特　集　3
UDC 628.854：697.957

研究解説

複雑形状室内空間における熱環境場の対流，放射連成シミュレーション

Numerical Study of Thermal Environment in Room with Complex Geometry by Means of Coupled Simulation of Convective and Radiative Heat Transport

村　上　周　三*・加　藤　信　介**・大　森　敏　明***・崔　　棟　皓**・小　林　　光**
Shuzo MURAKAMI, Shinsuke KATO, Toshiaki OMORI, Dong-ho CHOI and Hikaru KOBAYASHI

室内の温熱環境を構成する熱放射，対流場を精度良く解析するためには，対流場と放射場の連成シミュレーションを行う必要がある．本報では家具等が設置された複雑な境界形状を有する温熱環境場解析において，室内の放射場解析に必要とされる形態係数を比較的容易に算出する手法として，モンテカルロ法を用いた場合を検討する．モンテカルロ法による形態係数算出の精度を検討するとともに，これを用いて放射場と対流場の連成シミュレーションを実際の居室内の熱環境場の解析に適用した例を示す．さらに，気流解析を行わず，室内空気温を均一と仮定して放射場のみを解析した場合と比較する．

1．序

室内の温熱環境を規定する熱輸送を精度良く詳細に検討するためには，対流場と放射場を連成させて解析しなければならない．すなわち，壁面，物体の表面からの対流伝熱および放射伝熱を連成させることにより，室内の空気温ならびに浮力の伴う気流性状および壁面温が正確に評価される[1]．放射による室内の熱輸送の解析で必要となる形態係数の算出を，室内に物体がある場合等の複雑形状下で求めるためには，モンテカルロ法による形態係数算出が便利である[2)~4)]．本報ではモンテカルロ法による形態係数の算出法を紹介し，その精度と適用可能性を示す．さらに，放射計算にモンテカルロ法を採用し，内部に家具などの物体を含んだ複雑な形状の室内の形態係数を計算し，対流場と放射場を連成させた室内の熱環境シミュレーションを行う．シミュレーションの結果は模型実験の結果と比較しその精度を検証するほか，室内温度を一様として放射伝熱のみの計算結果と比較し，気流計算を行わず室温一定の仮定による放射場計算の可能性を検討する．

2．モンテカルロ法による放射場解析

2.1　モンテカルロ法

モンテカルロ法はもともと分子や光子等の粒子レベルの挙動に注目して自然現象を解析する方法であり，希薄流体の流れや放射解析等に用いられている．後者の場合，特に幾何学的形状が複雑なために解析解が得られず，通常用いられる計算法の適用が困難な場合に利用されることが多い．モンテカルロ法は乱数を使用した確率演算によって解を求めるため，その解には確率誤差を含むが，数多くの粒子挙動を追跡することによりこの誤差を小さくすることができる．ただし，通常用いられる乱数は疑似乱数であり，一様乱数ではないため，きわめて多くの粒子を対象としてもその誤差を完全に解消することはできない．しかし，多くの場合疑似乱数を用いても，許容可能な誤差範囲内で解を得ることができる．

2.2　放射伝熱の計算

放射伝熱は電磁エネルギーを担った光子が空間を移動し，建物壁等の物体に到達したとき，そのエネルギーをこれらに与えることによって行われる．モンテカルロ法で放射伝熱を計算する場合，このような粒子1個1個の挙動を確率的に追跡するために空間的な挙動が光子と相似な性質を持つ放射束を考える．放射伝熱を解析するには，まず任意の二面間の放射交換係数である形態係数を求めなければならない．以下にモンテカルロ法による形態係数の算出方法について示す．図1[4)]に示す面積要素 dA_i，dA_j 間の形態係数 dF_{ij} は(1)式で表される．ここで dA_i の中心から半径1の半球を描くと，dA_j の半球上への(半球の中心を見通す）射影 dA_j' の面積は立体角 $d\omega$ に等しいから，dF_{ij} は(2)式のように表わされる．放射束は $\eta=0\sim\pi/2$，$\theta=0\sim2\pi$ の範囲に射出されうるので，0

【記号】
A_i：i面の面積　F_{ij}：i，j面間の形態係数　N_{ij}：i面より射出された放射束のうちj面に到達した数　N_t：各分割面より射出する放射束数　R_η，R_θ：0～1の一様乱数　Sg (I, J, K)：空間指標　Sn (I, J, K, L)：面番号　Sw (I, J, K, L)：面指標　I, J, K：X, Y, Z方向のセル番号　L：面の方向を示す番号（－3～＋3）　U_i：i方向平均流速　k：乱流エネルギー　ε：kの散逸率　Θ：温度の平均値　$\Theta_W^{(i)}$：壁面要素(i)の表面温度　$\Theta_1^{(i)}$：壁面要素(i)に隣接する流体第一セル温度　g_i：i方向重力加速度　β：体膨張係数　$q_{CD}^{(i)}$：壁体からの貫流熱量　$q_{CV}^{(i)}$：対流熱伝達量　$q_R^{(i)}$：放射熱伝達量　α_C：対流熱伝達率

*東京大学生産技術研究所　付属計測技術開発センター
**東京大学生産技術研究所　第5部
***東京ガス㈱エネルギー技術研究所

～1の一様乱数R_θ, R_ηを用いて(3)，(4)式の関係より射出方向(η, θ)を定めることができる．図2[4]に示すような，物体を内部に含む3次元閉空間を考え，座標軸の各方向についてメッシュ分割する．物体の位置を表すために空間指標Sg(I, J, K)を導入し，空間位置(I, J, K)が物体に占められている場合は1を，空気の場合は0を与える．メッシュ分割された物体は0～6個の面を持ちうるので，これらを区別するために面指標Sw(I, J, K, L)を導入する．Lは固体面の向きを表す指標である．また，閉空間内のメッシュ分割されたすべての固体面に番号Sn(I, J, K, L)＝i(i：1～n)を付けておく．ただし，nは分割面の総数である．任意の固体面Sn(I, J, K, L)＝iが放射束の射出源である場合の形態係数の計算手順を図3[4]に示す．固体面Sn(I, J, K, L)から射出された放射束は(3)，(4)式により求められた(η, θ)の方向に直進し，(I, J, K)に隣接する空間位置(I', J', K')に進入する．空間指標Sg(I', K', J')＝0であれば，さらに隣の小体積に進む．Sg(I', J', K')＝1であれば，面番号Sn(I', J', K', L')＝jの固体面に到達したことになり，i面からj面への到達数を表すN_{ij}に1を加える．この過程を実際の光子の挙動を模擬するのに十分な数の放射束について繰り返す．i面からの射出数をN_tとすれば，i, j面間の形態係数F_{ij}は(5)式となる．なおF_{ij}は，平均形態係数として定義されるべき値である．したがってA_iからの射出点は，A_i上で等密度となるよう同じく乱数で定める．

2.3　形態係数の対称化

形態係数はエネルギー平衡から，(6)式の相反則と(7)式の総和則を満たさなければならない．モンテカルロ法により求められた形態係数は，(5)式から明らかなように総和則は満たしているが，相反則を満たしているとは限らない．そのため次のような操作を施す．まず，モンテカルロ法の原理から小さい分割面から大きい分割面を見た形態係数の方が，その逆の場合より精度が高いと考えられるため，(8)式のようにして対称化を行う．式中の指数mは面積のべき乗で重み付けする際の指数であり，m＝1であれば単純な面積比による重み付けとな

$$dF_{ij}=\frac{\cos\eta\cos\gamma\, dA_j}{\pi r^2}=\frac{\cos\eta}{\pi}d\omega \qquad (1)$$

$$dF_{ij}=\frac{\cos\eta\sin\eta\, d\eta d\theta}{\pi}=d(\sin^2\eta)\,d\left(\frac{\theta}{2\pi}\right) \qquad (2)$$

$$R_\eta=\sin^2\eta \quad (3),\quad R_\theta=\theta/2\pi \qquad (4)$$

$$F_{ij}=N_{ij}/N_t \qquad (5)$$

$$A_iF_{ij}=A_jF_{ji} \quad (6),\quad \sum_{j=1}^{n}F_{ij}=1 \qquad (7)$$

$$D'_{ij}=D'_{ji}=(A_j^mD_{ij}+A_i^mD_{ji})/(A_i^m+A_j^m) \qquad (8)$$

ただし，$D_{ij}=A_iF_{ij}$

$$D''_{ij}=D'_{ij}A_i/\sum_{j=1}^{n}D'_{ij} \qquad (9)$$

る．(8)式の演算により総和則が崩れるので，(9)式によって補正する．(9)式をjに関して総和を取ると右辺はA_iとなり，修正されたD''_{ij}は(7)式を満たすことがわかる．しかし，この修正の結果，(6)式の相反則の成立が保証されないので，(8)，(9)式の過程を数回繰り返す．これにより(6)，(7)式を近似的に満足する形態係

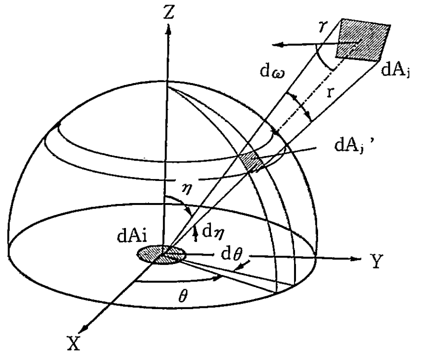


図1　面積要素dA_iからdA_jをのぞむ立体角

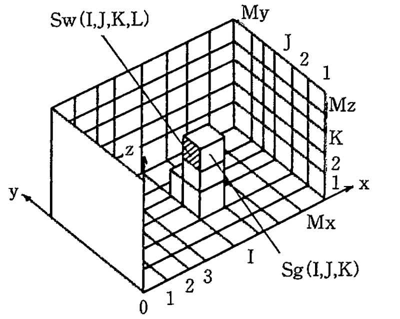


図2　三次元閉空間の解析モデル

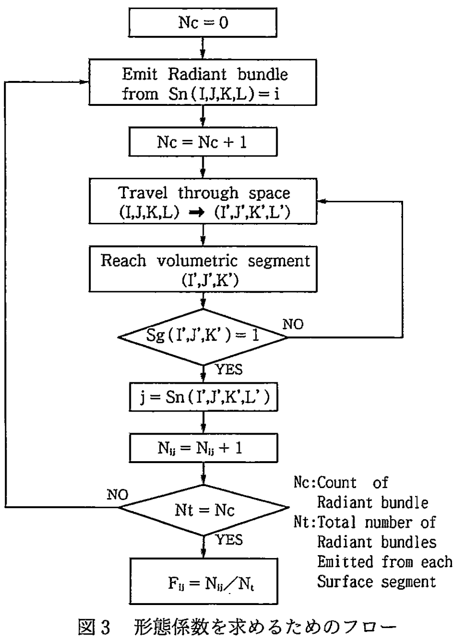


図3　形態係数を求めるためのフロー

数を得ることができる．

3．モンテカルロ法による形態係数算出の精度

3.1　検討の必要性

モンテカルロ法で得られる形態係数は，前述のように確率誤差を含み，解の精度は使用する乱数，サンプル数，分割面の面積比などに大きく左右される．したがって，その解を用いるために精度の検討が必要となる．

3.2　検討の概要

内部に物体を含まない立方体の閉空間を計算対象とし，モンテカルロ法と錐面積分法によって形態係数の算出を行い，錐面積分法による解を真値と考えて比較を行う．検討対象空間およびメッシュ分割を図4に，検討ケースを表1に示す．両者の比較は床面と一壁面上のすべての分割面の形態係数を対象とする．モンテカルロ法の対称化操作ならび射出数が精度に及ぼす影響を検討するため，①対称化操作における面積の重みづけ指数mを変えて計算した場合，②各分割面から射出する放射束数を変えて計算した場合の両者について算出結果を比較検討する．

3.3　結果および考察

図5に示すとおり，床面と一壁面上のすべての分割面間の形態係数は，真値の値にして，0から0.3程度の範囲に分布する．このうち値の大きいものは，十分な数の放射束が分割面に入射しているので精度にはあまり問題がないものとし，入射する放射束数が少ない，値の小さいものについて検討を行った．以後形態係数が0.05以下の範囲のみ図示する．

（1）　対称化操作の重み付け指数による精度の比較

図6参照．重み付け指数が0の場合，真値が0.01～0.02の範囲において，モンテカルロ法の結果が真値から著しく外れるものがいくつか見られる（図6（a））．指数を1，2，無限大にした場合には（図6（b），（c），（d）），0とした場合に見られたような大きな誤差はなく，いずれの場合もほぼ同じ精度が得られ，1の場合が最も良い結果となった．指数を0にした場合，面積比に関係なくi，j面間の形態係数F_{ij}とF_{ji}の平均値を取る対称化になる．重み付けの指数を1にした場合，前述のように面積比による対称化になる．指数を2にした場合，面

表1　計算ケース

計算ケース	放射束射出数(本)	面積比重みづけ指数
1－1	10,000	0
1－2	10,000	1
1－3	10,000	2
1－4	10,000	∞[注1)]
2	5,000	1
3	50,000	1
4	100,000	1
5	150,000	1

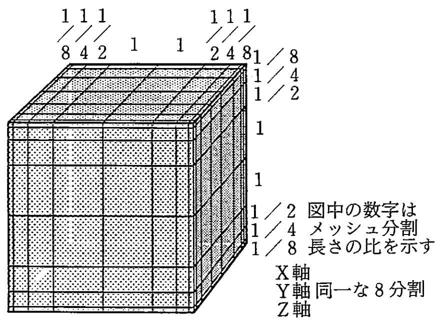


図4　対象空間

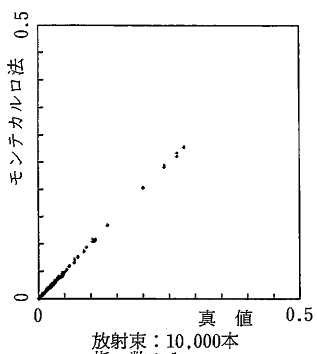
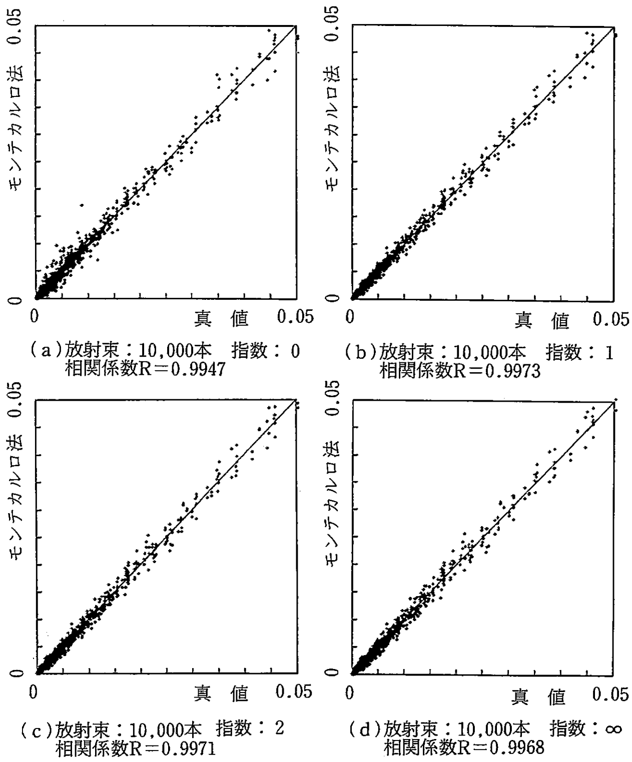


図5　真値（錐面積分法）とモンテカルロ法の結果による散布図



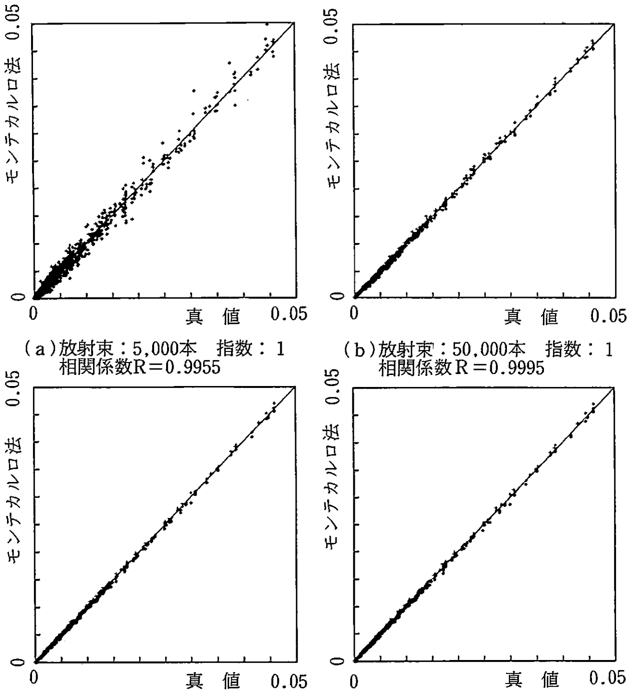
注）相関係数は、0～0.05の範囲における計算値

図6　面積の重みづけ指数を変えた場合

積比を強調した対称化になる．指数を無限大にした場合，i，j面のうち少しでも小さい方から大きい方の分割面を見た値のみを採用する対称化法となる．指数が0の場合の大きな誤差は，F_{ij}，F_{ji}の一方が0と算出されたために生じている．面積比の導入により，0に対する重みが小さい重み付平均により誤差の拡大を抑えつつ，さらにこれに0より大きい適切な値が代入されるようになる．

（2）　放射束数による比較

図6（b），図7参照．放射束の数を増やすにしたがって値のバラツキが小さくなる．5,000本から100,000本の間では明らかに値の改善が見られるが，それ以上本数を増やしても改善が見られない．錐面積分法とモンテカルロ法の解の相関係数[注2)]は，放射束5,000本のケースで0.9955，100,000本，150,000本のケースで0.9998，という結果が得られた．値が小さい形態係数は，2面間の位置関係やそれぞれの面積によって，放射束が入りにくい状態にある．これらの形態係数の精度を上げるためには，放射する放射束の本数を増やせばよいが，ある程度以上の数になるとそれ以上の改善は望めなくなる．なお，より一様性の高い乱数を使用すれば，精度が向上する可能性はあるものの，乱数発生に要する時間が増加すれば，モンテカルロ法では乱数を使う回数が非常に多いため，計算時間が極端に増加することになる．



（a）放射束：5,000本　指数：1
相関係数R＝0.9955

（b）放射束：50,000本　指数：1
相関係数R＝0.9995

（c）放射束：100,000本　指数：1
相関係数R＝0.9998

（d）放射束：150,000本　指数：1
相関係数R＝0.9998

注）相関係数は、0～0.05の範囲における計算値

図7　放射束数を変えた場合

モンテカルロ法では，解の精度は対象空間の分割面数や各分割面間の面積比等の条件に左右されるため，これらの条件が今回検討した条件から変われば，射出する放射束数の最適値も変化することが予想される．実際に解析に利用する際には，計算時間の制約や経済性その他を考慮して，目的に合わせたメッシュ分割と放射束数を採用する必要がある．

3.4　ま　と　め

モンテカルロ法による閉空間内に物体を含む場合の形態係数の算出法を紹介し，算出した形態係数の精度について検討した．①相反則を満たすための操作として行われる面積のべき乗の重みづけは，指数を0，1，2，無限大として検討した結果，0以外はほぼ同じ結果であり，その中では1の場合に最も良い結果が得られた．②放射束の本数を変えた場合，本数を増やすにしたがって精度の改善が見られた．しかし今回の条件では放射束を100,000本以上射出しても，目立った精度の向上は得られなかった．

4．放射パネル冷房併用空調居室モデルへの適用

4.1　対象空間

計算および実験の対象空間を図8に示す．対象空間は病室を想定[5)]しており，天井ではパネルの冷却による放射効果を期待した放射パネル冷房併用空調システムを採用している．空間の寸法は幅2.2m，奥行3.6m，高さ2.7mの閉空間である．一壁面は外気に面しており，冷房時室内側に貫流熱負荷がある．ほかの三壁面，および床面は断熱されている．また室内には内部発熱シミュレートするための発熱体が設置されている．空調吹出口（冷風吹出）は発熱壁の対向壁上部に，吸込口は発熱壁上部に設置されている．

4.2　実験概要

実験条件の詳細を表2に示す．実験用模型は実大で作成し，室内の気流，空気温度，ならびに壁表面温度を測定した．天井パネルの冷却は，天井チャンバー内に冷却空気を送風することにより行っている．外壁面および窓を想定した発熱面は電気ヒーターでシミュレートし発熱量を計測する．室内には内部発熱シミュレート用の電気ヒーターを設置した．居室モデル外側はすべて断熱されている．室内側はすべて黒色ペイントで仕上げた（放射率0.95）．室内には実験ケースによって断熱ブラインド（1.5m×1.3m×0.025m）やベッド（1.8m×1.0m×0.05m）を設けてある．測定に関しては，温

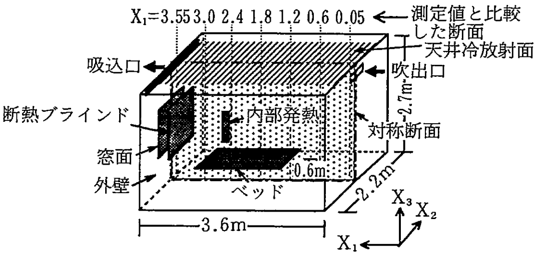


図8　計算および実験対象空間

度測定はT（C—C）型熱電対を，風速測定は3次元超音波風速計（スパン5 cm）を使用した．なお，実験結果[6]の温度表示は床上1 mの高さを基準面とし，この位置の平均空気温度を基準面室温とし，この基準面室温との差を表示している．

4.3　シミュレーション条件

計算条件を表3に示す．室内の流れ場の解析はk-ε 2方程式モデル（浮力によるεの生産についてViollet型による）を用いている．気流計算の基礎方程式は表4に示す．メッシュ分割は32(X_1)×16(X_2)×24(X_3)＝12,288（Case 1），34(X_1)×14(X_2)×24(X_3)＝11,424（Case 2），34(X_1)×16(X_2)×28(X_3)＝15,232（Case 3）となっている．X_2方向については空間の対称性を利用して半分の領域のみを計算範囲とした．計算においての移流項についてはQUICKスキームを用い，吹出・吸込口近傍で部分的に一次風上差分を使用している．計算において，諸量は実スケールで与えている．壁面対熱伝達に関しては，対流熱伝達率α_cに基づいた壁関数を用いるが，α_cの値は既往の慣用値を参考にしながら実験結果とシミュレーション結果の対応が最適となるようチューニングした[7]．吹出，吸込，壁面の境界条件を表5に示す．なお，気流と放射を連成したシミュレーションと平行して，Case1においては，室温一定を仮定しα_cを気流計算する場合と同様に与えて気流計算を連成させない放射計算のみによる壁表面温計算も行う．シミュレーションでは実験で得られた基準面室温との差による温度表示から得られた吹出口温度を吹出口に与えて計算している．

4.4　検討ケース

検討ケースは天井放射パネル併用冷房の3ケースであり，詳細を表3に示す．Case 1は天井全面放射パネル併用方式でベッド，ブラインド両方ともない場合，Case 2はブラインドのみある場合，Case 3はベッドとブラインドの両方ある場合である．

5．解　析　結　果

5.1　天井全面放射パネル併用冷房方式（Case 1）

（1）風速ベクトル　計算と実験の結果を図9（a），10（a）に示す．実験とシミュレーションの対応は全体的に良い．窓面からの熱流入により上昇気流が生じ，窓上部（図中左上）で高温の循環流が見られる．吹出噴流はこの高温域と負の浮力の両者の影響で急速に下降する．また計算では内部発熱の扱いが実験と異なり発熱密度が大きいため，この温度上昇流が実験より大きく評価される．

（2）空気温度分布　空気温度分布を図9（a），10（b）に示す．計算は実験で得られた分布形をある程度再現し

表2　放射パネル冷房併用室内モデルの実験条件

部	位	寸法（m）	発熱・空調条件，ほか
吹出口	Case 1	0.36×0.8	風速：1.6m/s，温度：−7.4℃
	Case 2		風速：1.6m/s，温度：−6.0℃
	Case 3		風速：1.6m/s，温度：−6.0℃
吸　込　口		2.0×0.05	風速：0.461m/s
壁面等	天井冷却面	3.6×1.8	熱量：−200kcal/h(30.6kcal/hm²)
	窓部室内側表面	1.2×1.4	熱量：310kcal/h(184.5kcal/hm²)
	外壁部室内側表面	2.2×2.7	熱量30kcal/h(6.8kcal/hm²)
	内部発熱体	0.15×0.75	熱量100kcal/h(444.4kcal/hm²)
	ブラインド	1.5×1.3×0.025	発熱なし
	ベッド	1.8×1.0×0.05	発熱なし

表3　計算条件

計算・実験ケース CASE No.	障害物	冷房負荷 (kcal/h)	輻射パネル	吹出空気		
			負担熱量 (kcal/h)[注3]	吹出吸込温度差 (℃)	風量 (m³h)	負担熱量 (kcal/h)[注3]
1	無	440	195	10.0	83	245
2	ブラインド	440	205	9.8	83	235
3	ヘッド，ブラインド	440	205	9.8	83	245

表4　k-εモデル基礎式（非等温湯，viollet型，3次元）

(k-方程式) $$\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+P_k+G_k-\varepsilon \quad (1)$$

(ε-方程式) $$\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial X_j}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+\frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon1}P_k+C_{\varepsilon}3G_k-C_{\varepsilon2}\varepsilon) \quad (2)$$

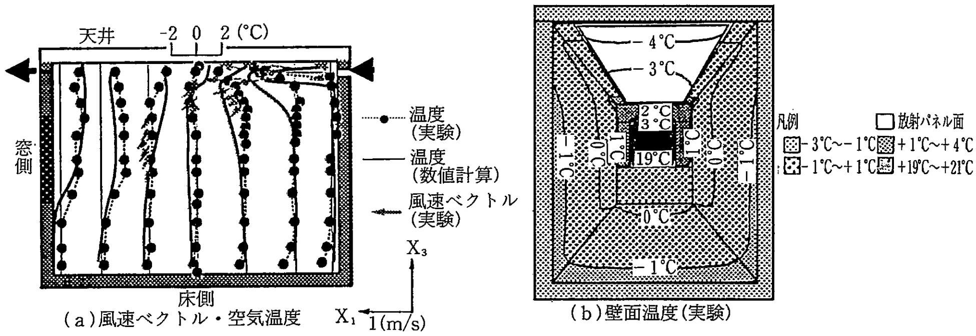
(Θ-方程式) $$\frac{D\Theta}{Dt}=\frac{\partial}{\partial X_j}\left[\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \Theta}{\partial x_j}\right] \quad (3)$$

$$P_k=\nu_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (4) \qquad G_k=g_i\cdot\beta\cdot\frac{\nu_t}{\sigma\theta}\cdot\frac{\partial\Theta}{\partial x_i}\cdot\delta_{i3} \quad (5)$$

$C_{\varepsilon}1$：1.44　$C_{\varepsilon}2$：1.92　$C_{\varepsilon}3$は$G_k>0$の場合は1.44，$G_k\leqq 0$の場合は0.0．σ_k：1.0　σ_ε：1.3　$\sigma\theta$：0.9　C_μ：0.09　$g_3=-9.8$ (m/s²)

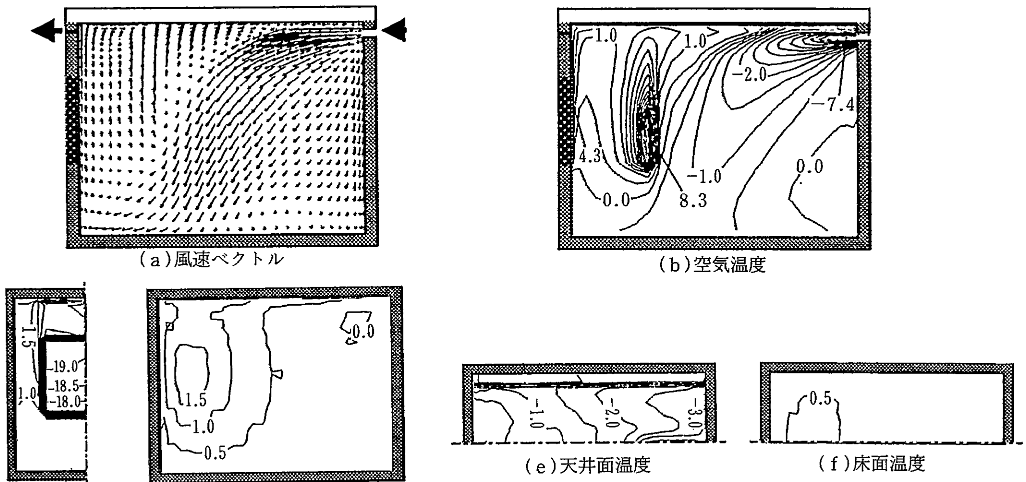
表5　境界条件

吹出	U_{in}＝測定値（表2参照）　$k_{in}=1/2\cdot(U_{in}\times0.1)^2$　$\ell_{in}=0.05$m $\varepsilon_{in}=C_\mu\cdot k_{in}^{3/2}/\ell_{in}$（$C_\mu=0.09$）　θ_{in}＝測定値（表2参照）
吸込	U_{out}＝測定値　k，ε，θ等のスカラー量はフリースリップ
壁面	（速度）一般化対数則[7]． （壁面）壁面上のシアストレス（壁面剪断応力τ_w）はⓐ式で，壁面速度勾配はⓑ式，k一方程式中の壁面第一セルのε($\bar{\varepsilon}$)はⓒ式，ε一方程式中の壁面第一セルのε（ε_1）はⓓ式で計算する． $\frac{(U_t)\mid_{FC}}{(-\overline{u_n u_t})}(C_\mu{}^{1/2}\cdot k)^{1/2}=\frac{1}{\kappa}\ell_n\left[\frac{E\cdot h(C_\mu^{1/2}\cdot k)^{1/2}}{\nu}\right]$…ⓐ $\{(\nu+\nu_t)\cdot\frac{\partial U_t}{\partial X_n}\}\|_{x_{n=0}}=-\overline{u_n u_t}$…ⓑ $\bar{\varepsilon}=\frac{C_\mu^{3/4}\cdot k^{3/2}}{\kappa\cdot h}\ell_n\left[\frac{E\cdot h(C_\mu^{1/2}\cdot k)^{1/2}}{\nu}\right]$…ⓒ　$\varepsilon_1=\frac{C_\mu^{3/4}\cdot k^{3/2}}{\kappa\cdot h}$…ⓓ 添え字tは接線方向を，nは法線方向を示す．hは壁面から第1セルのスカラ定義点までの距離．$\kappa=0.4$，$C_\mu=0.09$，$E=9.0$，$\nu=0.000015$ （温度）各壁面要素(i)で次の熱平衡式を気流計算の各ステップ毎に解く． $q_{CD}^{(i)}+q_{CV}^{(i)}+q_R^{(i)}=0$…① ①式中の各項は　$q_{CV}^{(i)}=-\alpha_C(\Theta_W^{(i)}-\Theta_1^{(i)})$…② $q_R^{(i)}=4\cdot T_m{}^3\cdot\sigma\cdot\varepsilon_i\cdot\sum_{j=1}^{N}B_{ij}(\Theta_W^{(i)}-\Theta_W^{(j)})$…③ 本報では$q_{CD}^{(i)}$は既知として与えた．壁面温度$\theta_W^{(i)}$は①～③式より求める（詳細は文献7）．ここで$T_m$：平均絶対温度　σ：ステファンボルツマン定数　ε_i：放射率（本報では全壁面で0.95）　B_{ij}：Gebhartの吸収係数．α_cは窓面・外壁面で6.0（文献7での最適値），天井面は7.5，その他は4.0．モンテカルロ法により形態係数を算出する時，各分割面から射出される放射束の数は50,000とした．[注4]



（a）風速ベクトル・空気温度　　（b）壁面温度（実験）

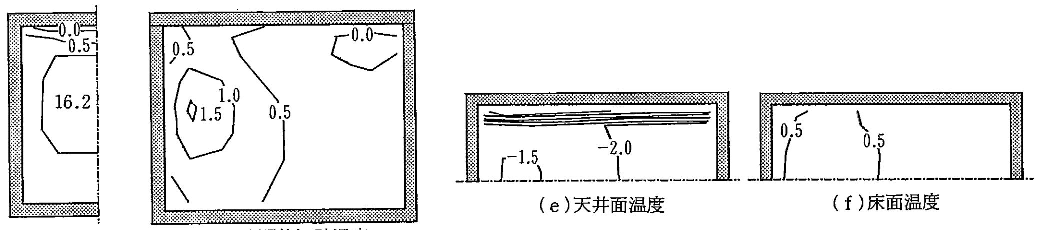
図9　ベッド，ブラインド両方ともない場合（Case 1）の実験・計算結果



（a）風速ベクトル　　（b）空気温度

（c）窓面温度　（d）間仕切壁温度　（e）天井面温度　（f）床面温度

図10　ベッド，ブラインド両方ともない場合（Case 1）のシミュレーション結果



（c）窓面温度　（d）間仕切壁温度　（e）天井面温度　（f）床面温度

図11　室温一定と仮定して算出した壁面温（Case 1）

ているが，前述のとおり内部発熱体近傍で温度が高い[注5]．吹出噴流の下降性状が良く現れている．シミュレーションで吹出口温度は実験と同様（−7.4℃）とした．基準面室温は0℃となり実験値ときわめて良く一致している（図省略）．

（3）壁面温度　図9（b），10，11に壁面温度分布の結果を示す．全体的に実験とシミュレーションの対応は良い．温度の高い外壁部に近いほど壁，床，天井面の温度は室温より約1～2℃高い傾向を示す．気流計算を行わず室温一定として放射解析した結果（図11）は気流を連成した場合（図10）の壁面温度と全体的にみて大体一致しているが，窓面温度等多少の差が生じる部分もある．実験における室内の壁面温分布とほぼ対応する．この結果は壁面温度分布を計算する場合，便宜的に室温一定を仮定しても近似的予想が可能である場合があることを示唆している．

5．2　**断熱ブラントのみある場合**（Case 2）

（1）風速ベクトル　風速ベクトルを図12（a），13（a）に示す．断熱ブラインドによる熱遮断により，室内側の窓面からの高温域が小さくなったため，吹出噴流はCase 1のように部屋中心に下降せず断熱ブラインド近傍まで届いている（図13（a））．一方，断熱ブラインドと外壁面の

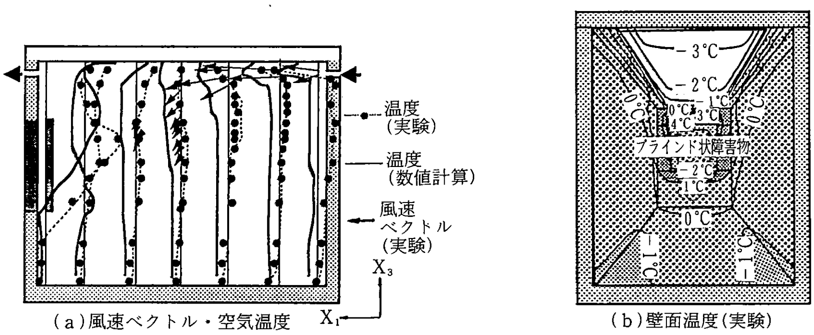


図12　断熱ブラインドのみ設置した場合の実験・計算結果（Case 2）

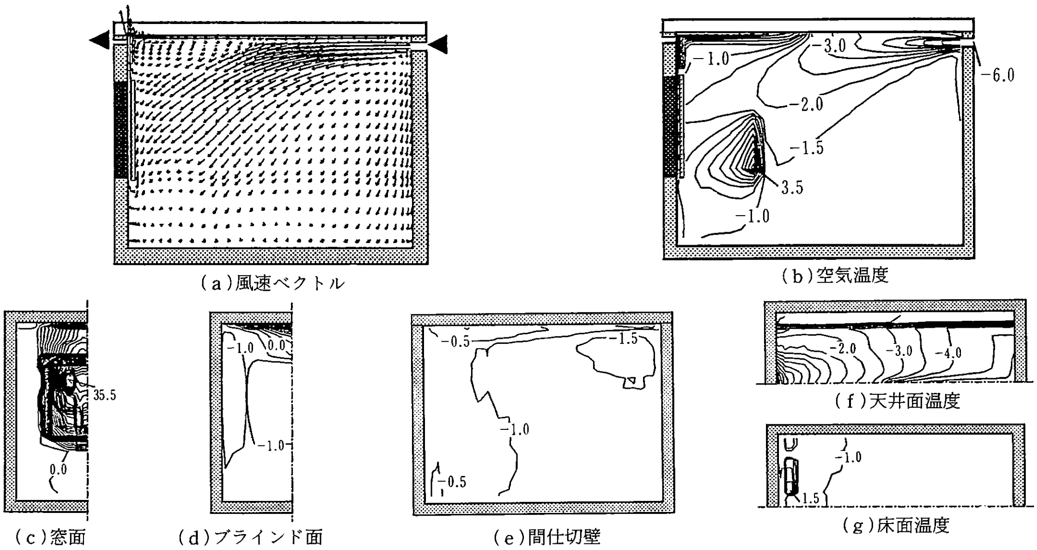


図13　断熱ブラインドのみ設置した場合（Case 2）のシミュレーション結果

隙間には強い熱上昇流が観察される．

（2）空気温度分布　空気温度分布を図12（a），13（b）に示す．シミュレーションは全般に実験より低い値を示す．吹出噴流による冷気流が内部発熱体上部に下降しているが，シミュレーションによる噴流の下降は実験より遠方に達する．断熱ブラインドによる熱遮断により吹出口空気温度は－6.0°Cであり，同一の基準面温度を得るためCase 1の－7.5°Cよりも1.5°C上げることができる．断熱ブラインドと外壁面との隙間は高い温度を示している．シミュレーションの基準面室温は－0.8°Cとなり，実験値より低い値を示す[注6]．

（3）壁面温度分布　図12（b），13に壁面温度分布を示す．壁面温度は空気温の結果と同様に，シミュレーションが全体に実験より約0.5～1°C低い値を示すが，実験とおおむね対応する分布を示す．断熱ブラインド直上部の天井表面温は，実験，シミュレーションともにブラインドと外壁面間の熱上昇流の影響で高い温度を示すが，シミュレーションはこの傾向を強く示す．

5．3　ベッドと断熱ブラインドがある場合（Case 3）

（1）風速ベクトル　図14（a）参照．Case 2と同様に吹出噴流はCase 1より断熱ブラインド近くまで届いている．窓部には断熱ブラインドによる熱遮断により，高温上昇流が形成されている．内部発熱体の付近では浮力の影響で，上向きベクトルが観察される．ベッド下部における気流速度は小さく，滞留する傾向にある．

（2）空気温度分布　空気温度分布は図14（b）に示す．Case 2と同様に断熱ブラインドによる熱の遮断は，吹出口温度を上げられるだけでなく，室温を均一に保つのに有効であると考えられる．基準面室温は0°Cで，Case 2よりやや高い値を示す．

（3）壁面温度分布　図14参照．壁面温度は室温と同様，全体的にCase 2よりも約1°C高い値を示している．ベッドの上部表面温および断熱ブラインドの室内側の表面温は室内基準温と同じ値を示す．

6．ま　と　め

①モンテカルロ法による形態係数算出法を紹介し，その精度について検討するとともに，室内に障害物のある場

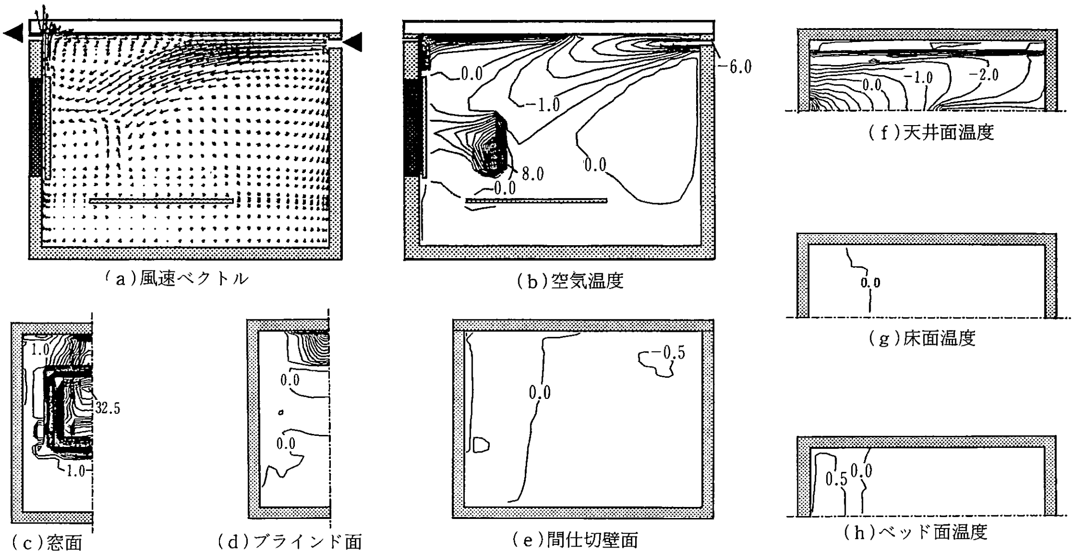


図14　ベッドとブラインドを設置した場合（Case 3）のシミュレーション結果

合の放射と対流を連成させた数値計算を示した.

②室内に断熱ブラインドがある場合の実験とシミュレーションは空気温度，壁面温度を含め，おおむね対応する結果を得た.

③室内に断熱ブラインドを設けた場合，これが窓面からの熱放射を遮へいするとともに室内に比較的大きく広がる上昇流の拡散を押さえるため，冷房吹出温度を断熱ブラインドを設けない基準ケース（Case 1）より上げることができる.

④今回の解析では対流と放射を連成させたシミュレーションにより得られた壁面温度分布は，気流計算を行わず室温一定として放射のみを計算した結果と大きな差異は生じていない．対流場と放射場を完全に連成させず室温一定とし放射場を解析して壁表面温を定め，これに基づいて対流計算を行うような近似的な対流，放射連成シミュレーションも一定の有効性を持つ可能性を示唆している.

（1991年11月29日受理）

参考文献

1) 村上，加藤，近藤，近本，高橋：対流場，放射場の連成シミュレーションによる室内温熱環境解析，生産研究（1991. 1）
2) 大森：室内温熱環境予測法の研究（第1報），東京ガス技研報告第32号（1988. 3）
3) 大森，谷口，工藤：室内ふく射環境の解析法の開発と床暖房への適用，空気調和･衛生工学会論文集（1990. 2）
4) 大森：室内温熱環境予測法の研究（第2報），東京ガス技研報告第34号（1990. 3）
5) 佐藤，村上，加藤，近藤，中谷：輻射パネル併用冷房の室内環境に関する研究（その1），建築学会大会（1989. 10）
6) 北澤，村上，加藤，近藤，高橋：輻射パネル併用冷房の室内環境に関する研究（その7），建築学会大会（1990. 10）
7) 村上，加藤，近藤，近本：閉鎖空間内の対流場と放射場の連成シミュレーション（その1），（その2），数値流体シンポジウム（1990. 12）

注1) 実際には指数を用いず，判定文によって2面の大小を判定し，小さい分割面から大きい分割面への形態係数の値を双方の値とする操作によった.

注2) 相関係数は，検討の対象とした0～0.05の範囲に含まれる形態係数について求めた.

注3) 実験の場合模型の隙間及び貫流熱による損失熱量が10kcal/h現れた．シミュレーションではこの実験での損失熱量を輻射パネルと排気空気に等分に負担させて計算を行った.

注4) 形態係数算出時に各分割面から射出する放射束の数を十分大きくすれば，より精度の高い値が得られる．本報では計算機の実行時間の制約のため50,000としている.

注5) 実験では発熱体の極く近傍での測定値はないので，この領域での比較はできない.

注6) Case 2のシミュレーションにおけるメッシュ分割は他のケースに比べ多少粗くなっており，これがシミュレーション結果に多少の誤差を生じさせた可能性がある.