

オーム散逸によるホット・ジュピターの熱進化

荒井 隆志 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

恒星に極めて近い位置にあるにも関わらず、木星級の半径・質量を持つ系外惑星は「ホット・ジュピター」と呼ばれている。このホット・ジュピターが何故大きな半径を持つのかは、未だ謎多き問題である。この問題を説明する方法の一つに、オーム散逸による惑星内部の加熱がある。恒星からの強い照射を受けた惑星の大気は、アルカリ金属元素がイオン化する程度まで加熱され高速で循環している。この帯状の気流は、惑星の大気に流れる電流と見なせる。電流と惑星の磁場の相互作用によって惑星内部に誘導電流が生じ、この誘導電流のオーム散逸によって生じた熱で惑星が支えられている。このオーム散逸による加熱と生じた熱による惑星の構造形成を数値的に計算し、有効温度や質量などの境界条件を与えたときに到達する半径が導かれている。この数値計算結果から、惑星が現実的な重金属コアを持っている場合、オーム散逸モデルはホット・ジュピターの観測例を十分説明できることが分かった。

1 Introduction

1995年に初めての系外惑星が発見されて以来、現在までに多くの系外惑星が発見されている。その中には、HD209458b や Tres-4b, HD189733b のような木星級の質量・半径を持ちながらも、恒星に近い軌道 ($\sim 0.05\text{AU}$) を数日という短い周期で公転している系外惑星がある。これらの系外惑星は、軌道が恒星に極めて近いために大気が高温に加熱されている (時には 2000K を超えることもある)。以上の特徴からこれらの系外惑星は、「ホット・ジュピター」と呼ばれている。

何故「ホット・ジュピター」がこんなに大きな半径を持ちうるのかは、従来のガス型惑星の理論で説明することができていない。そのため、この問題を解決しうる様々な説明が提唱されている。潮汐力による加熱や、大気の光学的厚みの増大、二重拡散対流などがその一例にあたる。だが、それらの解決法は全ての観測結果を満たしてはいない。

ホット・ジュピターの半径のインフレーション問題を解決する方法の一つに、オーム散逸による加熱がある。恒星からの照射による加熱は経度により異なるため、ホット・ジュピター表面に高速で回転する赤道方向の帯状流 ($v \sim 1\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) が生じる。大気は高温に熱せられており、アルカリ金属元素の一部が電離する。電離したアルカリ金属を含む帯状流は電

流のようにふるまい、惑星磁場と相互作用して惑星内部に誘導電流を引き起こす。この誘導電流のオーム散逸により惑星内部のエントロピーが維持される。

オーム散逸の効果と惑星構造の進化を組み合わせた数値計算を有効温度や重元素の含有量などの条件を変えて行った。このように惑星の進化を数値的に解き、観測結果と付き合わせることで、オーム散逸の効果により半径のインフレーション問題を解決し得るかを評価できる。

2 惑星構造と電気伝導度

温度が与えられたとき、各元素のイオン化は Saha の式 (1)

表 1: ホット・ジュピターの例

	HD209458b	Tres-4b	HD189733b
質量	$0.71M_J$	$1.13M_J$	$0.92M_J$
半径	$1.35R_J$	$1.80R_J$	$1.14R_J$
軌道半径	0.045AU	0.051AU	0.031AU
周期	3.52d	3.55d	2.22d
表面温度	1130K	1782K	1117K

$$\frac{n_j^+ n_e}{n_j - n_j^+} = \left(\frac{m_e k_b T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp(-I_j/k_b T) \quad (1)$$

によって決定される。ここで、 n_j, n_j^+ は j に対応する元素の全数密度とイオンの数密度であり、 I_j はイオン化ポテンシャルの値である。

ホット・ジュピターの大気は、H, He 原子を電離するまでには高温ではないが、Na や K などのアルカリ金属元素を部分的に電離することはできる。これにより、ホット・ジュピター内部の電気伝導度が主にイオン化した H, He 原子に起因する一方、外側の領域の電気伝導度はイオン化したアルカリ金属元素によって決定される。この H, He かアルカリ金属元素のどちらが主因になるのが切り替わる境界は、 $P \sim 300\text{mbar}$ である。

電子の数密度が分かれば、式 (2) によってガスの電気伝導度が求まる。

$$\sigma = \frac{n_e}{n} \frac{e^2}{m_e A} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8k_b T}} \quad (2)$$

n は数密度であり、 A は散乱断面積で重み付けられた数密度である。このようにして電離したアルカリ金属が、大気に $\sigma \sim 10^{-3} - 1\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$ の電気伝導度をもたらす。

3 解析モデル

ホット・ジュピターには複数の気流が存在しているとされている。上層 ($P \lesssim 30\text{mbar}$) では、恒星直下点からその反対側へ向かう、明暗境界線に対して対称な気流である。一方、下方では帯状の気流が存在すると、シミュレーションにより示されている。

今回、定式化の際に、惑星磁場の双極モーメントと惑星の回転軸が一致しているとし、気流も帯状流だけを考えるようにする。これにより、惑星は回転軸に対して対称性を持ち、定式化や数値計算を行いやすくなる。また、誘導電流は経度方向の成分しかもたないとしている。誘導電流は大気中では極から赤道上へ流れ、赤道上で惑星内部へと浸透し極に向かう。このようにして誘導電流は循環する (図 1)。

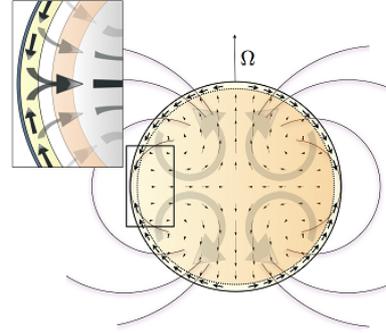


図 1: 矢印: 誘導電流 \mathbf{J}_{ind}

誘導方程式は式 (3) のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \lambda (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

$\lambda \equiv 1/\mu_0 \sigma$ は磁気拡散率である。ここで磁場を惑星の双極磁場 ($\mathbf{B}_{\text{dip}}, \nabla \times \mathbf{B}_{\text{dip}} = 0$) と誘導磁場 (\mathbf{B}_{ind}) の 2 つに分割して考える。

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{dip}} + \mathbf{B}_{\text{ind}} \quad (4)$$

また、誘導磁場と速度場が同じ方向を向いていると仮定する ($\mathbf{v} \times \mathbf{B} \approx \mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{dip}}$)。以上の仮定の下での定常状態 ($\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$) の誘導方程式は式 (5) のようになる。

$$\nabla \times \lambda (\nabla \times \mathbf{B}_{\text{ind}}) = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{dip}}) \quad (5)$$

ここでアンペールの法則 ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$) を用いると、誘導方程式は式 (6) のようなオームの法則の形になる。

$$\mathbf{J}_{\text{ind}} = \sigma (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{dip}} - \nabla \Phi) \quad (6)$$

ここで電流の保存則 ($\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$) を用いると、式 (7) が得られる。

$$\nabla \cdot \sigma \nabla \Phi = \nabla \cdot \sigma (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{dip}}) \quad (7)$$

4 オーム散逸

非粘性の Navier-Stokes 方程式を考える。

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} - \frac{\nabla P}{\rho} + \mathbf{g} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{\rho} \quad (8)$$

ここで右辺の最初の項がコリオリ力を、最後の項がローレンツ力を表している。

ここで今対象としているローレンツ力だけに着目すると、流体の単位体積当たりの運動エネルギーの変化率は次のようになる。

$$\left(\frac{\rho Dv^2}{2 Dt}\right)_L = \mathbf{v} \cdot \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

ここでオームの法則 (6) を用い、誘導電流が惑星外縁でゼロになることを課すとガウスの積分定理により、全オーム散逸量との関係が求まる。

$$\int \left(\frac{\rho Dv^2}{2 Dt}\right) dV = - \int \frac{J^2}{\sigma} dV \quad (10)$$

定常状態では、全オーム散逸と流体になされる仕事量は等しい。だが、流体になされる仕事は効率因子 ϵ 、すなわち流体に仕事をなせる照射量によって制限される。

また、効率因子 ϵ は式 (11) によって見積もられる。

$$\epsilon \sim 0.01 \left(\frac{\rho}{0.1\text{kg/m}^3}\right) \left(\frac{v_\phi}{1\text{km/s}}\right) \left(\frac{H}{1000\text{km}}\right) \left(\frac{1500\text{K}}{T_{\text{eff}}}\right)^4 \quad (11)$$

ここで、 H は大気の高さスケールを表している。

5 解析結果

今まで挙げてきた方程式系を用い、様々な初期条件、有効温度 ($T_{\text{eff}} = 1000\text{K} \sim 1500\text{K}$)・質量 ($0.23M_J \sim 3M_J$)・効率因子 ($\epsilon = 1\%, 2\%, 3\%$) での数値計算が行われ、惑星の進化の追跡・観測例との比較がなされている (Batygin and Stevenson. (2011))。

数値計算により惑星の時間発展させていく間に、惑星半径が単調減少し平衡値に落ち着いたものもあれば、時間経過で大きく半径が増大していくものもあった。なお、アルカリ金属元素の中で主要な働きをしていたものは K であり、大気中の電子の主な源となる働きをしていた。

これらの数値計算の結果がまとめられ、質量と有効温度・有効因子と、進化後の惑星半径のグラフが得られている (図 2-4)。このグラフとホット・ジュピターの観測結果とを比較した結果、惑星の重元素

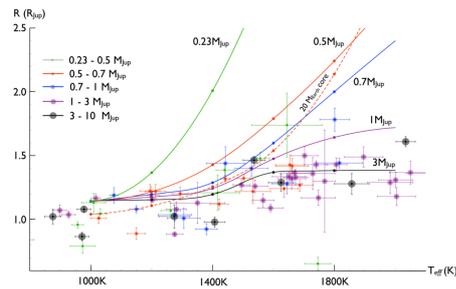


図 2: 実線: $\epsilon = 1\%$ での数値計算結果、点:観測結果

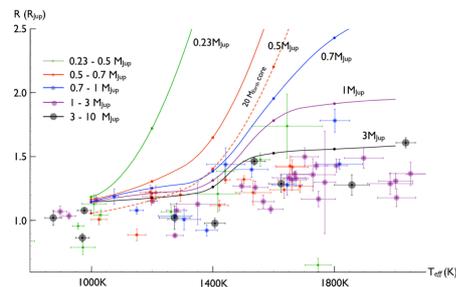


図 3: 実線: $\epsilon = 3\%$ での数値計算結果、点:観測結果

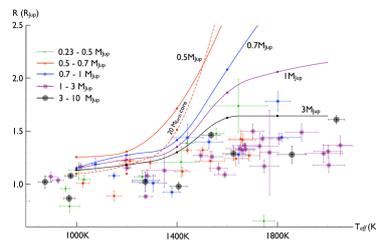


図 4: 実線: $\epsilon = 5\%$ での数値計算結果、点:観測結果

含有量の変化によるオーム散逸モデルの最大半径の変化によってホット・ジュピターの全観測例が説明できるため、このオーム散逸モデルは有効であることが分かる。

また、重いコアを持たない小質量惑星でも半径のインフレーションが起こりうることも示された。そのような惑星は、自身のロシェ・ローブを超えて膨張し、数十億年のタイムスケールで小さな岩石コアになると予測される。

Reference

Batygin, K., Stevenson, D. J., & Bodenheimer, P. H.
2011, ApJ, 738, 1

Batygin, K., & Stevenson, D. J. 2010, ApJL, 714, L238