

時間-空間スペクトル法によるエネルギー 平衡気候モデル (II)

岩嶋 樹也・畑澤 宏善・山元龍三郎

ENERGY BALANCE CLIMATE MODEL BASED ON A TIME-SPACE SPECTRAL METHOD (II)

By *Tatsuya IWASHIMA, Hiroyoshi HATAZAWA*
and *Ryozauro YAMAMOTO*

Synopsis

By using a 2-dimensional energy balance climate model based on a time-space spectral method, we examine an effect of periodic forcing due to the change of incoming solar radiation and of zonal and meridional asymmetries of thermal forcing due to the land-sea distribution to the multiplicity and sensitivity of the model solutions. The abrupt change in response to the constant and periodic zonally asymmetric forcing are obtained as in the 0- and 1-dimensional models (Iwashima, Hatazawa and Yamamoto¹⁾), but the feature of the solutions is rather different from the former results: The abrupt change of response to the forcing belongs to the high extreme solution in the present model in contrast to the low extreme one in the earlier model. Another interesting result in the present work is concluded concerning an effect of zonal and meridional asymmetries of forcing due to the land-sea distribution.

1. 序

長年の気候平均値に見出された唐突な変化、即ち「気候ジャンプ」が、全地球規模で生じていることを精確に実態把握するための解析的研究とともに、数値モデルによってこの原因の検討を進めてきた^{2,3,4,5)}。前報¹⁾では、時間(空間)スペクトル法に基づく全球平均(0次元)、東西平均(1次元)エネルギー平衡気候モデルを使って、気候変動をもたらす外部要因の一つと考えられる太陽放射の入射量が周期的に変動する場合に、上記の「気候ジャンプ」に相当するような解の振舞いが得られるかどうかに着目して、周期外力項に対する応答特性を検討した。フィードバック過程として考慮したアルベードについては、気温に対する時間的遅れや雲の影響を取り入れたパラメタリゼーションについても検討した。従来のモデルでも得られていた3つの定常解に相当するもの以外に、外力周期が長い場合や雲の影響を考慮したパラメタリゼーションを採用した場合には、別の安定な解が得られた。このような結果はアルベードのパラメタリゼーションの妥当性にも依存しており、ただちに現実の気候変化の大きさと比べることは問題がある。雲によるアルベード効果を考慮したり、Wiin-Nielsen⁶⁾のようにアルベードの温度依存性の調整をすることによって現実的な解の値を得ることは可能であるが、本研究では、外力の僅かの差異によって全球平均気温が大きく変化するような応答特性を持つかどうかという点に着目している。ここでは、Hartman and Short⁷⁾や Oerlemans⁸⁾によって示唆されているように、海陸分布など東西方向の非一様性あるいは南北両半球の非対称性が気候変

動に重要な影響を持つことが推測されるので、これらが上記のような解の特徴にどのような影響を及ぼすのか簡単な2次元モデルに拡張して検討を進める。このような定性的特徴について、さらに精密なモデルでの吟味が今後の課題である。

2. モデルと解法

ここでは次のような支配方程式に基づいてモデルを作成する:

$$\frac{d}{dt}\{C(\lambda, \phi, t)T(\lambda, \phi, t)\} = Q_0 S(\phi, t) \{1 - \alpha(\lambda, \phi, t)\} - \sigma \epsilon(T) T^4(\lambda, \phi, t) - D \nabla^2 T(\lambda, \phi, t) \dots (1)$$

ここで、 $T(\lambda, \phi, t)$ は地球表面の任意の場所(経度 λ , 緯度 ϕ)における単位面積当りの地表面から鉛直上方大気柱の平均温度であり、 $C(\lambda, \phi, t)$ はその熱容量である。 Q_0 は太陽からの平均放射量(=太陽定数 $\times 1/4$)であり、 $S(\phi, t)$ は次のような太陽放射の変動を示す:

$$S(\phi, t) = 1 + 0.033 \cos(2\pi t) + 0.007 \sin(2\pi t) - \{0.796 \cos(2\pi t) + 0.006 \sin(2\pi t)\} P^0_1(\sin \phi) - \{0.477 + 0.018 \cos(2\pi t) + 0.003 \sin(2\pi t)\} P^0_2(\sin \phi) \dots (2)$$

σ は Stefan Boltzmann の定数であり、 ϵ は Sellers⁹⁾に倣って気温の関数の放射率(emissivity)である:

$$\epsilon(T) = 1 - 0.50 \tanh(1.9 \times 10^{-15} T^6) \dots (3)$$

D は拡散係数であり、ここでは一定値 $0.65 \text{ W/m}^2/\text{C}$ を用いる。南極大陸は考慮しないけれども北半球が南半球より陸地面積が大きいことなどから Fig. 1 のような海陸分布モデルを考える。そしてこれに対応する熱容量 $C(\lambda, \phi, t)$ や上記大気柱の平均のアルベード $\alpha(\lambda, \phi, t)$ は、Oerlemans and Van den Dool¹⁰⁾に倣って次のように与えるものとする:

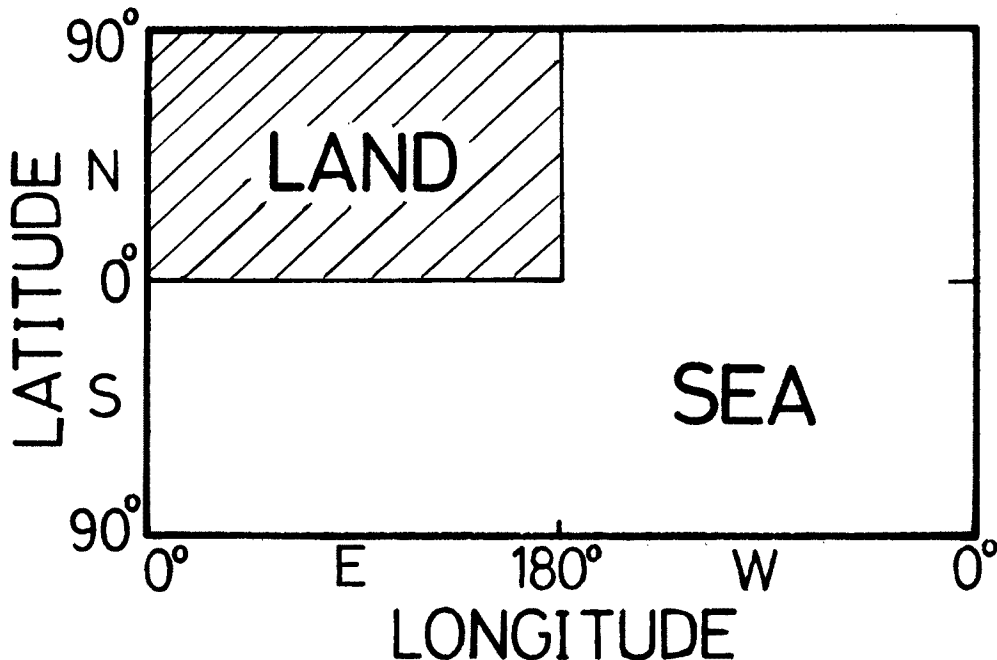


Fig. 1 Model land-sea distribution.

i) 大陸上では,

$$C = \{F_s \cdot C_1 + (1 - F_s)C_L\}B \dots\dots\dots (4)$$

$$\alpha = F_s \cdot A_1 + (1 - F_s)A_L \dots\dots\dots (5)$$

ii) 海洋上では,

$$C = \{F_1 \cdot C_1 + (1 - F_1)C_0\}B \dots\dots\dots (6)$$

$$\alpha = F_1 \cdot A_1 + (1 - F_1)A_0 \dots\dots\dots (7)$$

ここで, F_s, F_1 はそれぞれ雪, 氷で覆われている部分の割合を示し, 以下のように決められる:

$$\begin{aligned} F_s &= 1 & T < -40^\circ\text{C} \\ &= 1 - 0.00033(T + 40)^2 & -40^\circ\text{C} \leq T < 15^\circ\text{C} \\ &= 0 & 15^\circ\text{C} \leq T \\ F_1 &= 1 & T < -20^\circ\text{C} \\ &= 0.5 - \frac{1}{\pi} \tan^{-1}\left(\frac{T + 10}{2}\right) & -20^\circ\text{C} \leq T < 0^\circ\text{C} \\ &= 0 & 0^\circ\text{C} \leq T \end{aligned}$$

ここで $B = 1.55; C_1 = 0.723; C_L = 0.16; C_0 = 4.7$.

$-40^\circ\text{C} \leq T \leq 20^\circ\text{C}$ の範囲について大陸と海洋上の熱容量 C を求めると Fig. 2 のようになる。

また A_L, A_s は陸上におけるアルベードを表わし, 雪で覆われない部分は (氷では覆われないものとする) $A_L = 0.31$, 雪で覆われている部分では $A_s = 0.61$ とする。

A_1, A_0 はそれぞれ海上における氷で覆われている部分といない部分のアルベードを表わしている:

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.56 \\ A_0 &= 0.337 - 0.125\cos(2\phi) + 0.007\exp(\phi^2) \end{aligned}$$

前報¹⁾と同様に上記の T, S, C, α を次のようにルジャンドル陪関数 $P_n^m(\sin\phi)$ を用いて時間・空間スペクトルに展開する:

$$\begin{aligned} X(\lambda, \phi, t) &= \sum_{m=0}^1 \sum_{n=0}^2 \sum_{k=0}^1 \{a_{n, k}^m \cos(2\pi kt) \\ &\quad + b_{n, k}^m \sin(2\pi kt)\} \exp(im\lambda) P_n^m(\sin\phi) \end{aligned}$$

このような展開式を方程式(1)に代入すればスペクトル展開係数 ($a_{n, k}^m, b_{n, k}^m$) に関する連立非線形代数方程式が得られる。ここでは, 時間に関するモード (k) を容易に増やせるように, 時間に関しては格子点・スペクトル変換法を採用する。計算には改訂マルカート (Levenberg-Marquardt-Morrison) 法と Kubicek ら¹¹⁾ の連続変形法による数値解法を用いた。

3. 結 果

2章の2次元モデルに対して強制項の与え方や大きさをいろいろと変え, 解の振舞いにどのような違いが

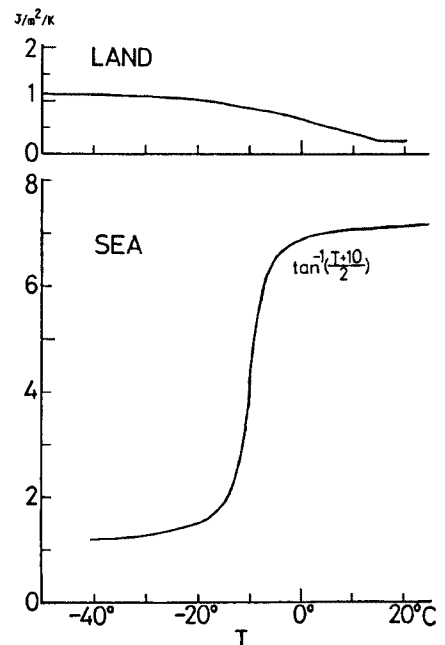


Fig. 2 Heat capacity over the land and sea for the temperature range between -40°C and 20°C .

見られるかを調べた。

はじめに、強制項が時間に対し一定とした場合の結果は Figs. 3, 4, 5 に示す。ここでは東西に一樣なモード (\bar{T}_0^0 , \bar{T}_1^0 , \bar{T}_2^0) 成分に対する強制とは、ほぼ現実の状況に合った大きさに固定している。Fig. 3 ではさらに \bar{T}_1^1 モードの強制を加え、Figs. 4, 5 ではそれぞれ \bar{T}_2^1 , \bar{T}_1^1 と \bar{T}_2^1 の両方のモードの強制を加えて、その大きさを変えて解の振舞いを調べた。図は、全球平均温度に対する解を与え、安定解を実線で、不安定解を破線で示している。横軸は変化させたモードの強制項の大きさを Q_0 に対する比で表わしている。

Fig. 3 の強制が東西に一樣な場合 ($\bar{Q}_w/Q_0=0$) には、3つの解が存在するが、これは従来のエネルギー平衡モデルで得られていた3つの定常解に相当する。このうち、低温側の2つの解は \bar{T}_1^1 モードの強制を大きくすると徐々に接近し、やがて1つの解となり、この強制がそれより大きい場合には存在しない。これに対し、高温側の解はほぼ現状の気候に相当するものであるが、 \bar{T}_1^1 モードの強制を大きくするにつれて解の全球平均温度は低くなり、特に $\bar{Q}_w/Q_0=0.5$ 付近では大きな変化が見られる。また、縦軸に関する解の非対称性は、仮定した陸地の位置と \bar{T}_1^1 モードとの位相関係が異なることにより生じている。しかし定性的には解の応答特性はどちらも同じである。一方、Fig. 4 の低温側の2つの解は、その存在範囲が多少広いという点を除けば、Fig. 3 と同様の振舞いを示している。しかし高温側の解は \bar{T}_2^1 モードの強制の増大につれて全球平均温度が徐々に下がるだけで、Fig. 3 に見られるような外力の僅かの変化に対して解が大きく変化することはない。Fig. 5 は、Figs. 3, 4 で与えたモードの強制を同時に加えた結果である。Fig. 3 の結果とほとんど変わらず、この2つのモードを同じ比率で加えると \bar{T}_1^1 モードの方が支配的になると推測される。

次に、強制項が周期1年で時間変化する場合を考える。まず、東西に一樣なモードの強制のみを与えて解を調べた (Figs. 6, 7)。

Fig. 6 は、これらのモード (\bar{T}_0^0 , \bar{T}_1^0 , \bar{T}_2^0) の強制の、現状の大きさを中心とする周期変化の振幅を変えた場合について、解の全球平均・時間平均温度を示す。横軸にはその振幅を Q_0 に対する比で示している。

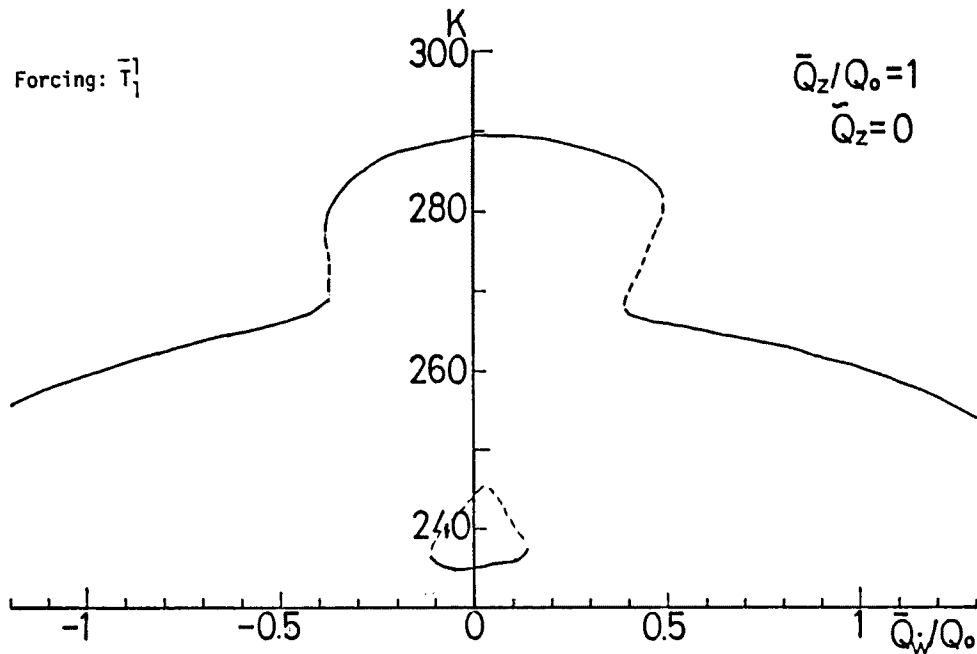


Fig. 3 Global mean temperature for the constant forcing of wave mode \bar{T}_1^1 with the constant forcing of zonal mode \bar{T}_0^0 , \bar{T}_1^0 and \bar{T}_2^0 . The abscissa denotes the ratio of the magnitude of the wave forcing to its present value Q_0 .

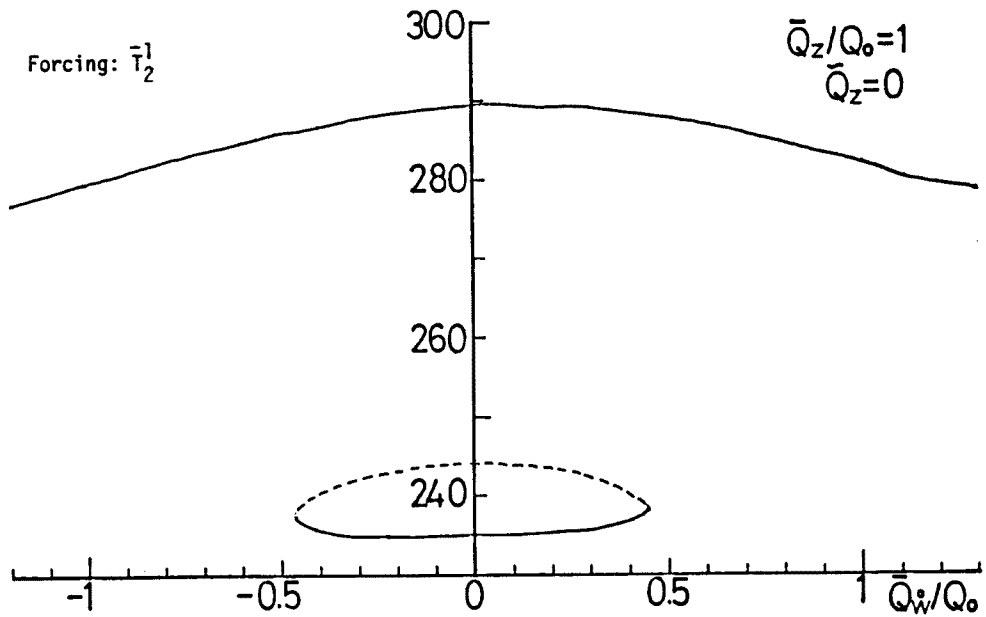


Fig. 4 The same as Fig. 3, but for the constant forcing of wave mode T_1^1 and T_2^1 .

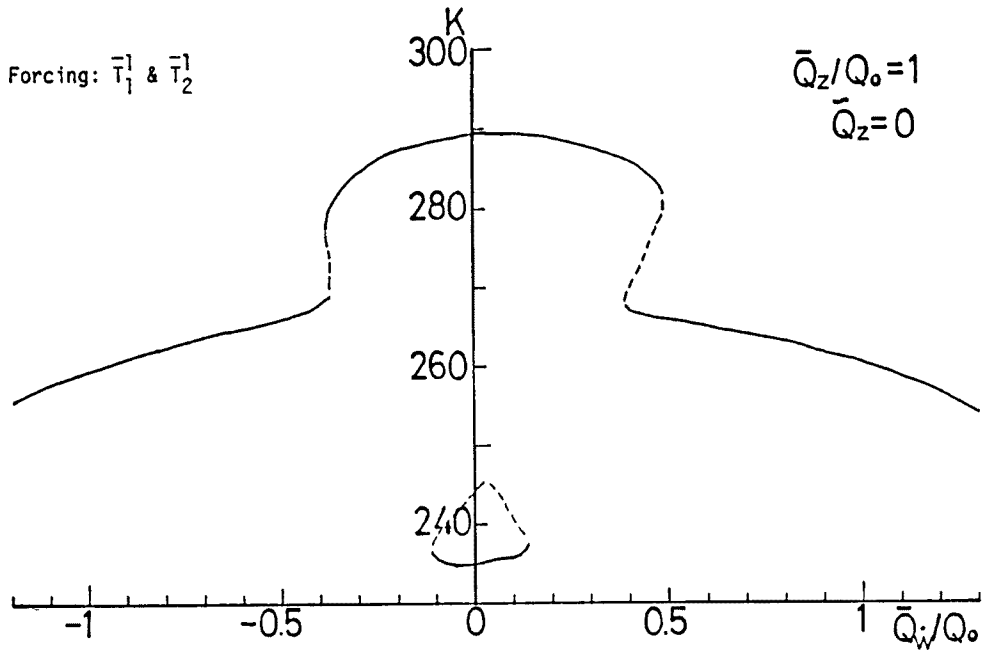


Fig. 5 The same as Fig. 3, but for the constant forcing of both wave mode T_1^1 and T_2^1 .

ここでも振幅が0のときにはFig. 4と同様な3つの解がえられ、そのうち低温側の2つの解はかなり振幅の大きいところでつながっている。現状と対応する高温側の解は、強制の振幅が大きくなるにつれて、平均温度が上がっていることがわかる。

この図の $\bar{Q}_z/Q_0=1$ のところで振幅を固定し、かわりに強制の定常成分を変えた場合の結果がFig. 7である。Fig. 6の $\bar{Q}_z/Q_0=1$ の3つの解は、Fig. 7の $\bar{Q}_z/Q_0=1$ の3つの解に対応している。また、この図

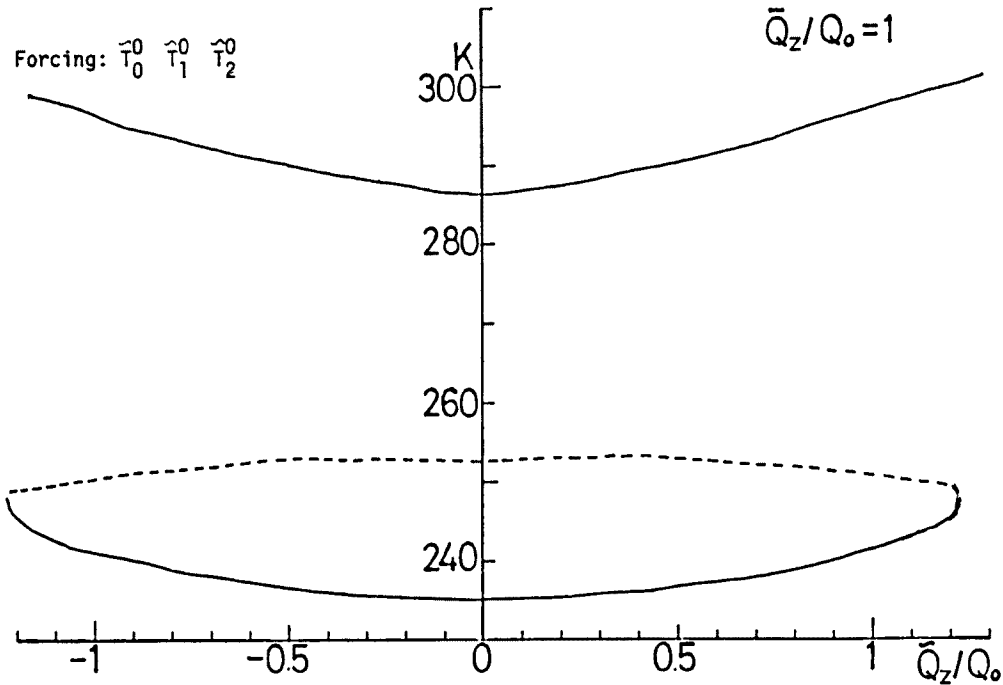


Fig. 6 Global and time mean temperature for the periodic forcing of zonal mode \bar{T}_0^0 , \bar{T}_1^0 and \bar{T}_2^0 with the constant forcing of zonal mode. The magnitude of zonal forcings used is in the present condition. The abscissa denotes the ratio of the periodic zonal forcings to its present value.

は従来のモデルで定常な強制を与えた場合の結果と、定性的には同じ特徴を持っている。

次に、東西に一樣なモードの強制は、定常、周期成分とも現状に合った大きさに固定しておき、東西に非一樣なモードの強制を加えて、解の平均温度を調べた (Figs. 8, 9)。

Fig. 8 は、東西に非一樣な強制 (T_1^0) の定常成分を加えたもので、Figs. 3, 5に見られた状況と同じように、このモードの強制をある程度大きくすると解の平均温度が大きく下がるという特徴が見られる。 T_1^0 モードの強制を与えているという点は、Fig. 3の場合と共通しており、このモードの強制がこのような特徴をもたらすものと考えられる。また、Fig. 9 は東西に非一樣な周期強制を加えた結果で、同じモード (T_1^0) ではあるが強制振幅の大きさの変化に対する解の応答の変化は比較的ゆるやかである。このことから、 T_1^0 モードでも周期的に変化するような強制では、さきに述べたような特徴を導き出せないとと思われる。

ここまでは、解の全球平均・時間平均温度だけで解の振舞いを調べてきた。次には、解の空間分布や、強制周期に対応した時間変化についても調べてみることにする。

Figs. 10, 11 では、先の Fig. 8 の高温側の安定解から、

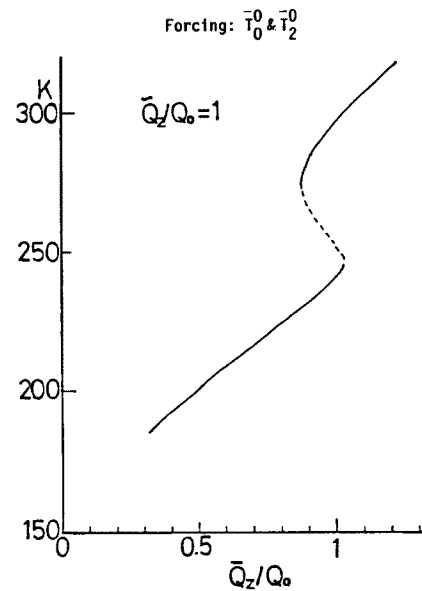


Fig. 7 Global and time mean temperature for the constant forcing of zonal mode \bar{T}_0^0 and \bar{T}_2^0 (\bar{T}_1^0 forcing = 0) with the periodic forcing of zonal modes in the present value.

\bar{Q}_w/Q_0 が 0, -0.58 となる 2 点を選び, それぞれの温度 (T), アルベード (α : ALB), 熱容量 (C) の経度・緯度分布を, モデル上の北半球が冬, 春, 夏, 秋となる 4 時点を示している。

まず, 東西に非一様な強制のない場合 ($QR=0$, Fig. 10) には, 東西に比較的一様な温度分布が得られ

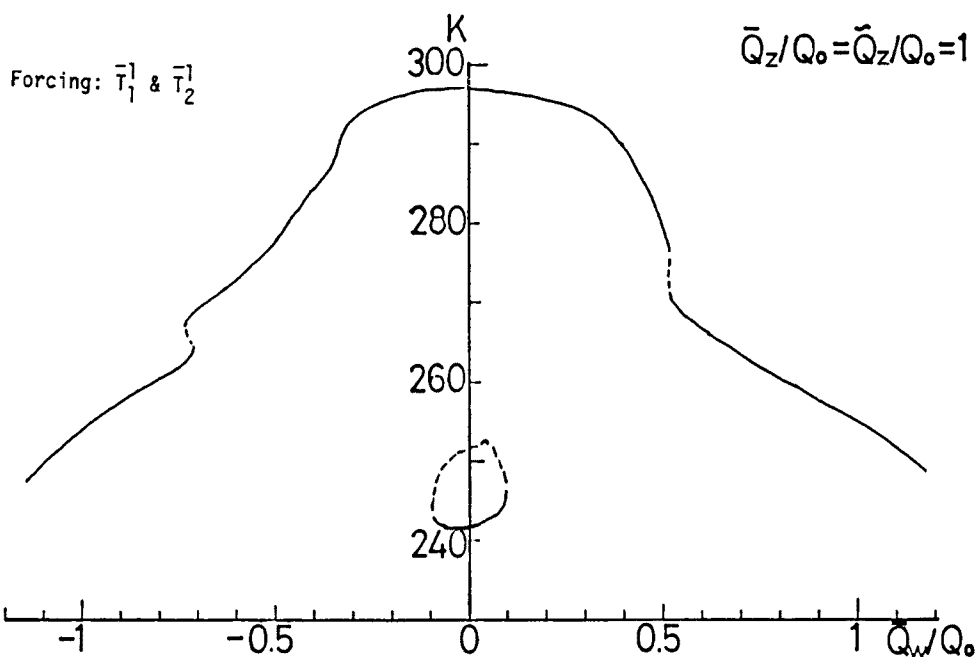


Fig. 8 Global and time mean temperature for the constant forcing of the wave mode \bar{T}_1^1 and \bar{T}_2^1 with the constant and periodic forcing of zonal modes in the present value.

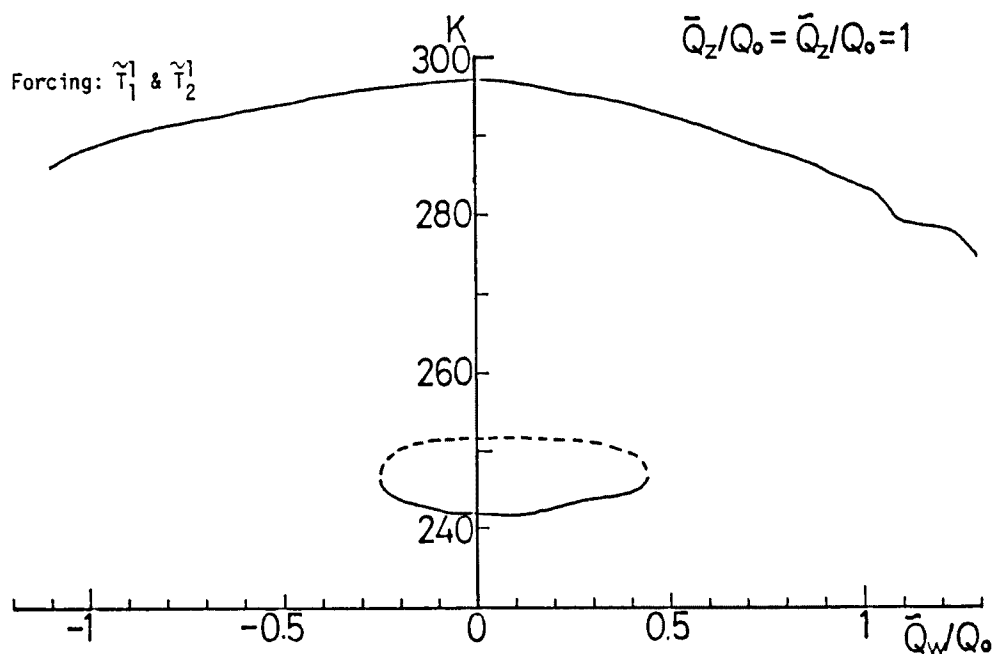


Fig. 9 The same as Fig. 8, but for the periodic forcing of wave modes \tilde{T}_1^1 and \tilde{T}_2^1 .

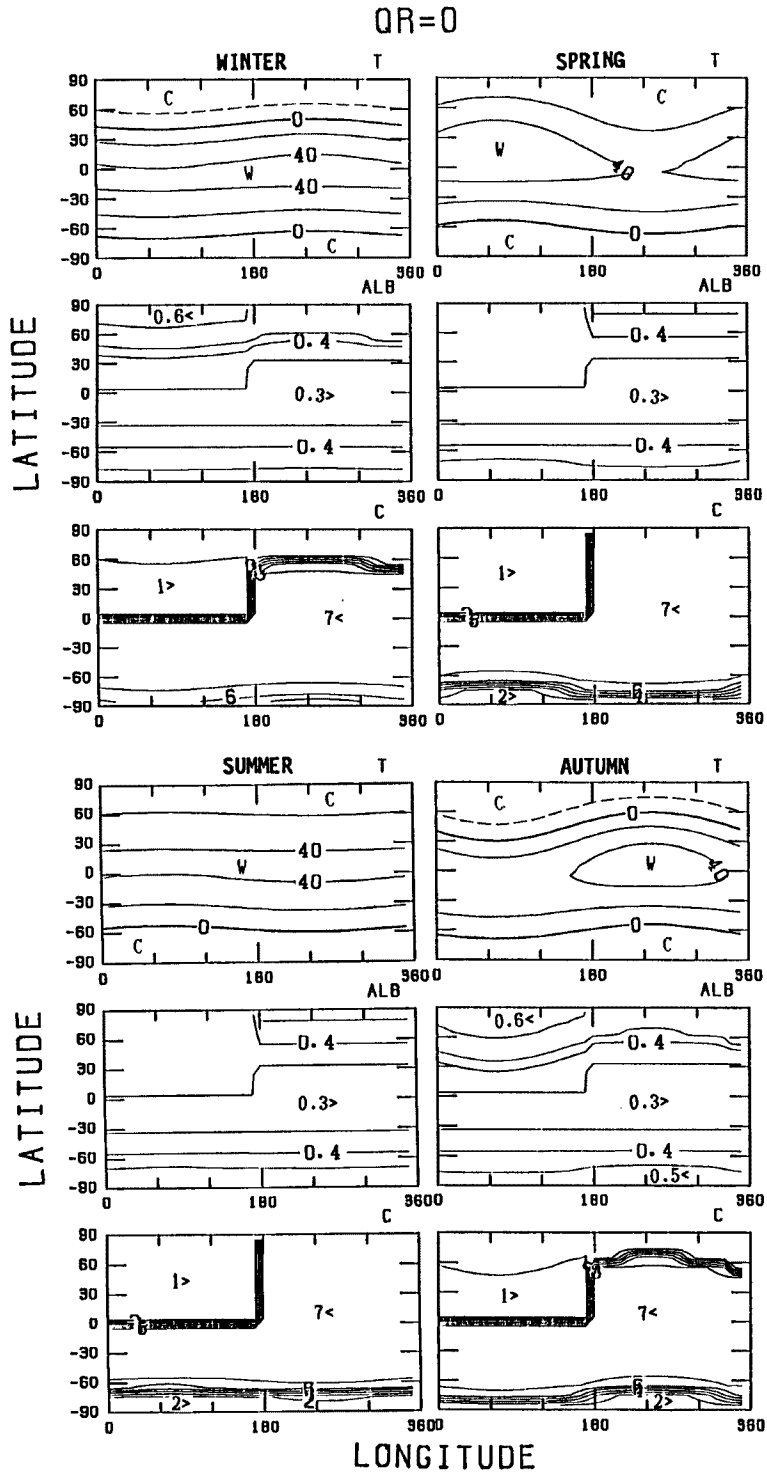


Fig. 10 Horizontal distribution of temperature (T), albedo (ALB) and heat capacity (C) of the Northern winter, spring, summer and autumn for the constant forcing of wave modes $QR=0$ in the case of Fig. 8. The units of T and C are in $^{\circ}\text{C}$ and $\text{W}/\text{m}^2/\text{K}$, respectively. The contour intervals for T , ALB, and C are every 20° , 0.1, and 1 in each unit, respectively.

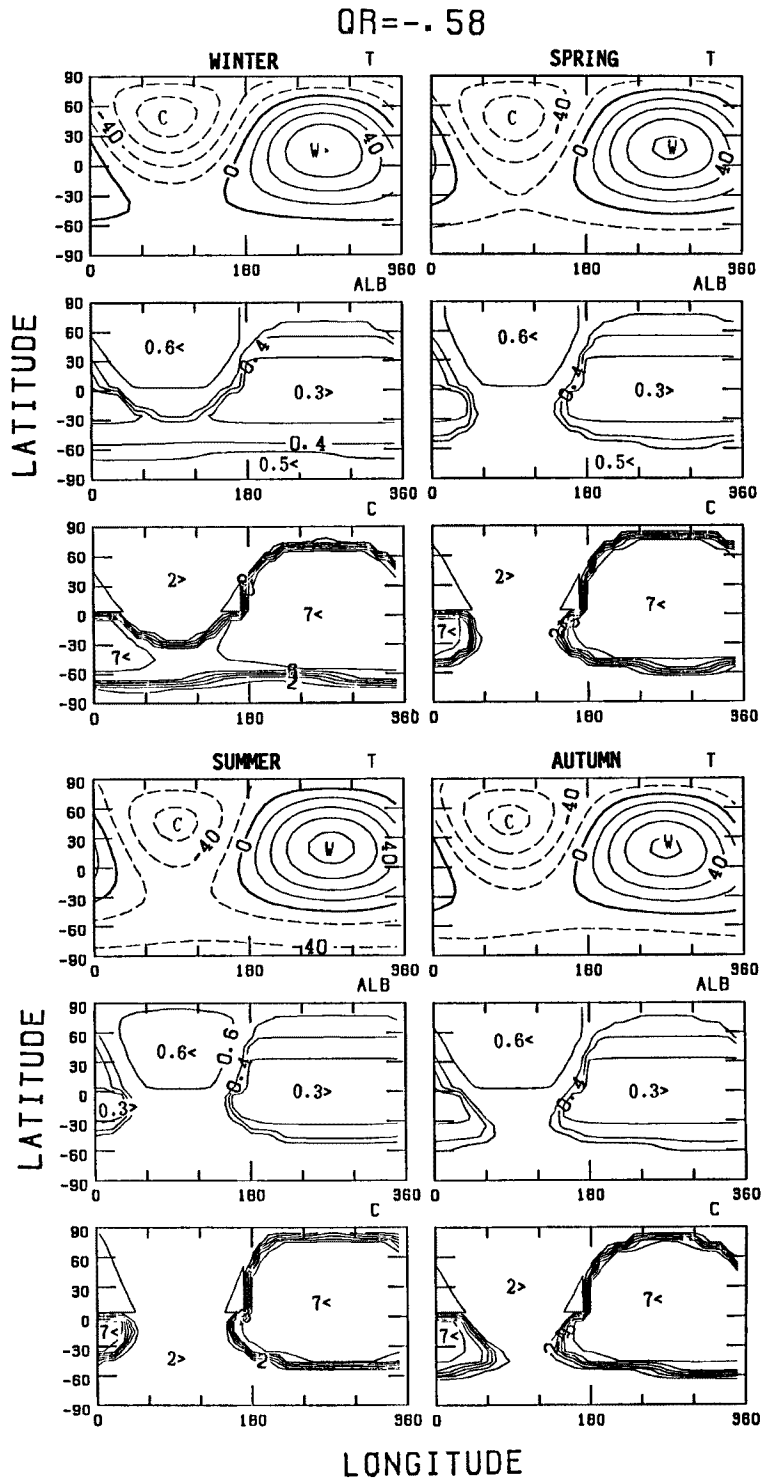


Fig. 11 The same as Fig. 10, but for $QR = -0.58$.

るが、仮想的大陸のある北半球の春・秋にはその一様性が乱れ、春には陸上の方が高温に、秋には海上の方が高温になる様子が見られる。これは、陸上の方が熱容量が小さいため、日射による強制の年変化に短時間で応答しているためである。一方、陸のない南半球では年間を通じてほぼ東西に一樣な温度分布となっている。また、アルベードや熱容量の各図からは次のような興味ある結果が見られる：北半球では秋・冬にのみ、北緯60度以北で表面が雪氷で覆われるのに対して、南半球では年間を通じて氷が存在し、(南半球の夏に相当する図においても南極付近では熱容量が小さくなっていることから)、特に南半球の秋・冬・春ではほぼ南緯70度以南が氷で覆われる。

これに対して東西に一樣でない強制を加えた場合($QR = -0.58$, Fig. 11)には、結果は大きく異なる。まず温度を見ると、季節による違いよりも海上と陸上との温度差が目立っている。 T_1 モードによる強制が非常に大きいため、大陸のある経度帯($0^\circ - 180^\circ$)では常に冷却、その他の経度帯($180^\circ - 360^\circ$)では常

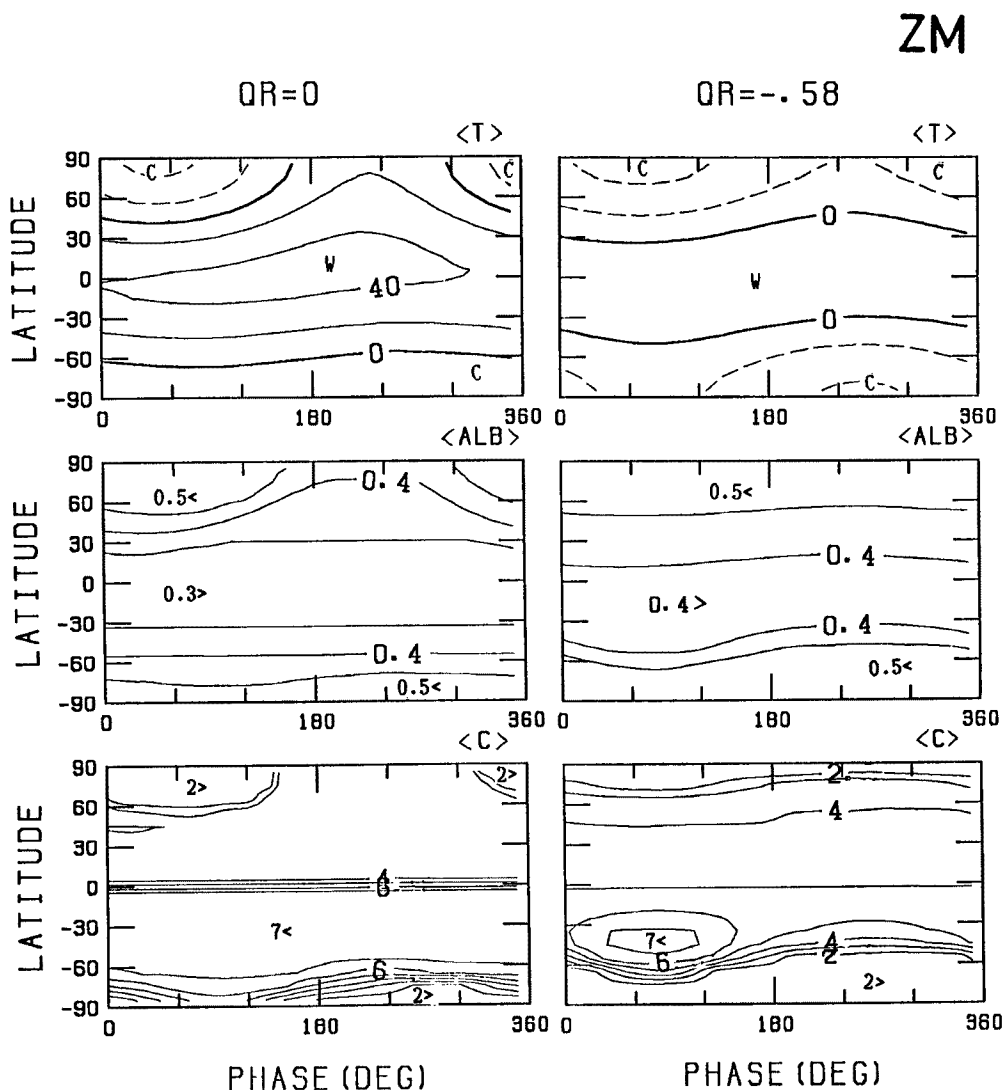


Fig. 12 Time variation of zonal mean temperature (T), albedo(ALB) and heat capacity (C) for $QR=0$ (in the lefthand side) and $QR=-0.58$ (in the righthand side), corresponding to Figs. 10 and 11, respectively. The abscissa denotes the phase angle expressed by degree within the one cycle of forcing period.

に加熱となって、大陸および海上の温度は非現実的な値となっている。ここでは、極端な場合としての解の振舞いを定性的に調べることにする。陸上と海上の温度の年較差を見ると、やはり陸上の方が大きい。また、アルベードや熱容量の分布から、南緯60度以南は一年中氷に覆われており、さらに南半球の夏を除けば、その氷で覆われる領域は北半球の大陸につながるほど大きくなっていることがわかる。

これらの結果から、東西に非一様な強制が大きい場合の解は、予想されるように極端に大きな東西の温度差により特徴づけられる解であることがわかる。この東西に非一様な強制が大きい場合には、北半球の氷で覆われる領域は大陸上と海上で大きく異なり、1年中覆われているのはごく北極付近に限られている。

Fig. 12 は、Figs. 10, 11 と同様な2つの場合について、温度・アルベード・熱容量の帯状平均値を求め、その一周期についての年変化を示したものである。このような東西平均場には、それほど大きな時間変化は見られないが、極・赤道間の温度差は $QR=0$ の場合の方が大きくなっている。また、 $QR=-0.58$ の場合の方が全体的に温度が低い。

アルベードや熱容量の分布からは次のような氷の様子が考えられる： $QR=0$ の場合には、両極域にそれぞれの冬を中心にして、南極の方が長時間、氷が存在するのに対して、 $QR=-0.58$ の場合には、両極とも年中氷が存在し、特に南半球の中緯度では夏のみ氷のない状態で、他の季節にはかなりの氷で覆われていることが示されている。

4. 結 び

前報¹⁾で提出した時間・空間スペクトル方式による熱エネルギー平衡気候モデルを2次元モデルに拡張して、海陸分布の東西方向と南北方向の非対称性が解に及ぼす影響を検討して以下の結果を得た。

東西方向の海陸分布非対称性から生ずる定常強制項に対する全球平均温度の解を追跡してみると、応答の大きさが大きく変化することが見られた。1年の季節変化に対応する周期的強制項も考慮に入れたが、ここで与えた程度の大きさでは、東西方向非対称強制項の定常部分の大きさが、解の応答特性を大きく変えている。そして、このような東西・南北方向に非対称的な定常強制項が大きい場合の全球温度分布では、当然予想されるように東西・南北に大きな非対称性が見られる。しかし、東西平均温度場の赤道と両極間の南北傾度は、非対称定常強制項がない場合のそれに比べてかなり小さくなっている。

また南北両半球海陸分布の非対称性から生ずるものとして、次のような興味ある結果が得られた：ここでは南極大陸を考慮にいれてないけれども、南半球の高緯度では一年を通じて氷が存在し得る温度状態である。これに対して北極周辺では、東西方向に非対称な海陸分布から生ずる強制が小さい場合には冬半年に限られており、また東西方向の非対称的強制が強い場合でも1年中氷の存在する領域はごく極付近に限られている。このような結果は、極域の氷床や海水を考慮した、より高次の気候系モデルで割合短い時間スケールや氷期・間氷期のように長い時間スケールの気候変動の研究に進むべきこと、そして興味ある結果が得られるであろうことを示唆している。

ここで用いたモデルは、極端な波数切断によってかなり単純化したものであり、当然のことながら定量的な議論には不十分である。ここに得られたような解の応答特性などに対する定性的結論が、より精密な（特に時間に関して高次スペクトル成分を考慮に入れた）モデルでも成立するかどうか、いいかえると解が「構造的に安定」であるかどうか検討しなければならない。現在別の解法の併用によって、時間スペクトル展開しない場合の「厳密解」に相当するものを求めるための計算を行なっているが、それによってこの点の確認が可能になるものと期待される。

謝 辞

計算には、京都大学理学部附属気候変動実験施設の計算機システム（FACOM M 340 R）および京都大学大型計算機センター（課題番号：A 52465）を利用した。

参 考 文 献

- 1) 岩嶋樹也・畑澤宏善・山元龍三郎：時間-空間スペクトル法によるエネルギー平衡気候モデル，京大防災研年報，第30号 B-1，1987，pp. 327-340.
- 2) Yamamoto, R., T. Iwashima, Sanga.N.-K. and M. Hoshiai: An analysis of climatic jump, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 64, 1986, pp. 273-281.
- 3) 山元龍三郎・岩嶋樹也・サンガ=ンゴイエ=カザディ・星合誠：気候ジャンプ，京大防災研年報，第29号 B-1，1986，pp. 297-313.
- 4) Iwashima, T. and R. Yamamoto: Time-space spectral general circulation model I. Time-space spectral model of low-order barotropic system with periodic forcing, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 64, 1986, pp. 183-196.
- 5) 山元龍三郎・岩嶋樹也・サンガ=ンゴイエ=カザディ・星合誠：大気大循環における気候ジャンプ，京大防災研年報，第30号 B-1，1987，pp. 309-325.
- 6) Wiin-Nielsen, A.: On simple climate models with periodic and stochastic forcing, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, Vol. 28, 1984, pp. 1-30.
- 7) Hartman, D. L. and D. A. Short: On the role of zonal asymmetries in climate change, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979, pp. 519-528.
- 8) Oerlemans, J.: On zonal asymmetry and climate sensitivity, *Tellus*, Vol. 32, 1980, pp. 489-498.
- 9) Sellers, W. D.: A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 8, 1969, pp. 392-400.
- 10) Oerlemans, J. and H. M. Van den Dool: Energy balance climate models: Stability experiments with a refined albedo and updated coefficients for infrared emission, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, 1978, pp. 371-381.
- 11) Kubiček, M. and M. Marek: Computational methods in bifurcation theory and dissipative structure, Springer-Verlag, New York, 1983.