	: エアロゾル粒子
r	: ふく射伝熱
s	: 散乱
w	: 壁面
$\nu, \lambda$	: 単色



【参考文献】

- (1) C.Willis, "The complex refractive index of particles in flame", J.Phys., D:Appl.Phys.,1970,3(12),279-296.
- (2) P.J.Wyatt, "Some chemical, physical and optical properties of fly ash particles", Appl. Optics., 1980,19(6), 975-982.
- (3) W.W.Yuen, A.Ma, "Determination of optical properties by Two-dimensional scattering", J.Thermophys., 1992,6(1),182-184.
- (4) C.L.Tien, S.C.Lee, "Flame radiation", Prog.Energy Combust.Sci., 1982,8,14-59.
- (5) M.E.Milham, R.H.Frikel et al, "Determination of optical constants from extinction measurements", J.Opt.Soc.Am., 1981,71(9),1099-1106.
- (6) S.Chippet, W.A.Gray, "The size and optical properties of soot particles", Combust. Flame, 1978,31(2), 149-159.
- (7) S.G.Jennings, R.G.Pinnick, J.B.Gillespie, "Relation between absorption coefficient and imaginary index of atmospheric aerosol constituents", Appl. Optics., 1979,18(9), 1368-1671.
- (8) Van de Hulst, H.C., "Light scattering by small particles,(1957),276, dover Publications,Inc.
- (9) 谷口博, WEN JEI YANG, 工藤一彦, et al., "パソコン活用のモンテカルロ法による放射伝熱解析", コロナ社, 1995,pp.103 ~ 107.
- (10) Palik, E.D., "Handbook of Optical Constants of Solids II", Academic Press., (1998).
- (11) Harry J. Ettinger, William D. Moss, Harold Busey, "Characteristics of the Aerosol Produced from Burning Sodium and Plutonium", LA-3491, Los Alamos, 1966
- (12) 福地健, "非等方性散乱粒子含有ガス中での放射伝熱解析", 昭和 62 年度修士論文, 北海道大学大学院工学研究科機械工学専攻, 1987.
- (13) M. Quinn Brewster, "Thermal Radiative Transfer and Properties", John Wiley & Sons. Inc., ISBN0471539821, 1992.
- (14) 高田孝, 山口彰, "多次元ナトリウム燃焼解析コード AQUA-SF の開発と検証", JNC TN9400 2000-065, 2000.