

加熱された舗装面上空の大気加熱過程の解析

浅枝 隆*・北原正代**・藤野 毅***・
和氣亜紀夫****

放射伝達の方程式を用いて日射、赤外放射それぞれの量を見積り、水蒸気などの吸収物質の効果や地表面から射出される赤外放射の大気に及ぼす影響を調べた。その結果、夏場非常に高温になるアスファルト舗装面からの多量の赤外放射は、その一部が大気が吸収することにより大気を加熱させ、その熱量は商業地から放出される人工排熱に相当することが分かった。これより、地表の改変による大気加熱の影響を見積もることができた。

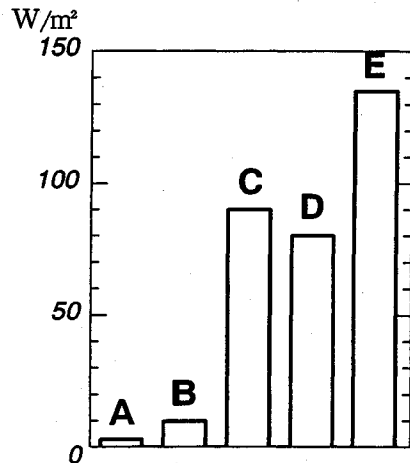
Key Words : longwave radiation, absorption, pavement, heat island

1. はじめに

都市の温度が周辺地域よりも高くなるいわゆるヒートアイランド現象は、人口がますます都市へ集中している現在の状況や、温室効果による地球温暖化を考えた場合、今後ますます深刻になることが予測される。都市の熱源としては様々なものがあるが、まず第一に人工排熱が挙げられる。図-1は、地域をいくつかの用途別にわけてその排熱量を1年間の平均で示したものの例である。これより人工排熱量は工場地では $150\text{W}/\text{m}^2$ 、商業地や業務地では $80\text{W}/\text{m}^2$ 程度であり、都市域の大半を占める住宅地域では $10\text{W}/\text{m}^2$ 程度である。但し、これらの量が多いか少ないかは、他の熱源と比較して初めて論じられよう。

もう1つの原因として挙げられる地表面の改変については、それが都市域全体を覆っていることから温暖化に与える影響も大きいことが考えられる。事実、東京の平均気温の上昇と宅地化の増加は極めて類似の傾向を示している。しかし、これが実際に量的にどの程度影響しているかは十分見積られてはいない。そこで筆者らは、実際に数種の舗装を作成し、それらの熱的特性について調べた^{2)~4)}。

図-2に平均的な真夏の日観測で得られたアスファルト、コンクリートによる舗装および土の地表面から発せられる顕熱輸送量の日変化を示す。特にアスファルト舗装した場合にはその表面温度が日中極めて高温となるため、最高 $350\text{W}/\text{m}^2$ の顕熱輸送量を記録している。この熱はそのまま大気を加熱することに利用される。これより、地表面の改変は都市気候に大きな影響を及ぼしてい



A:一般住宅地, B:高層住宅地, C:商業地,
D:業務地, E:工業地

図-1 土地利用用途別発生熱量
(文献1)に示される値を再整理して示す)

ることが予想される。また、図-3はそのときに地表面から発せられる赤外放射量の日変化を示したものである。アスファルト舗装した場合には最高 $670\text{W}/\text{m}^2$ の赤外放射熱が大気に向けて放出されており、大気自身の放射量分 $440\text{W}/\text{m}^2$ を差し引いても $230\text{W}/\text{m}^2$ も過剰となっている。この熱が大気層を通過しそのまま宇宙空間に逃げるのであれば問題はないが、もしもこれが大気に大量に吸収され、大気の加熱に影響しているとすれば、大気の加熱に対する地面からの赤外放射の寄与も極めて大きいことになる。従って、その吸収量を見積もることができれば、地表の改変によって、より加熱されるようになった地面が大気の加熱に及ぼす影響をさらに明確に求めること

* 正会員 工博 埼玉大学助教授 工学部建設基礎工学科
(〒338 浦和市下大久保255)

** 正会員 工修 (株)東京電力

*** 学生会員 工修 埼玉大学大学院 理工学研究科

**** 正会員 Ph.D. (株)清水建設技術研究所

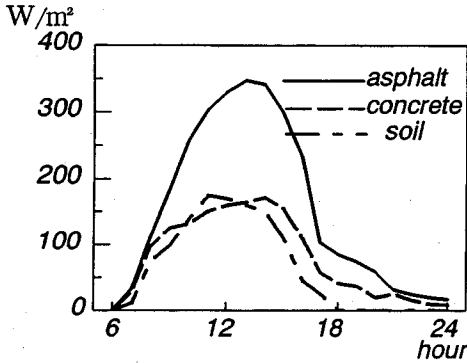


図-2 顕熱輸送量の日変化(91年8月26日)

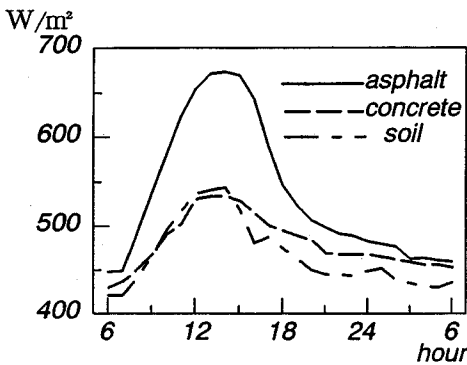


図-3 地表面から射出される赤外放射量の日変化(同日)

ができ、他の熱源との量的な比較も可能となろう。このような観点から、今回は、放射伝達の方程式を解き、日射、赤外放射の吸収、散乱についてそれぞれの量を見積もってみた。

2. 解析に用いた気象条件

まず、放射伝達の方程式の解析手法及び境界条件については、文末に付録として記した。ここでは、計算に必要な気象条件の記述にとどめる。まず、地表面温度、アルベドとしては実際の観測値を利用した。気温の高さ方向の分布は観測値の高さ1.5mでの気温を大気下端の温度として与え、大気の混合層の高さを便宜的に2kmと仮定し、その高さを境に2直線で近似させた。さらに、混合層外においては鉛直上向きに6°C/kmの一定の減率を持たせた。

日射の吸収物質として水蒸気とNO₂、赤外放射の吸収物質として水蒸気とCO₂、また、両者の吸収と散乱に寄与する物質としてエアロゾルをそれぞれ採り挙げた。ここで、計算に用いた夏季と冬季の水蒸気の高さ方向の分布を図-4に示す。他の吸収物質の濃度は混合層内部と外部とで変化させ、それぞれにおいては一定値とした。混合層内におけるNO₂の濃度は現在環境基準値とされて

表-1 計算で用いた気象パラメータ

		14時	18時
気温	(°C)	31.7	30.2
地表面温度	asphalt	57.1	40.3
	soil	39.8	29.3
アルベド	asphalt	0.1	-
	soil	0.1	-
		混合層内	混合層外
NO ₂ 濃度	(ppm)	0.06	0.01
CO ₂ 濃度	(ppm)	350	350
エアロゾル濃度*	(%)	30.0	10.0
混合層高さ	(m)	2000	-

* エアロゾル濃度100%は700μg⁻³に相当する。

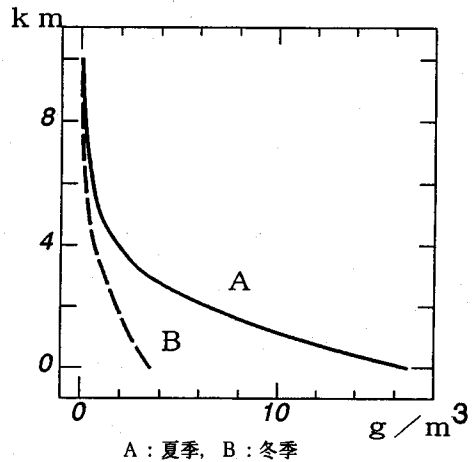


図-4 水蒸気の高度分布

いる0.06ppmを用いた。さらにNO₂による日射の吸収は、波長域の最も短い紫外域のみで生じ、CO₂による赤外放射の吸収は15μm帯においてのみ生ずると仮定した。計算に用いた各パラメータを表-1に示す。

3. 解析結果

(1) 日射量

まず、日射量についての計算結果を見てみよう。図-5に12時の日射の直達光の吸収の高さ分布を吸収物質別に表す。これより水蒸気による吸収が全減衰量の大半を占めており、ついでエアロゾル、NO₂という順である。吸収の割合別に見ると、それぞれ50.6%、28.9%、20.5%である。しかしエアロゾルにより減衰された直達光は、そのほとんどが散乱光となるため実際の吸収量はかなり小さくなる。都市大気の特徴を表すNO₂による吸収も、通常では濃度自体が環境基準値を下回っており、吸収量もさらに小さくなる。日射の大気中での吸収量は地表に到達するまでに210W/m²程度であるが、高さ1m当た

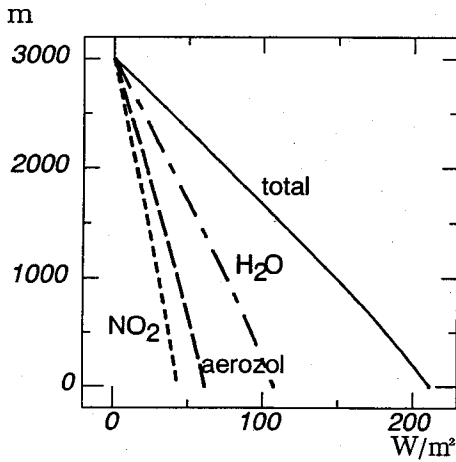


図-5 成分別日射の吸収量の高度分布

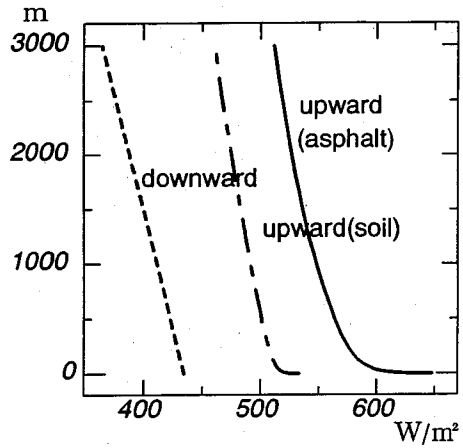


図-7 赤外放射フラックスの高度分布 (14時)

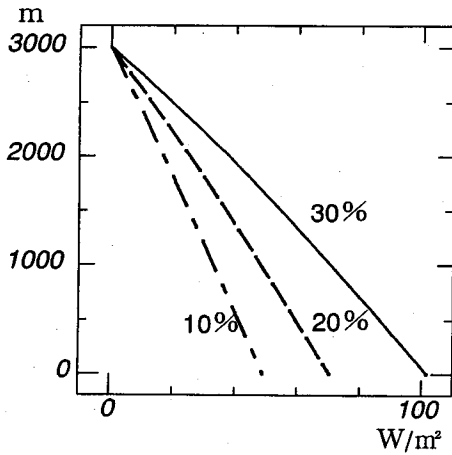


図-6 エアロゾルによる濃度別日射の散乱光の高度分布

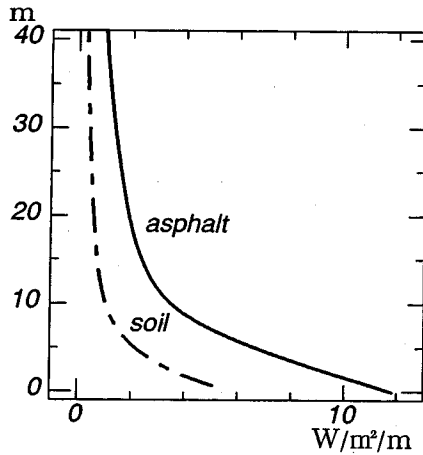


図-8 各高さにおける赤外放射の吸収量 (14時)

りの吸収量はどの高さにおいても 1W/m^2 以下と小さい。以上のことから、日射による直接の大気加熱に及ぼす影響は小さいと言える。

次に、図-6にエアロゾルによる散乱光の高さ分布を示す。ここで散乱光はあらゆる散成分の鉛直下向き分の総和として表している。エアロゾル濃度が30%になると地表に到達する散乱光は 100W/m^2 以上にも及ぶことになる。しかしながら、直達光と合わせた下向き全フラックスの濃度による違いは殆ど見られなかった。従って、地表面で受ける熱エネルギーという観点にたてば、この程度の汚染度の都市大気による、日射の地表面に及ぼす影響の変化は小さいと言える。

(2) 赤外放射

次に、赤外放射については次のようになる。まず初めに、土とアスファルト舗装の表面温度の差が特にはっきり現れる14時の例について示す。図-7にこの時刻での上向き、下向きの赤外放射量の高さごとの分布を示す。

大気中で生ずる赤外放射の散乱光は地表から高さ3000mの間で 6W/m^2 程度と小さく、下向きの大気放射量はその高さにおける気温でほぼ決まるため、条件として与えた気温分布と等しい傾向を持つ。ところが、上向きの場合では下向きとは異なり、地表面近くにおいて放射量が急激に減少しているのが分かる。これは日中では、地表面の温度が気温よりも高くなるためであるが、地表付近では上向き放射の減衰の勾配が急になっており、そこでは赤外放射が多量に吸収されていることを示す。そこで、実質大気に吸収される赤外放射量は、それぞれの高さにおける収支量の差分で表すことができる。これを各高さ1m当たりの吸収量で表すと図-8のようになる。これより、特に地表面が舗装され、強く加熱されると、地表面温度と気温とのギャップはさらに大きくなり、地表付近での放射の減衰がより大きくなるだけでなく、地上から数10mの高さまでは局所的に極めて多くの上向き赤外放射が吸収されることが分かる。従って、そこでは大気

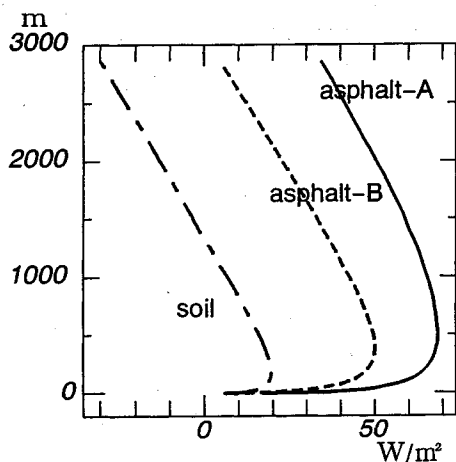


図-9 赤外放射の吸収量の地表面からの積分値 (14時)

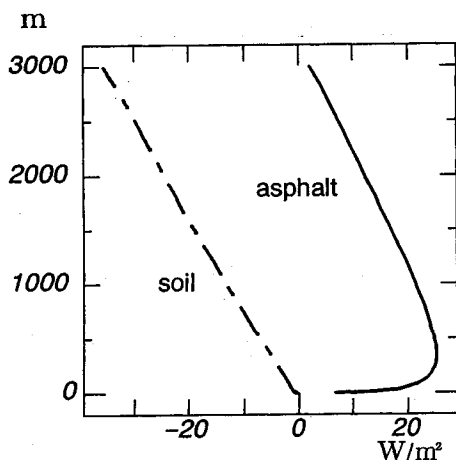


図-10 赤外放射の吸収量の地表面からの積分値 (18時)

の加熱に与える影響は日射よりも非常に大きいことがわかる。このように、地上近傍で赤外放射が急激に吸収されるという結果は Kondo(1971)によってすでに指摘されているが、そこでは、地表面温度が気温よりも最高でも7℃しか高くない場合について計算しており、13W/m²が吸収量として示されているに留まっている。しかしながら、アスファルト舗装面のように極度に加熱される地表面を対象にすれば、この量は極めて大きくなり、他の熱源との比較をにおいて問題とすべき量に達することが示される。そこで、人工排熱等の他のエネルギーは地表面のみで排出されるが、赤外放射の吸収は高さ数100mにも及ぶため、これらと比較するためにこの吸収量を地面からある高さまでの積分値として表した。図-9にこの結果を示す。

これより土の場合では、100mの高さまでは大気は加熱されており、積分吸収量は最大20W/m²となる。それよりも高くなると積分値の傾きは負となり、そこでは吸収よ

りも射出が卓越しており、大気は冷却される。一方、アスファルト舗装面の場合では、積分吸収量が最大70W/m²にも達し、各高さでの収支が正になる領域も高さ500mにまで及ぶことがわかる(アスファルトA)。次に、夕方18時における計算結果を見てみる。この時の積分吸収量を図-10に示す。この時刻では土の表面温度はすでに気温よりも低くなっており、吸収量は地表面から負の値となり、大気は全層にわたり冷却状態となる。ところが、アスファルト舗装面においては、蓄熱の効果によってその表面温度は未だに気温よりも10℃も高いため積分吸収量は高さ300mまでに25W/m²に達しており、なおも大気を加熱し続けていることが分かる。この量を始めに述べた人工排熱量と比較すると、日中においては商業地の値に匹敵し、住宅地の数倍にも及んでおり、夕方6時においても住宅地から排出される人工排熱量より大きな値となっている。以上のことから、地表を改変することにより顕熱輸送以外によっても人工排熱と同程度もしくはそれ以上の熱量が大気中に供給されていることが分かる。この赤外放射の吸収はその波数域別でみると、CO₂により吸収される波数域は小さく、濃度の違いによる吸収量の変化はほとんど見られなかったが、水蒸気による吸収はほとんどの波数域で生じており、これらの吸収量は水蒸気分布によって大きく異なる。ところで、一般に都市域では地表面舗装により湿度が減少することが指摘されている。そこで水蒸気量を減少させ、図-4のBのような分布に対してアスファルトについて計算した。その結果を、図-9のアスファルトBに示す。これによると、300mまでの積分吸収量は50W/m²に達し、先ほどの夏の水蒸気の分布を与えたときに比べて30%減少し、地表面からの放射量は、その分多くの量が大気に吸収されないまま上空に達していることが分かる。このことから、都市域の大気の加熱には、地表面が加熱されて、そこから射出される放射が主に水蒸気に吸収されることによる加熱が大きな比重を占めていることが分かる。

4. おわりに

田園地域が都市化されると、まず目につくのが田畑、森林にとって代わられた様々なビルや舗装であろう。しかし、これがどのような影響を及ぼすかについては、あまり詳しくは分かっていないようである。また、それがために、何の工夫もなくどんどん舗装化されていっているのが現状であろう。アスファルトに代表されるように地表のカバーリングによって、日中多量の日射を吸収し、潜熱の効果がないために地表面温度は極めて高温となり、さらに自然のままの土と比べて多量の熱を蓄える。ここに示されるように、その影響は極めて大きなものである。本研究は、今後の開発においてこうした点を考慮することの重要性を示したものである。本研究を行うにあたっ

て、文部省科学研究費(一般研究(C)代表浅枝隆)の援助を受けた。

5. 付 録

(1) 基礎方程式及び境界条件

ここでは、日射と赤外放射のフラックスの計算方法について紹介する⁵⁾。日射と赤外放射は共に直達光と散乱光の2つの成分に分けられるため、方程式においても両者について別々に取り扱う。以下にそれぞれの基礎方程式と境界条件、及び方程式の解析方法について記す。

a) 日射

日射における直達光の放射フラックスと、上向き及び下向きの散乱光の放射フラックスについて述べる。まず初めに以下に示される量を定義する。

I_λ : 波長 λ での散乱光放射輝度; $M^{\uparrow\downarrow}$: 上向き, 下向きの全散乱光放射輝度; $F_{dir}^{\uparrow\downarrow}$: 上向き, 下向き散乱光の放射フラックス; F_{dir} : 直達光の放射フラックス; $p(\mu, \phi; \mu', \phi')$: (μ', ϕ') 方向から (μ, ϕ) 方向への散乱分布関数; P_L : ルジャンドル関数; θ : 鉛直軸からの角度 ($\mu = \cos \theta$); θ_0 : 天頂角; ϕ : 方位角; p_L : 散乱分布関数の拡張係数; τ : 光学的厚さ; u : 吸収物質質量; k : 吸収係数¹; πF_0 : 大気上端での日射量; $T(Z)$: 日射の透過率; A_s : アルベド; Z : 高度。

(直達光の放射フラックス) 直達光の放射フラックスは、

$$F_{dir}(Z) = T(Z)\pi F_0 \dots\dots\dots (1)$$

によって与えられる。

直達光の減衰は、いくつかの吸収帯が存在するそれぞれの波長域によって異なり、透過率もその波長域で異なるが、ここでは全波長の放射フラックスにそれらの平均の透過率をかけて算定した。平均透過率は、

$$T(Z) = \sum_{i=1}^N a_i e^{-b_i u_r} \dots\dots\dots (2)$$

で与えられる。ここで、 a_i , b_i は吸収物質によって異なる係数である。 u_r は圧力補正をした吸収物質質量であり、

$$u_r = u \left(\frac{p}{p_0}\right)^\gamma \dots\dots\dots (3)$$

で与えられる。 p は圧力を示し、 γ は通常1より小さい値をとる。

(上向き, 下向き散乱光の放射フラックス) 次に、日射の散乱は波長によってその散乱特性が異なるため、あらかじめ短波を13の波長域に分けて取り扱い、後にこれらを積分して全波長における散乱光の放射フラックスを求めた。尚、座標軸を図-11のようにとる。まず、ある波長における放射伝達方程式は、

$$\mu \frac{dI_\lambda(\tau, \theta, \phi)}{d\tau} = I_\lambda(\tau, \mu, \phi) - J_\lambda(\tau, \mu, \phi) \dots\dots\dots (4)$$

¹ この定義については後の(2)散乱分布関数, 吸収係数を参照

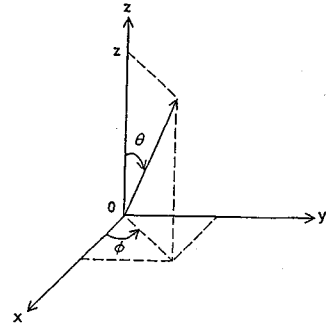


図-11 平行平面大気における放射伝達の座標系

で表されるが、平行平面散乱大気を仮定すると、散乱光の場合の放射源関数 $J_\lambda(\tau, \mu, \phi)$ は、

$$J_\lambda(\tau, \mu, \phi) = \frac{1-k}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_\lambda(\tau, \mu', \phi') p(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{1-k}{4\pi} \pi F_0 p(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} \dots\dots\dots (5)$$

で示される。ここで、右辺の第1項は多重散乱による (μ, ϕ) 方向への射出分であり、第2項は直達光の (μ, ϕ) 方向への散乱による射出分である。

ここで、変数分離形で表すために放射輝度を次のように方位角のフーリエ級数に展開する。

$$I_\lambda(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^N I_\lambda^m(\tau, \mu) \cos m(\phi_0 - \phi) \dots\dots\dots (6)$$

上向き, 下向き散乱光の放射フラックスは、

$$F_{dif,\lambda}^{\uparrow}(Z) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\lambda(\tau, \mu, \phi) \mu d\mu d\phi (\mu \geq 0) \\ F_{dif,\lambda}^{\downarrow}(Z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_\lambda(\tau, \mu, \phi) \mu d\mu d\phi (\mu \leq 0) \dots\dots\dots (7)$$

で与えられるため、式(7)に式(6)を代入すると、

$$F_{dif,\lambda}^{\uparrow\downarrow}(Z) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pm 1} \sum_{m=0}^N I_\lambda^m(\tau, \mu) \cos m(\phi_0 - \phi) \mu d\mu d\phi \\ = \sum_{m=0}^N \int_0^{2\pi} \cos m(\phi_0 - \phi) d\phi \int_0^{\pm 1} I_\lambda^m(\tau, \mu) \mu d\mu \dots\dots\dots (8)$$

となるが、 $m \neq 0$ のときには $F_{dif,\lambda}^{\uparrow\downarrow}(Z) = 0$ となるので、 $m = 0$ の場合にのみ有効であることが分かる。従って式(8)は、

$$F_{dif,\lambda}^{\uparrow\downarrow}(Z) = 2\pi \int_0^{\pm 1} I_\lambda(\tau, \mu) \mu d\mu \dots\dots\dots (9)$$

となり、放射フラックスの計算では放射輝度の方位角分布の展開は不要である。

一方、このような方位角に無関係な放射場では、散乱分布関数は、

$$p(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi; \mu', \phi') d\phi' \dots\dots\dots (10)$$

で表される。したがって、方位角に依存しない散乱光の放射伝達方程式は、式(5)を式(4)に代入し、式(10)を用いれば、

$$\begin{aligned} & \mu \frac{dI_{\lambda}(\tau, \mu)}{d\tau} \\ &= I(\tau, \mu) - \frac{1-k}{2} \int_{-1}^1 I_{\lambda}(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' \\ & \quad - \frac{1-k}{4\pi} \pi F_0 p(\mu, -\mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

と求まる。

次に、境界条件は大気上端 ($\tau = 0$) での下向き放射輝度は $M^{\downarrow}(0) = 2\pi \int_{-1}^0 I(\tau, \mu) d\mu = 0$ であり、下向き放射フラックスも $F_{dif}^{\downarrow}(0) = 2\pi \int_{-1}^0 I(\tau, \mu) \mu d\mu = 0$ で与えられる。他方、地表面 ($\tau = T$) では、上向き放射輝度、及びフラックスは日射にアルベドをかけた反射光分だけが等方向的に乱反射するとして、

$$M^{\downarrow}(T) = 2F_{dif}^{\downarrow}(T) \dots\dots\dots (12)$$

$$F_{dif}^{\downarrow}(T) = A_s (-F_{dif}^{\downarrow}(T) + \mu_0 \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0}) \dots\dots (13)$$

と与えられる。

以上により、ある波長域における散乱光の放射フラックスを求めることができる。式(9)から全波長における散乱光の放射フラックスは、

$$F_{dif}^{\downarrow}(Z) = \int F_{dif,\lambda}^{\downarrow}(Z) d\lambda \dots\dots\dots (14)$$

である。

これらを用いて、ある高さ z における下向きの全日射量は

$$F_{down}^{\downarrow}(Z) = F_{dif}^{\downarrow}(Z) + F_{dir}^{\downarrow}(Z) \dots\dots\dots (15)$$

であり、また上向きの量は

$$F_{up}^{\uparrow}(Z) = F_{dif}^{\uparrow}(Z) \dots\dots\dots (16)$$

で与えられることになる。

b) 赤外放射

赤外放射の計算では、下向きの大気放射については波数が $8\mu\text{m}$ から $12\mu\text{m}$ までの水蒸気や CO_2 に吸収されない窓領域以外の部分ではすべて直達光として扱い、窓領域内では散乱光を考える。ここで、窓領域内においては、散乱物質が存在する大気の上端では下向きの散乱光は 0 であるが、それより下では、一部が直達光から散乱光に移行することになる。一方、地表面から出される上向きの放射については、窓領域以外では直達光とし、窓領域内からの放射は地表面近傍で全て散乱光に変わったものと仮定する。ここで再び、次のような量を定義する。

M_1^{\uparrow} : 上層の上向き、下向き全散乱光放射輝度; M_2^{\uparrow} : 下層の上向き、下向き全散乱光放射輝度; $F_{1,dif}^{\uparrow}$: 上層の上向き、下向き散乱光フラックス; $F_{2,dif}^{\uparrow}$: 下層の上向き、下向き散乱光フラックス; F_{dir}^{\uparrow} : 上向き、下向き直達光フラックス; B_0 : 大気上端でのプランク関数; B_G : 地表

面からの赤外放射; B_{667} : 波数 667cm^{-1} でのプランク関数; ϵ_{CO_2} : CO_2 の射出率; L : 透過関数; $T_{\text{H}_2\text{O}}$: 水蒸気の透過率; u : 光路長。

(直達光の放射フラックス) まず、直達光の放射フラックスを求めるが、これは Rodgers and Walshaw(1966) による透過関数を用いる。ここでは吸収帯を H_2O 回転帯 ($40\text{-}90\text{cm}^{-1}$)、 CO_2 $15\mu\text{m}$ 帯 ($582\text{-}752\text{cm}^{-1}$)、 H_2O $6.3\mu\text{m}$ 帯 ($1200\text{-}2200\text{cm}^{-1}$) と分け、この中でも更に 9 分割して取り扱った。そこで、各波数における上向きの直達光の放射フラックスは、

$$\begin{aligned} & F_{dir,\lambda}^{\uparrow}(u) \\ &= \pi B_{G,\lambda} L_{\lambda}(u) + \int_0^u \pi B_{\lambda}(u') \frac{dL_{\lambda}(u-u')}{du'} du' \\ & \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

となり、下向きは

$$F_{dir,\lambda}^{\downarrow}(u) = - \int_u^{u_1} \pi B_{\lambda}(u') \frac{dL_{\lambda}(u-u')}{du'} du' \dots\dots (18)$$

となる。これを全波数について積分すると、上向きおよび下向きの直達光の放射フラックスは、

$$F_{dir}^{\uparrow}(u) = \int F_{dir,\lambda}^{\uparrow}(u) d\lambda \dots\dots\dots (19)$$

となり、赤外放射全体の直達光の放射フラックスが求まるが、水蒸気と CO_2 では吸収帯の重なる部分が生じるため、Rodgers(1976) に従いオーバーラップ分を減じた。従って、全波数における上向き赤外放射の直達光の放射フラックスは、

$$\begin{aligned} & F_{dir}^{\uparrow}(u) \\ &= \int F_{dir,\lambda}^{\uparrow} d\lambda \\ & \quad - 200\pi \int_u^0 B_{667}(u') \frac{d}{du'} [\epsilon_{\text{CO}_2}(u, u') T_{\text{H}_2\text{O}}(u, u')] du' \\ & \quad + B_{667}(0) \epsilon_{\text{CO}_2}(u, 0) T_{\text{H}_2\text{O}}(u, 0) \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

となり、下向きの赤外放射のフラックスは、

$$\begin{aligned} & F_{dir}^{\downarrow}(u) \\ &= \int F_{dir,\lambda}^{\downarrow} d\lambda \\ & \quad + 200\pi \int_u^{u_1} B_{667}(u') \frac{d}{du'} [\epsilon_{\text{CO}_2}(u, u') T_{\text{H}_2\text{O}}(u, u')] du' \\ & \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで、 u_1 はそこでの高度が大気上端であることを示す。

(上向き、下向き散乱光の放射フラックス) 次に、赤外放射の散乱光を求める基本方程式は散乱光の放射伝達方程式(11)の日射が関与している右辺第3項をプランク関数に置き換えることによって得られる。すなわち、

$$\begin{aligned} & \mu \frac{dI_{\lambda}(\tau, \mu)}{d\tau} \\ &= I(\tau, \mu) - \frac{1-k}{2} \int_{-1}^1 I_{\lambda}(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' \\ & \quad - k B_{\lambda}(\tau) \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

となる。

次に、境界条件を考える。気層は混合層高さ ($z = z_1$) を境に2つに分かれているため、放射の計算もそれぞれの気層について考える。従って境界条件は、大気上端 ($\tau = 0$) での下向きの全散乱光放射輝度は、 $M_1^{\downarrow}(0) = 0$ 、下向きの放射フラックスは $F_{1dif}^{\downarrow}(0) = 0$ で与え、 $z = z_1$ (上層での座標では $\tau = t$ 、下層での座標では $\tau = 0$ にあたる) では、上向きの全散乱光放射輝度は $M_1^{\uparrow}(t) = M_2^{\uparrow}(0)$ 、上向きの放射フラックスは $F_{1dif}^{\uparrow}(t) = F_{2dif}^{\uparrow}(0)$ 、下向きの全散乱光放射輝度は $M_1^{\downarrow}(t) = M_2^{\downarrow}(0)$ 、下向きの放射フラックスは $F_{1dif}^{\downarrow}(t) = F_{2dif}^{\downarrow}(0)$ でそれぞれ与え、地表面 (下層の座標で $\tau = T$) での上向きの全散乱光放射輝度は $M_2^{\uparrow}(T) = 2\pi B_G$ 、上向きの放射フラックスは $F_{2dif}^{\uparrow}(T) = \pi B_G$ と与えられる。

c) 放射伝達方程式の展開

式 (11)、及び式 (22) を解くに当たって、数値計算に便利な様に再び変数分離を行い、高さ方向について分離して取り扱うことにする。すなわち、放射輝度 $I(\tau, \mu)$ をルジャンドルの多項式 $P_j(\mu)$ を使って τ と μ の2つの関数に分ける^{6),7)}。

$$I_{\lambda}(\tau, \mu) = \sum_{j=0}^N I_j(\tau) P_j(\mu) \dots\dots\dots (23)$$

ここで $I_j(\tau)$ の添え字 λ は省略する。上式の放射輝度 $I(\tau, \mu)$ は $N = 3$ までの項を考えると次式のように与えられる。

$$I_{\lambda}(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau) + \frac{1}{2}(3\mu^2 - 1)I_2(\tau) + \frac{1}{2}(5\mu^2 - 3\mu)I_3(\tau) \dots\dots\dots (24)$$

次に散乱分布関数 $p(\mu, \mu')$ であるが、球面調和関数の加法定理を用いて展開すると、

$$p(\mu, \mu') = \sum_{\ell=0}^3 p_{\ell} P_{\ell}(\mu) P_{\ell}(\mu') \dots\dots\dots (25)$$

と書ける。日射については、式 (23) および式 (25) を式 (11) に代入すると

$$\begin{aligned} \mu \sum_{j=0}^3 P_j(\mu) \frac{dI_j(\tau)}{d\tau} &= \sum_{j=0}^3 I_j(\tau) P_j(\mu) \\ &- \frac{1-k}{2} \sum_{j=0}^3 p_j I_j(\tau) \frac{2}{2j+1} P_j(\mu) \\ &- \frac{1-k}{4\pi} \pi F_0 e^{-\tau/\mu_0} \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

となる。そこでルジャンドル関数の直交性を利用すると次式のマトリックス形に帰着できる。

$$\begin{aligned} \vec{I}(\tau) &= \vec{B}^{-1} \vec{A} \vec{I}(\tau) + \vec{B}^{-1} \vec{f} e^{-\tau/\mu_0} \\ &= \vec{B}^{-1} \vec{A} \vec{I}(\tau) + \vec{D} e^{-\tau/\mu_0} \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

これを解き、

$$\begin{aligned} \vec{I}(\tau) &= e^{\vec{B}^{-1} \vec{A} \tau} \vec{C} + \int e^{\vec{B}^{-1} \vec{A}(\tau-s)} e^{-s/\mu_0} \vec{D} ds \\ &= \vec{N}(\tau) \vec{C} + \vec{H}(\tau) \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

ここで、

$$\vec{I}(\tau) = \begin{pmatrix} I_0(\tau) \\ I_1(\tau) \\ I_2(\tau) \\ I_3(\tau) \end{pmatrix}$$

$$N(\tau) = (N_{ij}(\tau)) = \left(\sum_{\ell=1}^4 P_{ij} P_{ij}^{-1} e^{\lambda \ell \tau} \right)$$

$$\vec{P} = (P_{ij}) =$$

$$\begin{pmatrix} a\lambda_1 & a\lambda_2 & a\lambda_3 & a\lambda_4 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ b\lambda_1 + c\lambda_1^{-1} & b\lambda_2 + c\lambda_2^{-1} & b\lambda_3 + c\lambda_3^{-1} & b\lambda_4 + c\lambda_4^{-1} \\ d\lambda_1^2 + e & d\lambda_2^2 + e & d\lambda_3^2 + e & d\lambda_4^2 + e \end{pmatrix}$$

$$a = \frac{1}{3k}, b = \frac{5}{6k}, c = \frac{5\beta_2}{2},$$

$$d = -\frac{1}{7k\beta_6}, e = \frac{3\beta_2}{7\beta_6}$$

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{A_1}{2} - \sqrt{\frac{A_1^2}{4} - A_2}},$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{A_1}{2} - \sqrt{\frac{A_1^2}{4} - A_2}},$$

$$\lambda_3 = -\lambda_1, \lambda_4 = -\lambda_2$$

$$A_1 = \frac{245}{12}(\beta_4\beta_6 + \frac{36k\beta_2}{245} + \frac{8}{15}k\beta_6),$$

$$A_2 = \frac{245}{4}k\beta_2\beta_4\beta_6$$

$$\beta_2 = 1 - \frac{1-k}{3}p_1,$$

$$\beta_4 = \frac{2}{3} - (1-k)\frac{2}{15}p_2,$$

$$\beta_6 = \frac{2}{7} - (1-k)\frac{2}{49}p_3,$$

$$\vec{H}(\tau) = \begin{pmatrix} \frac{k_1}{1 + \lambda_1\mu_0} (e^{\lambda_1\tau} + e^{-\tau/\mu_0}) \\ \frac{k_2}{1 + \lambda_2\mu_0} (e^{\lambda_2\tau} + e^{-\tau/\mu_0}) \\ \frac{k_3}{1 + \lambda_3\mu_0} (e^{\lambda_1\tau} + e^{-\tau/\mu_0}) \\ \frac{k_4}{1 + \lambda_4\mu_0} (e^{\lambda_2\tau} + e^{-\tau/\mu_0}) \end{pmatrix}$$

$$\vec{K} = \vec{P}^{-1} \vec{D}$$

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \frac{10}{3}\beta_3 - \frac{7}{3}\beta_7 \\ -\beta_1 \\ \frac{35}{6}\beta_3 + \frac{35}{6}\beta_7 \\ \frac{7}{2}\beta_1 + \frac{7}{2}\beta_5 \end{pmatrix}$$

$$\beta_1 = 3(1-k)\frac{\pi F_0}{4\pi}$$

$$\beta_3 = 1 - \frac{1-k}{3}p_1$$

$$\beta_5 = (1-k)\left[\frac{5}{3} + \frac{2}{3}p_2P_2(\mu_0)\right]\frac{\pi F_0}{4\pi}$$

$$\beta_T = (1 - k)[p_1 P_1(\mu_0) + \frac{2}{7} p_3 P_3(\mu_0)] \frac{\pi F_0}{4\pi}$$

である。なお、積分定数 \bar{C} は、境界条件により決定される。

一方、赤外放射については放射伝達の方程式は、

$$\begin{aligned} \mu \sum_{j=1}^3 P_j(\mu) \frac{dI_j(\tau)}{d\tau} &= \sum_{j=1}^3 I_j(\mu) P_j(\mu) \\ &- \frac{1-k}{2} \sum_{j=0}^3 p_j I_j(\tau) - \frac{2}{2j+1} P_j(\mu) \\ &- k B_\lambda(\tau) \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

となる。気温の高さ分布は直線で近似しているので、 $B_\lambda(\tau)$ をテイラー展開の2次項までとって、

$$B_\lambda(\tau) = B_0 + B_1(\tau) \dots \dots \dots (30)$$

で与えた。ここで、右辺の添え字 λ を省略する。式(30)を式(29)に代入し、ルジャンドル関数の直交性を利用すると次式のマトリックス形に帰着できる。

$$\bar{I}(\tau) = \bar{B}^{-1} \bar{A} \bar{I}(\tau) + \bar{D}(\tau) \dots \dots \dots (31)$$

ここで、 $\bar{I}(\tau)$ は、

$$I_0(\tau) = \sum_{l=1}^4 C_l \psi_1^{(l)} e^{\lambda_l \tau} + H_1,$$

$$I_1(\tau) = \sum_{l=1}^4 C_l \psi_2^{(l)} e^{\lambda_l \tau} + H_2,$$

$$I_2(\tau) = \sum_{l=1}^4 C_l \psi_3^{(l)} e^{\lambda_l \tau} + H_3,$$

$$I_3(\tau) = \sum_{l=1}^4 C_l \psi_4^{(l)} e^{\lambda_l \tau} + H_4,$$

である。また、

$$\psi_1^{(l)} = 1, \psi_2^{(l)} = \frac{3k}{\lambda_l},$$

$$\psi_3^{(l)} = \frac{5}{2} \left(-1 + \frac{3k\beta_2}{\lambda_l^2} \right),$$

$$\psi_4^{(l)} = -\frac{14}{3} \frac{k}{\lambda_l} + \frac{35}{4} \frac{\beta_4}{\lambda_l} \left(-1 + \frac{3k\beta_2}{\lambda_l} \right),$$

$$H_1 = B_0 + B_1 \tau, H_2 = \frac{B_1}{\beta_2}, H_3 = H_4 = 0$$

である。なお、 β_i, λ_i については、それぞれ日射で求めた β_i, λ_i と同じであり、 \bar{C} は積分定数で境界条件により決定される。

(2) 散乱分布関数, 吸収係数

計算で用いた散乱分布関数と吸収係数について述べる。大気中ではエアロゾル等の比較的大きい粒子や、大気を構成している分子等の微粒子が存在する。それらの粒子に光は散乱されるが、散乱の性質は粒子の大きさによって異なる。大きい粒子の場合は前方に強く散乱するミー散乱、小さい粒子は前後対称に散乱をするレイリー散乱を

行うので、両方が存在する大気を考える場合、各波数空間に対して、それぞれの散乱性質を組み合わせた散乱分布関数を与えなければならない。これには、それぞれの散乱係数の荷重平均を考える。よって、散乱分布関数は次式で表される。

$$p_\lambda^l(\theta) = \frac{\beta_\lambda^l(\text{Scat, Rayl}) p(\text{Rayl}; \theta) + \beta_\lambda^l(\text{Scat, Aeros}) P_\lambda^l(\text{Aeros}; \theta)}{\beta_\lambda^l(\text{Scat, Rayl}) + \beta_\lambda^l(\text{Scat, Aeros})}$$

ここで、

$\beta_\lambda^l(\text{Scat, Rayl})$: レイリー散乱の散乱係数 (cm⁻¹)

$\beta_\lambda^l(\text{Scat, Aeros})$: エアロゾルの散乱係数 (cm⁻¹)

$p(\text{Rayl}; \theta)$: レイリー散乱の散乱分布関数

$P_\lambda^l(\text{Aeros}; \theta)$: エアロゾルの散乱分布関数

である。また、上付き添字 l は高さを示す。

次に、吸収係数についてであるが、まずその定義について述べる。式(5), (11), (22), (26)及び(29)中の(1-k)は単一散乱アルベドであり、気層が完全に散乱過程だけであればこの値は1となる。しかし、同時に吸収過程も存在しており、これは放射が k の割合で吸収されていることを示す。 k は全吸収係数と全消散係数の比であり、ここではこれを改めて吸収係数と定義する。散乱を行う物質としてエアロゾルとその他の大気中の分子を考え、吸収物質として H₂O, NO₂ を考えると、吸収係数は次式で表される。

$$\begin{aligned} k_{\lambda,i}^l &= [\beta_\lambda^l(\text{Abs, Aeros}) + \\ &bi(\text{H}_2\text{O or NO}_2)\rho^l(\text{H}_2\text{O or NO}_2)(P/P_0)^\gamma] \\ &/ [\beta_\lambda^l(\text{Ext, Aeros}) + \beta_\lambda^l(\text{Ext, Rayl}) \\ &+ bi(\text{H}_2\text{O or NO}_2)\rho^l(\text{H}_2\text{O or NO}_2)(P/P_0)^\gamma] \end{aligned}$$

ここで、

$\beta_\lambda^l(\text{Abs, Aeros})$: エアロゾルの吸収係数 (cm⁻¹)

$\beta_\lambda^l(\text{Ext, Aeros})$: エアロゾルの消散係数 (cm⁻¹)

$\beta_\lambda^l(\text{Ext, Rayl})$: レイリー散乱の消散係数 (cm⁻¹)

bi : 拡張係数, ρ : 空気密度, P : 圧力, $\gamma = 0.6$ である。尚、実際計算に使用した各係数の値は参考文献5)に示される値を使用しており、ここでは割愛する。

参考文献

- 1) 小川考一: 環境要因からみた土地利用計画の評価手法に関する研究, 日本大学修士論文, 1989.
- 2) 浅枝隆他: 都市域における舗装の蓄熱効果, 水工学論文集, Vol.35, pp.591~596, 1991.
- 3) 浅枝隆・藤野毅: 舗装面の熱収支と蓄熱特性について, 水文・水資源学会誌, Vol.5, No.4, pp.3~7, 1992.
- 4) T.Asaeda and Vu Thanh Ca: The subsurface Transport of Heat and Moisture and Its Effects on the Environment: A Numerical Model, Boundary Layer Meteorol., (in press)
- 5) R.Welch and W.Zdunkowski: A radiation model of the polluted atmospheric boundary layer, J.Atmos.Sciences, Vol.33, pp.2170~2184, 1976.

-
- 6) W.Zdunkowski and G.Korb : An approximative method for the determination of short-wave radiative fluxes in scattering absorbing media, Beitrage zur Atmosphere, 47. Band, pp.129~144, 1974.
 - 7) G.Korb, R.Welch and W.Zdunkowski : An approximative method for the determination of infrared radiative fluxes in scattering absorbing media, Beitrage zur Atmosphere, 48. Band, pp.85~94, 1975.
 - 8) 会田勝 : 大気と放射過程, 東京堂出版, 280pp, 1982. (1992.7.20 受付)
 - 9) J.Kondo : Effect of Radiative Heat Transfer on Profiles of Wind, Temperature and Water Vapor in the Atmospheric Boundary Layer, J.Meteoro.Sci. of Japan, Vol.49, pp.75~94, 1971.
 - 10) Rodgers and Walshaw : The computation of infrared cooling rate in planetary atmospheres, Quart.J.Roy.Meteor.Soc., Vol.92, pp.67-92, 1966.
 - 11) Rodgers : Approximate method of calculating transmission by bands of spectral lines, NCAR/TN-116+1A, NCAR, 1976.
-

THE HEATING OF THE PAVED GROUND AND ITS EFFECTS TO THE SURFACE ATMOSPHERE

Takashi ASAEDA, Masayo KITAHARA, Takeshi FUJINO, Akio WAKE

Analysis based on a parallel layer model indicated that most of the infrared radiation from the ground was absorbed within 400m of the lower surface layer, affecting the air temperature near the ground. With a large temperature gap across the ground surface, in addition to a high surface temperature, the accumulation of infrared absorption over asphalt was greater by $50\text{W}/\text{m}^2$ than the case of bair soil, a figure comparable to the absorption by sensible heat.
