

중위도 대기 대순환의 역학적 메커니즘 규명: 이론적 틀 제시

문우석* · 안수현

국립부경대학교 지구환경시스템과학부 환경대기과학전공

(접수일: 2025년 10월 22일, 수정일: 2025년 11월 3일, 게재확정일: 2025년 11월 3일)

Unraveling The Dynamics of General Circulation in Mid-Latitudes: A Theoretical Framework

Woosok Moon* and Soohyun Ahn

Department of Environmental Atmospheric Sciences, Pukyong National University, Busan, Korea

(Manuscript received 22 October 2025; revised 3 November 2025; accepted 3 November 2025)

Abstract The general circulation in mid-latitudes is characterized by planetary geostrophic motion, where heat and momentum fluxes from synoptic eddies play a crucial role. The poleward heat flux, produced by baroclinic eddy growth, reduces the meridional temperature gradient and is parameterized as eddy diffusion. Similarly, eddy momentum flux, driven by barotropic wave breaking, is assumed proportional to the horizontal shear of the zonal mean zonal wind, intensifying upper-level westerlies. Incorporating turbulent eddy parameterizations into the planetary-scale heat equation, a balance is achieved between the two fluxes, resulting in eddy-driven circulations in mid-latitudes akin to the Farrell cell. The meridional domain is governed by a fourth-order characteristic equation, exhibiting two primary features related to anomalous potential temperature. The first feature is a linear decline in anomalous potential temperature, inducing westerly winds in midlatitudes. The second feature, represented by a trigonometric function, corresponds to jet streams generated by eddy momentum flux. The meridional structure of the circulation is influenced by three factors. The first factor is a structural number D/SM , where D represents eddy diffusivity, S signifies dry static stability, and M is the proportionality constant for momentum flux, summarizing the life cycle of synoptic eddies. The second factor relates to planetary size relative to the external Rossby deformation radius. Finally, a vertical structure of the atmosphere, associated with eigenvalues of the vertical mode in the main heat equation, constitutes the third factor. The combination of these three factors within the characteristic equation determines the location and number of eddy-driven circulations in mid-latitudes.

Key words: General circulation, Heat flux, Eddy momentum flux, Jet stream

1. 서 론

지구의 대규모 대기는 열대 지역의 초과 에너지를 고위도로 재분배하는 매개체 역할을 한다(Held and

Hoskins, 1985). 또한 대기 대순환은 평균장(mean field) 일 뿐 아니라 배경장으로서 대기 중 단기적인 날씨 패턴의 행동을 제어한다(Starr, 1956). 이러한 순환은 열대 지역에서 우림을 형성하는 대규모 열대 대류, 주요 사막이 위치한 열대 지역 가장자리 부근의 하강 구역(Webster, 2004), 그리고 난류성(turbulent) 종관 에디가 날씨와 기후에 영향을 미치는 중위도를 포함하는 다양한 대기의 특징을 포함한다(Schneider, 2006). 대기 불안정으로 인해 발생하는 대류와 같은 유체의

*Corresponding Author: Woosok Moon, Department of Environmental Atmospheric Sciences, Pukyong National University, 45 Yongso-ro, Nam-gu, Busan 48513, Korea.
Phone: +82-51-629-6643, Fax: +82-51-629-6638
E-mail: woosok.moon@gmail.com

움직임은 비정형적인 난류를 다양하게 발생시키지만, 대기 대순환은 지구상에 세 개의 자오선 순환 세포(cell)로 구성된 조직적인 구조를 보인다(Held and Hoskins, 1985).

이러한 경우 근본적인 질문을 제기할 수 있다. 난류성 에디들은 지균 및 정역학적 균형, 행성의 크기, 다양한 기체가 포함된 복사 전달과 같은 대규모 대기 조건에 의해 부과된 제약을 준수하면서 어떻게 조직적인 순환 형성에 기여하는가? 이러한 질문은 오랫동안 대기과학의 핵심 주제로 다루어져 왔다.

열대에서 아열대에 걸쳐 있는 해들리 순환(Hadley circulation)은 열대 우림과 아열대 사막의 기후를 형성하는 데 중요한 역할을 한다(Webster, 2004). 열대 지역의 지표면 근처 공기는 대류를 통해 상승한 후 극-쪽으로 이동한다. 그러나 복사 냉각으로 인한 에너지 손실로 인해 극에 도달하지 못하고, 아열대 지역에서 하강한다. 해들리 순환의 구조를 이해하는 데 있어 중요한 이론적 발전은 동적 제약 조건인 각운동량 보존의 적용에서 비롯되었다(Held and Hou, 1980). 이 제약은 관련된 비선형 모멘텀 방정식을 단순화하였다. 동서 방향으로 대칭인 조건에서 각운동량 보존은 해들리 셀 경계 지역에서의 동서풍 세기를 계산할 수 있게 하였다. 또한 해들리 순환의 경계와 적도의 온위를 결정하기 위해 두 가지 열역학적 제약을 적용하였다. 첫째, 경계를 기준으로 적도의 온위와 중위도 온위는 연속적인 성질을 지녀야 하며, 둘째, 순환 세포 내에서 획득한 에너지와 잃는 에너지의 양이 동일해야 한다. 이러한 제약들은 열대 지역의 온위와 해들리 순환 세포 가장자리의 위도를 계산하는 것을 가능하게 하였으며, 동서 방향으로 평균된 동서풍 및 열대 무역풍과 같은 실제 순환의 주요 특징을 성공적으로 재현하였다(Held and Hou, 1980; Lindzen and Hou, 1988).

각운동량 보존에 기반한 기존 모델과 구조적으로 유사함에도 불구하고, 이러한 이론은 지구 온난화와 관련된 문제에 적용될 때 한계를 드러냈다(Lu et al., 2007). 재분석 자료 분석(Nguyen et al., 2013; Choi et al., 2014; Davis and Davis, 2018)과 기후모델 시뮬레이션(Kang and Lu, 2012; Seo et al., 2014; Grise and Davis, 2020)은 지구 온난화로 인해 해들리 순환이 확장되고 있음을 보여준다. 그러나 열대 지역의 고립된 순환을 가정한 기존 이론은 중위도와의 상호작용을 충분히 고려하지 못하여 이러한 확장을 설명하는 데 한계를 드러냈다(Lu et al., 2007; Seo et al., 2023).

최근의 수치모델링 연구는 이러한 해들리 순환 세포의 역학이 종관 규모 에디의 생애주기에 의해 조절됨을 제시하였고(Levine and Schneider, 2015), 기존 이론의 각운동량 보존 가정이 에디(eddy)의 효과를 포함

하여 재평가되고 있다(Walker and Schneider, 2006). 기존 이론은 각운동량이 보존되는 부시네스크(Boussinesq) 근사 하에 구축되었으나 (Held and Hou, 1980), 대기 역학을 보다 정확히 기술하는 원시 방정식(primitive equations)에서 중위도 에디의 영향을 포함하는 경우 동서 평균류만의 각운동량 보존이 완전히 성립하지 않는다. 각운동량 보존은 여전히 근사적으로 유효할 수 있으나, 중위도 에디의 고려없이 운동량 방정식의 정확한 해를 제공하지는 않는다.

이러한 불일치는 특히 폭성, 토성, 그리고 금성에서 관측되는 열대 초회전(super-rotation)현상을 설명할 때 두드러진다. 이 현상은 행성의 자전속도보다 빠른 동서방향의 흐름으로, 수평 에디에 의한 운동량 수송의 결과로 해석된다. 지구 대기의 경우 적도에서 정지된 공기가 각운동량을 보존하면서 고위도로 이동하면서 서풍을 만들어내고 있다. 즉, 적도에서는 평균적으로 두드러진 방향의 바람이 거의 존재하지 않는 상태여야 한다. 그러므로, 초회전은 이론적으로 열대 지역의 평균 동서풍은 거의 0에 가까워야 한다는 점에서 모순되어 평균류의 각운동량 보존 이론만으로는 재현할 수 없다(Suarez and Duffy, 1992; Saravanan, 1993). 이러한 한계로 비추어볼 때 중위도 에디의 움직임으로 형성되는 난류성 열속 및 운동량속의 영향을 포함한 새로운 이론적 틀이 요구된다.

중위도 대규모 대기 역학의 비선형적 특성은 모델 시뮬레이션(Simmons and Hoskins, 1978; Thorncroft et al., 1993)과 재분석 자료 분석(Randel and Stanford, 1985; Moon and Feldstein, 2009)을 통해 광범위하게 연구되었다. 이 지역 역학의 주요 동인 중 하나는 종관 규모 에디의 생애주기(Edmon Jr et al., 1980)로, 이는 에너지를 고위도로 전달하는 동력원으로 작용한다. 종관 에디는 경압 평균장에서 에너지를 추출하며 성장하고, 난류성 극향 열속을 통해 자오선 방향의 온도 경도를 약화시킨다(Charney, 1947; Eady, 1949; Phillips, 1951). 온도 경도의 약화는 온도풍 균형을 유지하기 위해 동서풍의 세기의 감소로 이어진다. 발달한 종관 에디가 상층 제트 기류의 적도 쪽에 도달하면, 에디 운동량속을 통해 에너지를 다시 평균장으로 환류시켜 동서풍을 강화한다(Simmons and Hoskins, 1978).

중위도에서 종관 에디의 생애주기는 페렐 순환(Ferrel cell)으로 알려진 또 다른 순환을 생성한다(Held and Hoskins, 1985). 페렐 순환은 종관 에디에 의해 생성된 난류성 열속과 운동량속 간의 동적 균형으로 만들어진다. 수치모델(Maher et al., 2019)과 재분석 자료(Lorenz and Hartmann, 2001)를 이용한 다양한 연구들은 열대 및 극지방과의 상호작용, 그리고 지구 온난화와 연관성을 포함하여 페렐 순환의 여러 측면

을 규명하였다. 그러나 제트 기류의 형성, 그 주변의 연직 운동, 행성 크기, 그리고 난류 에디의 특성에 따른 다중 제트 구조를 포괄적으로 설명할 수 있는 이론적 모델은 아직 제시되지 않았다. 이러한 이론의 부재는 지구 온난화가 중위도 순환에 미치는 영향을 체계적으로 이해하는 데 걸림돌로 작용을 한다.

대규모 대기 역학에 대한 기존의 이론적 해석은 주로 준지균 잠재와도 방정식(quasi-geostrophic potential vorticity equation)를 많이 활용한다(Pedlosky, 2013). 이 방정식은 지균 및 정역학적 균형을 만족시키면서 대규모 대기 운동을 기술하는 원시 방정식의 근사로 사용된다. 특히 종관 에디의 동적 특성을 포착하도록 설계되어 있어, 이를 통해 경압 불안정성에 의한 생성에서 상층에서의 붕괴에 이르기까지 종관 에디의 생애주기를 적절히 묘사하는 것으로 알려져 있다(Simmons and Hoskins, 1978).

준지균 잠재와도 방정식은 다양한 평균장 조건하에서 종관 에디의 세부적인 동적 특징을 분석하는 데 유용하다. 그러나 동일한 방정식이 난류성 종관 에디가 시간에 따라 평균적으로 전달하고 축적하는 운동량 및 열의 영향, 즉 에디의 누적 효과로 형성된 에디 구동 순환의 구조를 적절히 설명할 수 있는지에 대해서는 여전히 논의가 지속되고 있다. 이러한 누적된 효과란 개별 에디가 짧은 시간 동안 발생하고 소멸하더라도, 그 평균적인 영향이 장기적으로 대기 순환에 변화를 초래하는 현상을 의미한다. 따라서 이러한 장기적 효과를 이해하기 위해서는 종관 에디의 시공간적 규모보다 더 큰 규모를 포괄하는 이론적 틀이 요구된다. 이 틀은 시간과 공간에 걸쳐 여러 종관 에디의 통합된 효과를 포착할 수 있어야 한다. 요약하면, 준지균 잠재와도 방정식은 종관 에디의 세부 역학을 해석하는 데 효과적이지만, 난류성 종관 에디의 집합적 효과에 의해 형성되는 에디 구동 순환의 구조를 완전하게 설명하기에는 한계가 존재한다.

최근 연구에서는 원시 방정식을 보다 체계적이고 간결하게 표현하기 위해 다중 규모 형식론(multi-scale formalism)이 활용되었다(Dolaptchiev and Klein, 2013; Moon and Cho, 2020). 큰 규모는 행성 규모 지균 운동(planetary geostrophic motion)으로 불리며(Phillips, 1963), 외부 로스비 변형 반경(지구상 약 3,000 km)에 의해 결정되는 길이 규모를 특징으로 한다. 반면, 더 작은 규모는 준지균 잠재와도 방정식으로 표현되며, 중위도 종관장의 동역학적 특성을 설명하는 데 사용된다. 이 형식론은 두 규모 간의 상호작용을 기술하는 데 적합하다(Moon and Cho, 2020).

두 규모 간의 상호작용은 파동-평균 상호작용(wave-mean interaction)으로 해석될 수 있다. 이때 행성 규모 지균 운동은 종관 에디의 경압 성장을 위한 유효

위치 에너지를 제공하는 평균장 역할을 수행한다. 행성 규모 지균 방정식은 열역학 에너지 방정식을 기반으로 하며, 육지-해양 대비와 같은 외부 열속뿐 아니라 종관 에디에 의해 유도된 난류성 열속 및 운동량속의 영향을 받는다. 행성 규모 지균 운동이 독립적으로 존재하기 보다는 종관 규모의 영향을 고려했을 때 정의됨을 의미한다. 중위도에서 에디 구동 순환은 종관 에디가 성장과 쇠퇴를 반복하는 동서방향 대칭 평균장으로 이해될 수 있다.

다중 규모 형식론은 행성 규모 지균 운동과 준지균 잠재와도 방정식으로 표현되는 소규모 과정 간의 상호작용을 고려함으로써 대규모 대기 역학에 대한 보다 포괄적 이해를 가능하게 한다. 파동-평균 상호작용을 확장함으로써, 에디 구동 순환의 형성에 있어 종관 에디의 역할과 대규모 대기 순환과의 연관성에 대한 새로운 통찰을 도출할 수 있다.

이 연구는 페렐 순환과 유사한 정상 상태 해(steady-state solution)를 제공할 수 있는 잠재적 후보로서 행성 규모 지균 운동에 초점을 둔다. 주요 방식은 행성 규모 변수를 이용하여 난류성 열속 및 운동량속을 매개변수화하는 것이다. 이를 통해 중위도의 에디 구동 순환을 기술하는 행성 규모 지균 운동의 해석적 해를 개발하고자 한다. 이러한 목표를 달성하기 위해, 난류성 열속과 운동량속의 효과를 반영하는 단순하면서도 물리적으로 일관된 매개변수화를 도입하여 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 정상 상태 해를 구축한다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 제2장에서는 다중 규모 형식론을 개괄하고, 중위도를 위한 매개변수화된 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 유도 과정을 제시한다. 제3장에서는 주요 방정식의 해를 구성하고 이에 대한 해석을 제안한다. 마지막으로 제4장에서는 연구 결과의 시사점과 향후 연구 방향을 논의한다. 본 연구는 행성 규모 지균 운동의 이론적 틀 내에서 해석적 해를 공식화함으로써, 중위도 에디 구동 순환의 물리적 이해를 심화하는 데 기여하고자 한다.

2. 동서 방향으로 대칭인 대기에서의 행성 규모 지균 운동

2.1 다중 규모 형식론

동서 방향으로 대칭인 대기에서 중위도 대규모 대기 역학은 준지균 방정식(Charney and Phillips, 1953)을 통해 광범위하게 연구되어 왔다. 이 방정식은 종관 에디의 성장과 쇠퇴 과정을 중심으로, 난류성 열속 및 운동량속의 생성을 설명한다(Pedlosky, 1970). 준지균 방정식을 해석하면 종관 에디의 생애주기와 동서 평균장 간의 상호작용을 포착할 수 있다. 중위도 대기 대순환은 동서방향 평균장과 종관 에디 간의

상호작용으로부터 발생하는 현상으로 해석된다 (Schneider, 2006). 이는 준지균 방정식만으로는 대기 대순환 전체를 충분히 표현하지 못함을 시사한다. 준지균 방정식은 종관 에디의 역학을 이해하는 데 유용하지만, 대기 대순환의 구조와 거동을 완전하게 설명하기에는 한계가 존재한다. 대기 대순환의 특성 길이 규모가 내부 로스비 변형 반경보다 훨씬 크다는 점을 고려하면, 중위도 대기 대순환은 개별 에디의 세부 역학보다는 다수의 에디가 누적적으로 형성하는 대규모 구조의 변화를 통해 이해되어야 한다. 따라서 중위도 대기 대순환의 역학을 정량적으로 기술하기 위해서는 더 큰 공간 규모를 포괄하는 이론적 틀의 구축이 요구된다.

행성 규모 지균 운동(planetary geostrophic motion)은 원시 방정식의 근사로, 외부 로스비 변형 반경이 기준 길이 규모로 사용된다(Moon and Cho, 2020). 준지균 방정식과 달리, 행성 규모 지균 운동은 외부 열 강제력과 종관 에디에 의해 유도된 난류성 열속 및 운동량속을 고려하여 온위의 시공간적 변화를 계산한다. 이 체계에서 바람은 지균 및 정역학적 균형뿐 아니라 스베드руп(Sverdrup) 균형을 포함한 기본적인 필수적인 역학적 균형들에 의해 결정된다. 대기 대순환의 공간적 규모를 고려하면, 행성 규모 지균 운동과 종관 에디 간의 상호작용은 중위도 대기 대순환의 주요 특성을 재현하기에 충분한 틀을 제공한다. 이러한 접근은 종관 에디의 역학이 더 큰 규모의 운동에 미치는 영향을 정량적으로 표현하며, 대기 대순환의 구조와 거동을 이해하는 데 핵심적인 기반을 마련한다.

동서 방향으로 대칭인 대기에서의 행성 규모 지균 운동(Moon et al., 2021)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} U_L &= -\frac{\partial P_L}{\partial Y} \\ \frac{\partial \Theta_L}{\partial t} &= -\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_L \frac{\partial}{\partial x}\right) \Theta_0 - \frac{\partial}{\partial x} (u_0 \Theta_0) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial y} (v_0 \Theta_0) - w_1 \left(\frac{\partial \Theta_L}{\partial z} + S\right) - v_0 \frac{\partial \Theta_L}{\partial Y} + Q_L \\ \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 P_0 + (u_L + u_0) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 P_0 + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 P_0 \\ &\quad + \beta v_0 = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) w_1 \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 $\frac{1}{H} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{d\rho_s(z)}{dz}$, $S = \frac{1}{F\Theta_s} \frac{d\Theta_s(z)}{dz}$ 로 정의된다. 여기에서 $\rho_s(z)$ 와 $\Theta_s(z)$ 는 각각 반구 평균 밀도와 온위의 수직 프로파일을 나타내며, F 는 프루드 수(Froude number)이다. 방정식(1)은 다중 규모 분석의 결과로 도출된 식으로, 아래 첨자 L 은 행성 규모 변

수를 0, 1은 종관 규모 변수를 나타낸다. 따라서, P_L , Θ_L , u_L 은 각각 행성 규모의 기압, 온위, 동서 방향 풍속을 나타낸다. 또한, $\Theta_L = \frac{\partial P_L}{\partial z}$ 이란 관계를 만족한다. 유사하게, P_0 , Θ_0 , u_0 , v_0 으로 표시되는 종관 규모 변수들은 지균 및 정역학적 균형을 포함한 기본적인 균형을 따른다. w_1 은 종관 규모 연직 속도로서, 열역학 에너지 방정식과 수평 와도 사이의 연결 고리 역할을 한다. 동서 방향 대칭성에 따라 방정식(1)에 대해 동서 방향 평균(zonal average)을 수행해야 하며, 그 결과는 다음과 같이 나타난다.

$$\begin{aligned} U_L &= -\frac{\partial P_L}{\partial Y} \\ \frac{\partial \Theta_L}{\partial t} &= \frac{\partial \Theta_0}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial y} v_0 \Theta_0 - \bar{w}_1 \left(\frac{\partial \Theta_L}{\partial z} + S\right) + \bar{Q}_L \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial y} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \bar{u}_0 v_0 = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) \bar{w}_1 \end{aligned} \quad (2)$$

종관 규모 변수들은 행성 규모 운동의 기본 시간 규모와 유사한 충분한 시간 규모 동안 평균이 0이라고 가정한다. 따라서, 방정식(2)에서 시간적 진화 항들을 무시할 수 있다. 동시에, 종관 규모의 공간 미분을 행성 규모의 공간 미분으로 변환해야 한다. 종관 규모 미분의 공간 평균은 $\frac{\partial}{\partial y}$ 를 $\varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial Y}$ 로 변환한다. 여기서 ε 은 행성 규모 로스비 수(Rossby number)를 의미하며, $\varepsilon^{1/2}$ 은 두 길이 규모의 비율인 $L/L_D \simeq \varepsilon^{1/2}$ 에서 유도된다. 이때 행성 규모 길이 L_D 는 외부 로스비 변형 반경이고, 종관 규모 길이 L 은 내부 로스비 변형 반경이다(Moon et al., 2021, 2022).

이러한 근사를 적용하면, 최종적으로 다음과 같은 형태의 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} U_L &= -\frac{\partial P_L}{\partial Y} \\ \frac{\partial \Theta_L}{\partial t} &= -\varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial Y} v_0 \Theta_0 - S \bar{w}_1 + \bar{Q}_L \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) \bar{w}_1 &= -\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \bar{u}_0 v_0 \end{aligned} \quad (3)$$

행성 규모 온위 Θ_L 를 결정하기 위해서는 관련된 다양한 물리적 과정을 고려해야 한다. 작은 매개변수 ε 의 존재는 섭동적 접근(perturbative approach)을 가능하게 하며, 이때 Θ_L 는 주요 항 Θ_s 와 섭동항 $\varepsilon^{1/2} \eta_L$ 의 합, 즉 $\Theta_L \simeq \Theta_s + \varepsilon^{1/2} \eta_L$ 로 표현될 수 있다. 이 섭동해는 작은 매개변수 ε 에 의해 조직된 계층적 구조를

기반으로 하며, Θ_L 의 결정에 영향을 미치는 물리적 과정을 이해할 수 있게 한다. Θ_L 을 주요 항과 섭동항으로 분해함으로써, 이 계층 구조는 전체 온위장에 대한 각 물리적 과정들의 기여를 체계적으로 분석할 수 있다. 주요 항 Θ_S 는 선도 차수(leading-order) 기여를 나타내며, 섭동항 $\varepsilon^{1/2}\eta_L$ 은 보다 작은 규모 과정의 영향을 반영한다.

$O(1)$ 차수에서 정상 상태 해 Θ_S 는 다음을 만족한다.

$$U_S = -\frac{\partial P_S}{\partial Y} \quad (4)$$

$$Q_L(\Theta_S) = 0$$

여기서 $\Theta_S = \frac{\partial P_S}{\partial z}$ 라고 나타낼 수 있다. 조건 $Q_L(\Theta_S) = 0$ 은 Θ_S 가 지역적인 열적 평형을 만족하는 값임을 나타내고 있다. 이러한 맥락에서, 열역학 에너지 방정식은 행성 규모의 열 강제력 Q_L 에 의해 일차적인 영향을 받는다. 열 강제력 Q_L 은 국지적 복사-대류 평형의 잔차로 해석되며, 이는 지역적으로 초과된 에너지를 고위도로 수송하기 위해 대규모 대기 운동을 유도한다. 따라서 정상 상태에서 Θ_S 는 복사-대류 평형과 연관된 온도로 간주된다(Held and Suarez, 1994).

복사-대류 평형은 Θ_L 의 결정을 지배하는 1차 물리 메커니즘으로, 복사 및 대류 과정을 포함하는 준평형 상태를 설정하며 대기 내 평형 온도를 정의한다. 특정 위치에서의 온도 계절 주기는 국지 기후의 주요 변동성을 반영하며, 복사-대류 평형이 이러한 변동성을 결정하는 핵심 요인임을 시사한다. 복사-대류 평형 온도는 동서 방향으로 대칭인 대기의 중위도에서 단일 제트 기류를 특징으로 하는 균형 상태를 설정하는데 사용된다(Held and Suarez, 1994).

섭동 전개에 다음 차수에서는 대기 역학이 온위 Θ_L 을 어떻게 변화시키는지를 보여준다. 우리는 복사-대류 평형 온도 Θ_S 근처에서 함수 Q_L 을 테일러 전개할 수 있다. 이때 확장은 $Q_L(\Theta_S + \varepsilon^{1/2}\eta_L) \approx Q_L(\Theta_S) - \varepsilon^{1/2}\frac{1}{\tau}$ 으로 나타낼 수 있으며, 여기서 $-\frac{1}{\tau} = \frac{\partial Q_L}{\partial \Theta_L}\bigg|_{\Theta_S}$ 이다. 여기

서 τ 는 국지적 복사-대류 평형의 반응 시간 스케일을 나타내며, 평형 상태에서부터의 편차에 대한 시스템의 민감도를 반영한다. τ 의 값은 지표면의 성질(육지 또는 해양), 해양 혼합층과 대기 경계층 간의 상호작용, 그리고 지배적인 육지 과정 등 다양한 요인에 의해 영향을 받는다. 이러한 요인들은 국지적 복사-대류 평형 Θ_S 의 설정 방식과 시스템이 변화에 얼마나 빠르게 반응하는지를 결정한다. Θ_S 의 결정과 반응 시간 척도

τ 는 국지적 열역학 과정과 대규모 대기 역학 간의 상호작용을 포착한다. 전반적으로, 이러한 섭동 전개에서, 다음 차수의 물리학은 대규모 대기 역학과 온위 Θ_L 을 형성하는 열역학적 과정 간의 상호작용을 포함한다. Q_L 의 확장과 민감도 매개변수 $-\frac{1}{\tau}$ 의 고려는 국지적 복사-대류 평형과 그 반응 시간 척도가 전체 대기 역학에 어떻게 영향을 미치는지에 대한 통찰력을 제공한다.

$O(\varepsilon^{1/2})$ 차수에서의 주요 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \eta_L}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial Y} \overline{v_0 \Theta_0} - \varepsilon^{-1/2} S \overline{w_1} - \frac{1}{\tau} \eta_L$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) \overline{w_1} = -\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \overline{u_0 v_0} \quad (5)$$

연직 속도항 $\overline{w_1}$ 이 $O(\varepsilon)$ 차수임에도 불구하고, 수평 와도의 역할을 고려하기 위해서 방정식에 포함되었다. 따라서, 평균 연직 속도는 수평 와도의 존재 결과로 발생하며, 대기 상층의 에디 운동량속과 밀접하게 관련되어 있다. 중위도의 대기 대순환이 에디 열속과 운동량속의 결합된 효과에 의해 영향을 받는다는 점을 고려할 때, 에디 열속과 함께 에디 운동량속의 영향을 통합하는 것이 바람직하다. 행성 규모 변수를 이용하여 에디 열속과 운동량속의 효과를 포착하기 위해서는 매개변수화가 요구된다. 목표는 이러한 속들의 기여를 행성 규모 지균 운동을 지배하는 더 큰 규모의 변수들로 표현하는 것이다. 적절한 매개변수화 기법을 적용하면, 에디 열속과 운동량속은 행성 규모 변수를 사용하여 단순화된 형태로 표현될 수 있으며, 이는 전체 대기 역학에 미치는 영향을 보다 포괄적으로 이해하는 데 기여한다.

2.2 에디 열속과 운동량속의 매개변수화

방정식(5)에 따르면, 대기 대순환의 전체 구조는 에디 열속과 운동량속 간의 상호작용, 그리고 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 해인 평균장과의 연계를 통해 결정된다. 행성 규모 온위 Θ_L 은 성장하는 종관 파동에 의해 생성된 자오선 방향 열속 수렴 $-\frac{\partial}{\partial Y} \overline{v_0 \Theta_0}$, 영에디 운동량속에 의해 유도된 종관 규모 연직 속도 $\overline{w_1}$, 그리고 뉴턴 냉각 항 $-\frac{1}{\tau} \eta_L$ 로 표현되는 안정화 과정 등 여러 요인의 영향을 받는다.

방정식(5)의 해를 구성하기 위해서는, η_L 및 u_L 과 같은 행성 규모 변칙 변수들을 사용하여 에디 열속과 운동량속을 매개변수화를 해야 한다. 여기서, Θ_L 은 $\Theta_S + \varepsilon^{1/2}\eta_L$ 로, U_L 은 $U_S + \varepsilon^{1/2}u_L$ 로 표현되며, Θ_S 와 U_S

는 각각 복사-대류 평형 온도와 동서 방향 풍속을 나타낸다. 에디 열속과 운동량속의 매개변수화는 종관 규모 시스템의 역학을 지배하는 경압 파동(baroclinic wave)의 생애 주기에 기반해야 한다. 경압 파동은 경압 불안정성(baroclinic instability)에 의해 성장하며, 이 과정에서 에디 열속은 최대 강도에 도달한다. 파동이 포화되면 적도 방향으로 전파되어 임계 위도 근처에서 붕괴한다. 이러한 파동 붕괴 과정은 운동량속을 생성하며, 이는 동서 방향으로 평균된 동서풍의 운동량에 기여한다.

극한 열속은 경압 불안정성과 밀접하게 연관되어 있는 반면, 에디 운동량속은 상층에서의 파동 붕괴와 관련이 있다. 종관 규모 시스템에서의 경압 불안정성은 동서 방향으로 평균된 동서풍의 강한 연직 시어를 필요로 하며, 이는 평균장의 자오선 방향 온도 경도에 비례한다. 경압 불안정성이 자오선 방향 온도 경도의 완화로 이어지므로, 에디 열속을 $\overline{v_0 \theta_0} \approx -D \frac{\partial \eta_L}{\partial Y}$ 로 근사할 수 있다. 여기서 D 는 에디 확산 계수를 나타내며, 저위도에서 고위도로 잔여 열을 수송하는 종관 에디의 능력을 정량화한다(Barry et al., 2002).

에디 운동량속은 중위도에서 동서 방향으로 평균된 동서풍을 강화하고 제트 기류를 유지하는 데 결정적인 역할을 한다(Edmon Jr et al., 1980). 에디 열속이 동서 방향으로 평균된 동서풍의 연직 시어를 약화시키는 반면, 에디 운동량속은 연직 시어를 증가시키는 역할을 수행한다. 정상 상태에서 동서 제트 기류의 존재와 유지는 두 상반되는 에디 속의 상호작용에 의해 결정된다. 에디 운동량속은 동서 방향으로 평균된 동서풍의 수평 시어에 대해 역경도(upgradient)일 것으로 예상된다(Held and Andrews, 1983; Dijkstra and van der Vaart, 1998). 이 관계는 $\overline{u_0 v_0} \approx \tilde{M} \frac{\partial u_L}{\partial Y}$ 로 표현

될 수 있으며, 여기서 $\tilde{M}$ 은 동서 방향으로 평균된 동서풍의 자오선 시어에 대한 에디 운동량속의 민감도를 제어하는 상수이다.

이와 같은 방식으로 에디 운동량속을 매개변수화함으로써, 에디 열속의 효과에 대응하고 동서 방향으로 평균된 동서풍을 강화하는 역학적 역할을 명시할 수 있다. 두 에디 속 간의 경쟁과 균형은 동서 제트 기류의 유지에 기여하고 중위도 대기 대순환의 전체 구조를 형성하는 데 핵심적인 역할을 한다.

제안된 매개변수화를 방정식(5)에 적용하면, 수정된 방정식은 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\frac{\partial \eta_L}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} - \varepsilon^{-1/2} S \bar{w}_1 - \frac{1}{\tau} \eta_L$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \bar{w}_1 = -\varepsilon \tilde{M} \frac{\partial^3 u_L}{\partial Y^3} \quad (6)$$

양변에 $\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right)$ 를 적용하고 정상 상태 조건을 고려하면,

$$D \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} + M S \frac{\partial^3 u_L}{\partial Y^3} - \frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \eta_L = 0 \quad (7)$$

여기서 $M = \varepsilon^{1/2} \tilde{M}$ 이다. 더 나아가, $\frac{\partial}{\partial z}$ 를 취하고 열적 평형 $\frac{\partial u_L}{\partial z} = -\frac{\partial \eta_L}{\partial Y}$ 를 이용하면, 다음 표현을 얻을 수 있다.

$$D \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} - M S \frac{\partial^4 \eta_L}{\partial Y^4} - \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \eta_L = 0. \quad (8)$$

방정식을 단순화하여 극한 열속과 에디 운동량속이 대기 대순환에 미치는 영향에 초점을 두고, 국지적 복사-대류 평형에 의해 제공되는 음의 피드백을 무시하면, 다음과 같은 단순화된 방정식을 얻는다.

$$D \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} - M S \frac{\partial^4 \eta_L}{\partial Y^4} = 0, \quad (9)$$

이러한 단순화된 방정식은 중위도에서 대기 대순환의 전반적인 구조를 형성하는 데 관여하는 핵심 역학을 포착한다. 이 방정식에 적절한 경계 조건을 도입하여 적분하면, 행성 규모 지균 운동의 틀 내에서 종관 에디가 중위도 대기 대순환 형성에 미치는 역할을 보다

Fig. 1. A schematic illustrating the primary differential equation along with the boundary conditions. The equation (9) is provided, including both latitudinal and vertical boundary conditions. The non-zero boundary conditions $\eta_L(Y = 0, z) = f_L(z)$ and the energy-conserving condition emphasize the impact of tropical convections.

명확하게 이해할 수 있다. 적절한 경계 조건을 가진 방정식(9)의 해를 구하고 해석하는 것이 주요 과제가 된다. 이러한 해석적 분석은 극향 열속과 에디 운동량속이 대기 대순환에 영향을 미치는 메커니즘을 규명하는 데 기여할 것이다.

2.3 경계 조건

지배 방정식(1)에서 β -평면 근사를 적용하는 것은 종관 에디가 대기 대순환에 미치는 영향을 분석하기 위한 단순화된 틀을 제공한다. 열대에서 극지방까지 전체 반구를 고려할 경우 β -평면은 불완전한 근사이지만, 완전한 구면 좌표계를 사용하는 경우에 비해 해석적 단순화된 접근을 가능하게 한다.

직교 좌표계를 활용하는 장점은 시스템의 역학에 대한 해석적 해와 통찰력을 얻을 수 있다는 점에 있다. β -평면 근사가 제공하는 단순화는 종관 에디가 대규모 순환과 상호작용하는 방식을, 특히 열과 운동량의 전달 측면에서 보다 명확하게 분석할 수 있도록 한다.

β -평면 근사는 전체 영역에 걸쳐 일정한 β 매개변수를 가정하기 때문에 본질적인 한계를 지닌다. 그러나 종관 에디가 대기 대순환 및 관련 열 및 운동량 전달을 유도하는 역할을 이해하는 주요 목적을 고려할 때, β -평면 근사는 충분히 타당한 근사로 간주될 수 있다.

방정식(8)의 공간 영역을 설정하기 위해 적절한 길이 척도를 사용하여 무차원 접근법을 채택할 수 있다. 무차원 방정식(1)에서, 외부 로스비 변형 반경(약 3,000 km)이 수평 길이 척도로 사용되고, 대류권계면 높이(약 10 km)가 수직 길이 척도로 사용된다. 수직 영역에 대해서는, 대류권을 나타내기 위해 $0 \leq z \leq 1$ 을 선택하는 것이 합리적이며, 여기서 $z = 0$ 은 지표면을, $z = 1$ 은 대류권계면을 나타낸다. 이러한 설정은 대류권 내 대기 대순환 역학에 집중할 수 있도록 한다. 위도 영역에 대해서는, $Y = 0$ 에서 $Y = L_A$ 까지의 범위를 고려하며, $Y = 0$ 은 열대 지역의 경계를, $Y = L_A$ 는 극지방을 의미한다. 대규모 열대 대류에 의해 구동되는 해들리 순환은 열대 중심부 근처에서 작동한다는 점에 유의해야 한다. 열대 지역의 역학은 종관 에디의 생애 주기가 동서 방향으로 평균된 동서풍과 상호작용하는 것이 주요한 역할을 하는 중위도의 역학과 구별된다. 따라서 대기 대순환 연구를 위한 위도 영역은 전체 반구를 포함할 수 없으며 관련 관심 영역에 초점을 맞추는 것이 적절하다.

대기 대순환의 특성을 고려할 때, 열대와 중위도 간의 상호작용을 포착하기 위해 $Y = 0$ 에서 적절한 경계 조건을 부여한다. 극지방에 접근하는 $Y = L_A$ 에서는 열속과 운동량속이 감소한다고 가정하는 것이 합

리적이므로, $\frac{\partial \eta_L}{\partial Y} = 0$ 과 $\frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} = 0$ 을 경계조건으로 설정한다. 이러한 경계 조건은 중위도에서 주요한 에디 구동 과정이 극지방에서는 영향력이 적어진다는 사실을 반영한다. 열대 지역을 나타내는 $Y = 0$ 에서는 해들리 순환과 관련된 에너지와 운동량 전달 과정을 경계 조건으로 부여한다. 이전 연구에 따르면, 열대 근처에서 온도가 음의 변동성 η_L 을 갖는 것은 극 지역으로의 열 수송을 의미하며(Held and Hou, 1980), 열대 지역의 경계 지역으로 이동함에 따라 이 변동은 양의 값으로 전환된다. 이러한 정보를 이용하여 해들리 순환의 역학을 반영하는 이상 온도 $\eta_L(Y = 0, z)$ 에 대한 경계 조건을 부과할 수 있다.

또한, 에너지 보존을 추가적인 경계 조건으로 고려한다(Held and Hou, 1980). 이는 열대에서 극까지 전체 영역에 대한 이상 온도 η_L 의 적분이 0이 되어야 함을 의미한다. 이 조건은 시스템 내의 전체 에너지 균형을 보장하며, 열대에서 고위도로 에너지를 수송하는 대기 대순환의 물리적 목적과 일치한다. 이러한 경계 조건들을 통합함으로써, 우리는 잘 정의된 문제(well-posed problem)가 구성된다.

3. 결 과

이상 온도 η_L 은 다음을 만족한다.

$$D \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H} \right) \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} - MS \frac{\partial^4 \eta_L}{\partial Y^4} = 0 \quad (10)$$

경계 조건은 $\eta_L(Y = 1, z) = f_L(z)$, $\frac{\partial \eta_L}{\partial Y}(Y = L_A, z) = \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2}(Y = L_A, z) = 0$, 그리고 $\bar{\eta}_1(Y, z = 0) = \bar{\eta}_1(Y, z = 1) = 0$ 다. 에너지 보존조건은 $\int_0^1 \int_{Tropics} \eta_L dY dz + \int_0^1 \int_0^{L_A} \eta_L dY dz = 0$ 을 의미한다. $\eta_L = e^{1/2H} Q(z) R(Y)$ 라고 두면, 다음을 얻는다.

$$SMQ(z) \frac{d^4 R}{dY^4} - D \left(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{4H^2} \right) Q \frac{d^2 R}{dY^2} = 0 \quad (11)$$

따라서,

$$\frac{SM \frac{d^4 R}{dY^4}}{D \frac{d^2 R}{dY^2}} = \frac{\left(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{4H^2} \right) Q}{Q} = -\lambda^2 \quad (12)$$

여기서 고유값 문제에 대해 음의 상수 $-\lambda^2$ 를 선택한다. $Y = 0$ 에서의 경계 조건을 만족시키기 위해, 고유함수 Q_n 은 완비성(complete)을 가져야 하므로, 고유함수로서 삼각 함수를 가질 필요가 있다. 이는 음의 고유값을 선택해야 함을 의미한다. 위의 방정식들은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{d^4 R}{dY^4} + \frac{D\lambda^2}{SM} \frac{d^2 R}{dY^2} &= 0 \\ \frac{d^2 Q}{dz^2} + \left(\lambda^2 - \frac{1}{4H} \right) Q &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

이 고유값 문제에서 고려되는 경계 조건은 $Q(0) = Q(1) = 0$ 과 $R'(L_A) = R''(L_A) = 0$ 이다. 경계 조건 $Q(0) = Q(1) = 0$ 을 만족시키기 위해서는 $\lambda^2 > 1/4H^2$ 이어야 하며, $n^2\pi^2 = \lambda^2 - 1/4H^2$ 를 만족해야 한다. 여기서 n 은 0이 아닌 정수이고, 여기서 $Q_n(z) = \sin n\pi z$ 로 정의된다. 이에 따라 고유함수 R_n 은 다음을 만족한다.

$$\frac{d^4 R_n}{dY^4} + \gamma_n^2 \frac{d^2 R_n}{dY^2} = 0 \quad (14)$$

여기서 $\gamma_n = \sqrt{\frac{D}{SM}} \lambda_n$ 이다. 방정식(14)의 해는 다음과 같다.

$$R_n(Y) = A_n + B_n Y + C_n \cos \gamma_n(Y - L_A) + H_n \sin \gamma_n(Y - L_A) \quad (15)$$

경계 조건 $R'_n(L_A) = R''_n(L_A) = 0$ 을 적용하면 $C_n = 0$ 및 $B_n = -\gamma_n H_n$ 이 된다. 그러므로,

$$R_n(Y) = A_n - \gamma_n H_n Y + H_n \sin \gamma_n(Y - L_A) \quad (16)$$

이며, 여기서 A_n 과 H_n 은 미정 계수이다. 일반 해는 다음과 같이 주어진다.

$$\eta_L(Y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} e^{\frac{z}{2H}} \sin n\pi z (A_n - \gamma_n H_n Y + H_n \sin \gamma_n(Y - L_A)) \quad (17)$$

이제 $Y = 0$ 에서의 경계 조건은 다음과 같다.

$$\eta_L(Y = 0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n - H_n \sin(\gamma_n L_A)) e^{\frac{z}{2H}} \sin n\pi z = f_L(z) \quad (18)$$

따라서,

$$A_n - H_n \sin(\gamma_n L_A) = 2 \int_0^1 e^{-\frac{z}{2H}} f_L(z) \sin n\pi z dz. \quad (19)$$

물리적으로, 중위도의 η_L 은 열과 운동량속의 생성을 유도하며, 중관 에디의 생애 주기에 의해 형성된 온위의 변동성을 나타낸다. 따라서 $f_L(z)$ 는 열대 대기 역학에 의해 유도된 온위의 수직 구조를 의미한다. 첫

번째 수직 모드 $\sin \pi z$ 는 연직 속도의 최대값이 대류권 중앙에 위치함을 의미하며, 이는 실제 대기와 유사하다. 따라서, 첫 번째 수직 모드의 구조를 분석하는 것은 열대가 중위도의 대기 대순환에 미치는 영향을 이해하기 위한 출발점이 된다.

$$f_L(z) = \alpha_L e^{\frac{z}{2H}} \sin \pi z \quad (20)$$

라고 두면, 푸리에 변환을 통해 $A_1 - H_1 \sin \gamma_1 L_A = \alpha_L$ 임을 얻는다. 마지막으로, 에너지 보존 조건은 다음을 의미한다.

$$\int_0^{L_A} R_1(Y) dY = E_T \quad (21)$$

여기서,

$$E_T = - \frac{\int_{Tropics} \eta_L dY dz}{\int_0^1 Q_1 dz} \quad (22)$$

이며, E_T 는 열대 지역의 온위의 위도 적분을 의미한다. 방정식(21)은 다음을 의미한다.

$$\begin{aligned} (\alpha_L + H_1 \sin \gamma_1 L_A) L_A - \frac{1}{2} \gamma_1 H_1 L_A^2 \\ - \frac{H_1}{\gamma_1} (1 - \cos \gamma_1 L_A) = E_T \end{aligned} \quad (23)$$

따라서

$$H_1 = \frac{\alpha_L L_A - E_T}{\frac{1}{2} \gamma_1 L_A^2 + \frac{1}{\gamma_1} (1 - \cos \gamma_1 L_A) - L_A \sin \gamma_1 L_A} \quad (24)$$

이고, $A_1 = \alpha_L + H_1 \sin \gamma_1 L_A$ 이다. 이에 따라 온위 변동 η_L 은 다음과 같이 주어진다.

$$\eta_L(Y, z) = (A_1 - \gamma_1 H_1 Y + H_1 \sin \gamma_1(Y - L_A)) e^{\frac{z}{2H}} \sin \pi z \quad (25)$$

열적평 균형과 열 및 운동량속에 대한 매개변수화를 사용하면, 다음 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} u_L(Y, z) &= - \frac{\partial}{\partial Y} \int_0^z \eta_L dz' \\ \overline{v_0 \theta_0} &= - D \frac{\partial \eta_L}{\partial Y} \\ \overline{u_0 v_0} &= - M \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \int_0^z \eta_L dz' \\ \overline{w_1} &= \frac{D \varepsilon^{1/2}}{S} \frac{\partial^2 \eta_L}{\partial Y^2} \end{aligned} \quad (26)$$

η_L 의 자오선 구조는 중위도의 전체 동서 방향으로 평균된 동서풍을 결정하는 핵심 요소다. 이는 두 가지 주요 구성 요소 즉, 선형 부분과 사인 함수 부분으로 구성된다. $A_1 - \gamma_1 H_1 Y$ 로 표현되는 선형 부분은 아열대에서 극으로 갈수록 온위가 감소함을 나타내며, 이는 중위도 편서풍을 유도한다. 선형 부분은 열적풍 균형과 관련된 배경 편서풍 흐름을 나타낸다. $H_1 \sin[\gamma_1(Y - L_A)]$ 로 주어지는 사인 함수 부분은 에디 운동량속과 관련이 있으며, 지역적 편서풍을 강화하는 역할을 한다. 이는 종관 에디와 동서 방향으로 평균된 동서풍의 상호작용을 통해 형성된 중위도의 에디 구동 제트 기류를 나타낸다. 에디 운동량속은 종관 에디에서 동서 평균 흐름으로 운동량을 전달하여, 동서풍의 연직 시어를 강화하고 제트 기류의 형성을 유도한다. 따라서, η_L 의 선형 부분과 사인 함수 부분을 결합하면, 중위도에서 동서 방향으로 평균된 동서풍의 전체 자오선 구조를 기술할 수 있다.

상수 γ_1 은 중위도 순환의 전체적인 구조를 결정하는 핵심 인자이다. 이 상수는 제트 기류, 상승 및 하강 운동의 위치, 에디 운동량 및 열속 패턴과 같은 주요 대기 역학적 특징의 공간적 분포를 지배한다. γ_1 의 크기는 자오선 구조의 기울기와 폭에 직접적인 영향을 미친다. γ_1 값이 클수록 지역 간의 전이가 더 급격해지고 제트 기류가 더 좁아지는 반면, 값이 작을수록 더 점진적인 전이와 더 넓은 제트 기류를 야기한다.

γ_1 의 값은 중위도에서 종관 에디의 역학과 관련된 다양한 요인들 간의 상호작용에 의해 결정된다. 이는 열과 운동량을 수송하는 종관 에디의 능력을 나타내는 에디 확산 계수 D 에 비례하며, 더 큰 에디 확산 계수 D 는 더 큰 γ_1 과 더 뚜렷한 자오선 구조로 이어진다. 반면, γ_1 은 연직 운동에 대한 대기의 안정성을 반영하는 건조 정역학적 안정도 S 에 반비례한다. 더 높은 안정도 S 는 더 작은 γ_1 과 더 완만한 자오선 구조로 유도한다. 또한, γ_1 은 종관 에디가 동서 평균 흐름으로 운동량을 전달하는 능력을 나타내는 운동량 확산 계수 M 에도 영향을 받는다. M 이 클수록 γ_1 이 증가하며, 그 결과 에디 구동 제트 기류가 강화된다. 결과적으로, 종관 에디의 생애 주기와 관련된 세 인자 D , S , M 의 상호작용은 중위도 자오선 순환의 구조를 결정하는 데 핵심적이다. 종관 에디에 의해 형성된 지균 난류의 특성이 γ_1 의 값을 결정하며, 이는 다시 순환의 전반적인 공간 분포와 거동을 결정한다.

Figure 2는 매개변수화된 행성 열역학 에너지 방정식의 해로부터 얻어진 중위도 순환을 나타낸다. $\gamma_1 = 0.3$, $\lambda_1 = 1$, $L_A = 2.0$ 의 선택된 값과 함께, 지정된 α_L 및 E_T 값을 적용하여 순환의 특성을 분석할 수 있다. Figure 2a는 페렐 순환의 구조와 유사한 주요 순환 패턴을 보여준다. 이 순환은 $Y = 0.5$ 부근의 하강 운동

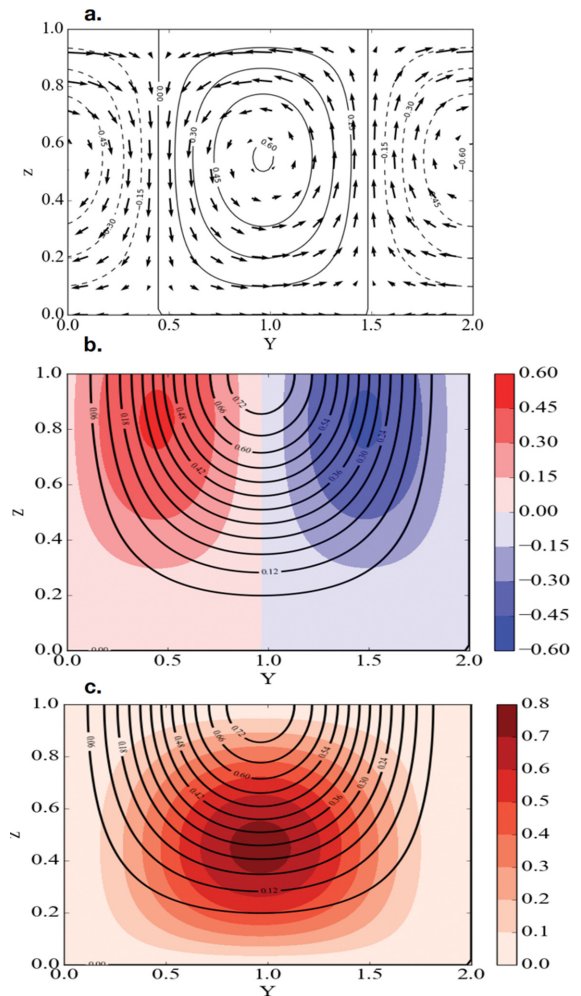


Fig. 2. Eddy driven circulation in mid-latitudes when γ_1 is equal to 0.3. The meridional domain size is set up as $L_A = 2.0$ and α_L and E_T are equal to 1.0. $H = 1.0$ is used as the density height. The mass stream function (contour) and the following vertical and meridional velocities (arrows) are shown in (a). Zonal mean zonal wind (contour) is drawn with eddy momentum flux (shading) (b) and with poleward heat flux (shading) (c).

과 $Y = 1.5$ 부근의 상승 운동을 특징으로 하며, 이는 대규모 전복 순환(overturning circulation)을 형성한다. Figure 2b는 등고선으로 표시된 동서풍속 분포를 나타낸다. 대기 상층 근처에 위치한 단일 제트 기류가 형성되어 있으며, 이는 자오선 영역의 중간 부근에 위치한다. 이 제트 기류의 존재는 중위도 에디 구동 순환의 역학과 일치한다.

Figure 2c는 순환 구조에 대한 추가적인 통찰력을

제공하며, 특히 에디 운동량속(등고선)과 극향 열속(음영)을 보여준다. 에디 운동량속의 극값은 제트 기류의 양측에서 확인되며, 적도 쪽에서는 양의 값을, 극 쪽에서는 음의 값을 가진다. 이러한 분포는 연직 속도의 국지적 극값과 일치하며, 종관 에디와 동서 평균 흐름 간의 상호작용을 나타낸다. 더욱이, 극향 열속은 제트 기류 중심 바로 아래의 하층에서 최대값을 보이며, 이는 에디 구동 순환에 수반되는 극향 열 수송과 정합한다. 비록 모델이 단순화되어 있지만, 매개 변수화된 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 해는 페렐 순환과 유사한 중위도 순환을 성공적으로 재현하며, 동서 제트 기류, 에디 운동량속, 극향 열속 등의 주요 특징들을 포착한다.

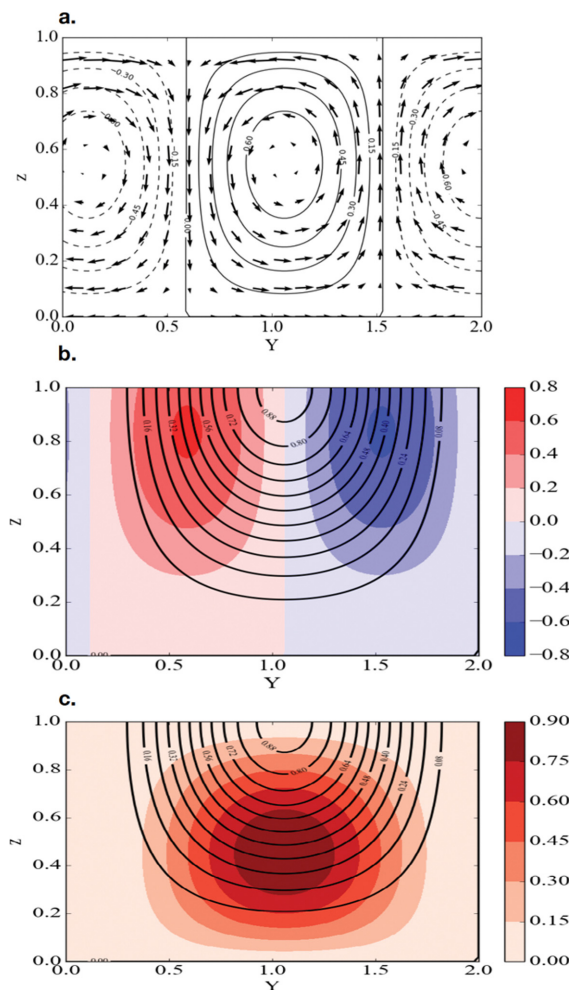


Fig. 3. Eddy driven circulation in mid-latitudes when η_1 is equal to 0.33. Compared with the previous solution, η_1 slightly increases while all other coefficients are exactly same.

Figure 3에서는 구조 상수 η_1 이 중위도 순환 패턴에 미치는 영향을 제시한다. η_1 을 0.3에서 0.33으로 약간 증가시켰을 때, 주요 순환 세포의 위치가 극 쪽으로 이동하는 것이 확인된다. 이전 그림과 비교하면, 초기 $\eta_1 = 0.3$ 일 때 $Y = 0.5$ 에 위치했던 하강 운동의 국지적 최대값이 약 $Y = 0.6$ 으로 극 쪽으로 이동하였다. 이 주요 순환 세포의 극향 이동은 동서 방향으로 평균된 동서풍, 에디 운동량속, 극향 열속과 같은 관련 장들에도 반영되어 모두 약간의 극향 이동을 보인다.

이러한 발견은 지구 온난화에 반응하여 해들리 순환 세포 가장자리가 극 쪽으로 이동하고 있음을 나타내는 최근 연구들과 일치한다. 이 단순화된 모델의 틀에서, 에디 구동 순환의 이동은 주로 구조 상수 η_1 의 변화에 의해 결정된다. 이는 전지구 온도 분포의 변화에 따라 진화하는 종관 에디의 역학이 순환 구조에 영향을 미친다는 점을 시사한다.

지구 온난화가 종관 에디의 생애 주기에 미치는 영향과, 이에 따른 에디 열 및 운동량속의 매개변수화 변화를 규명하기 위해서는, D/SM 의 변화와 기후 시스템의 광역적 역학을 함께 고려한 보다 포괄적인 분석이 필요하다. 이러한 접근은 전지구 온도 분포의 변화와 그로 인한 에디 구동 순환의 구조적 변화를 명확히 설명하는 데 기여할 것이다.

Figure 4는 구조 상수 η_1 을 0.6으로 증가시켰을 때 나타나는 중위도 순환의 변화를 보여준다. 이 경우 동일한 영역 내에 두 개의 제트 기류가 형성되며, 중위도에서 세 개의 자오선 순환이 확인된다. η_1 의 증가는 제트 기류의 수와 배열을 변경시켜 자오선 순환의 전체 구조에 직접적인 영향을 미친다. 구조 상수 D/SM 과 자오선 영역의 크기 L_A 사이의 관계는 중위도에서 자오선 순환의 수를 결정하는 데 중요한 역할을 한다. 즉, D/SM 으로 특징지어지는 난류 에디의 역학 및 열역학적 특성과 L_A 로 표현되는 영역 규모의 사이의 상호작용은 대기 대순환의 전체 구조를 조절하는 주요 메커니즘임을 시사한다. 기존 연구는 주로 종관 에디의 생애 주기, 과동-평균 상호작용, 제트 기류 형성을 포함한 난류 에디의 특성을 이해하는 데 초점을 맞추어 왔다(Simmons and Hoskins, 1978; Edmon Jr et al., 1980). 그러나 이러한 에디의 동적 및 열역학적 특징을 대기 대순환의 거시적 구조와 연결하는 것은 여전히 미해결 과제로 남아 있다. 본 연구에서 제시된 매개변수화된 행성 규모 열역학 에너지 방정식은 구조 상수 η_1 의 분석을 통해, 에디의 역학 및 열역학, 그리고 중위도 자오선 순환의 전체 구조 사이의 간극을 메우는 틀을 제공한다. 나아가 D/SM 및 L_A 와 같은 다양한 매개변수 간의 관계를 탐구함으로써, 에디 구동 순환을 형성 메커니즘과 다양한 요인에 대한 민감도를 체계적으로 규명 할 수 있다.

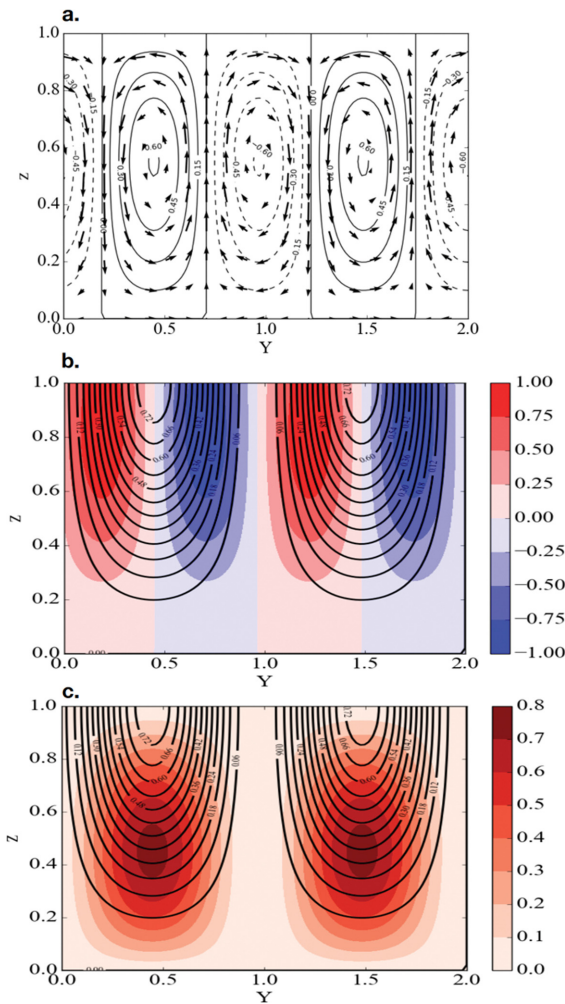


Fig. 4. Eddy driven circulation in mid-latitudes when γ_1 is equal to 0.6.

γ_1 의 크기와 대기 순환의 수직 구조를 결정하는 데 있어 고유값 λ_1 의 역할에 대해 중요한 점을 짚고 넘어갈 필요가 있다. 지구 대기에서, 대규모 순환은 일반적으로 대류권 중앙에서 나타나는 단일 연직 운동 최대값으로 특징지어진다. 해들리 순환과 페렐 순환의 가장자리는 종종 이러한 연직 속도의 최대값과 관련이 있다. 매개변수화된 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 해를 고려할 때, $\lambda_1 = 1$ 인 경우에 초점을 맞추는 것이 의미가 있다. 왜냐하면 이는 지구 대기에서 흔히 관찰되는 수직 구조와 가장 유사하기 때문이다. 그러한 경우, 해석적 해는 특히 남북방향 구조 측면에서 실제 대기와의 유사성을 제공한다.

그러나 다른 행성과 그들의 대기 역학을 고려하는 것도 중요하다. 다른 행성들은 다양한 고유값과 고유

함수의 조합으로 특징지어지는 다양한 수직 구조를 보일 수 있다(Showman and Polvani, 2011). 예를 들어, λ 값이 더 큰 대기에서는 남북방향에서 여러 개의 수직층과 여러 개의 제트 기류를 관찰하는 것이 가능할 수 있다. 온위의 수직 구조와 대규모 대기의 남북방향 구조 간의 연관성을 규명하는 것은 지구뿐만 아니라 다양한 행성 대기의 순환 패턴을 이해하는데 핵심적이다. 이러한 통찰은 물리적 조건의 차이가 대기 순환의 수직 및 자오선 구조를 어떻게 형성하는지를 밝히는 기반이 될 것이다.

4. 요약 및 논의

본 연구에서 사용된 다중 규모 형식론은 중위도에서의 파동-평균 상호작용의 일반적인 형태로 해석될 수 있다. 이 접근법은 행성 규모 운동이 경압 불안정성을 통해 종관 에디를 발생시키는 평균장으로 작용함을 보여주는 포괄적 이론적 틀을 제공한다. 동서 방향 대칭인 대기의 맥락에서, 행성 규모 온위의 시간적 변화는 국지적 복사-대류 평형의 잔차 효과, 종관 에디에 의해 생성된 극향 열속, 그리고 에디 운동량 속으로 인한 단열 냉각 및 가열의 영향을 받는다. 복사-대류 평형 온위 Θ_0 는 외부 열속에 의해 결정되며, 온위 변동 η_L 은 주로 열속 및 운동량속을 유도하는 난류성 종관 에디에 의해 형성된다. 행성 규모 열역학 에너지 방정식의 해를 구성하기 위해, 기존 연구에 기초한 단순화된 매개변수화가 도입되었다. 이 매개변수화는 온위 변동 η_L 의 자오선 경도를 조절하는 극향 열속의 영향과, 동서 방향으로 평균된 동서풍 u_L 의 수평 시어를 강화하는 에디 운동량속의 영향을 나타낸다. 상수 D 와 M 은 각 속(flux)과 대응하는 경도 간의 선형적 관계를 나타낸다. 중위도 대기 대순환의 전체 구조는 몇 가지 주요 요인에 의해 결정된다. 구조 계수 D/SM 은 난류성 종관 에디의 특성을 반영하며, 고유값 λ 는 대규모 대기의 수직 구조와 관련되어 여러 수직층 혹은 제트 기류의 존재에 영향을 미친다. 또한, L_d 는 대규모 대기의 로스비 변형 반경에 대한 행성의 크기를 나타낸다. 이러한 요인들과 파동-평균 상호작용의 결합을 통해, 다중 규모 형식론은 종관 에디의 역학과 열역학이 중위도 대기 대순환에 미치는 영향을 통합적으로 이해할 수 있는 이론적 기반을 제공한다.

4.1 종관 에디의 생애 주기와 난류속

종관 에디는 중위도 기후를 형성하는 데 중요한 역할을 한다. 대기 중 복사 불균형의 존재는 경압 불안정성을 유발하여, 종관 에디가 평균장에서 위치 에너지를 추출하며 성장하게 한다. 이 에디들이 발달하면

서 극향 열속을 생성하고, 결과적으로 자오선 방향의 온도 경도가 감소한다. 종관 에디가 포화 상태에 도달하면, 제트 기류의 측면에서 깨지면서 제트 기류를 강화하는 난류성 운동량속을 생성한다. 정상 상태에서는 극향 열속이 운동량속과 균형을 이루어 중위도의 제트 기류를 유지한다.

종관 에디의 생애 주기는 또한 전체 대기 순환을 결정하는 데 중요한 요소인 건조 정역학적 안정도에 영향을 미친다. 현재 연구는 종관 에디의 생애 주기를 지배하는 과정들이 구조 계수 D/SM 에 직접적인 영향을 미치며, 이는 다시 제트 기류의 위치와 수를 포함한 중위도 에디 구동 순환의 특성을 결정한다는 점을 강조한다. 진행 중인 지구 온난화로 인한 대기 순환의 잠재적 변화에 관한 중요한 질문이 제기된다. 종관 에디의 생애 주기가 어떻게 영향을 받을 수 있는지 조사하고, 그에 상응하는 구조 계수 D/SM 의 변화를 이해하는 것이 필수적이다. 이러한 연구는 지구 온난화에 대응하여 변화된 에디 구동 순환의 역학과 구조에 대한 통찰력을 제공할 수 있다.

4.2 대규모 대기의 수직 구조

실제로, 대기 대순환의 남북방향 구조는 대규모 대기의 수직 구조와 밀접하게 연결되어 있다. 고유값 λ 는 대기의 수직적 특성을 결정하는 데 핵심적인 역할을 한다. 결과적으로, λ 에 비례하는 y 의 크기는 순환의 자오선 구조를 형성하는 데 중요하다. 구조 계수 y 는 중위도에서 관찰되는 에디 구동 순환의 위치와 수에 직접적으로 영향을 미친다.

중위도 대규모 대기의 평균 수직 구조는 국지적 복사-대류 평형을 포함한 다양한 요인에 의해 영향을 받는다. 이 평균 구조가 행성의 구성과 관련이 있을 가능성이 있으며, 이는 대기 내 복사 전달을 지배하고 결과적으로 대기 대순환의 자오선 구조에 영향을 미친다. 이론적 계산의 타당성을 평가하고 근본적인 역학을 더 잘 이해하기 위해 추가적인 조사가 필요하다.

4.3 행성의 크기

중위도 순환의 위치와 수를 결정하는 또 다른 영향력 있는 요인은 로스비 변형 반경에 대한 행성의 크기다. 행성 규모 지권 운동의 무차원화는 수평 길이 척도, 특히 지구의 경우 약 3,000 km인 외부 로스비 변형 반경에 의존한다. 결과적으로, L_d 로 표시되는 자오선 영역의 크기는 이 수평 길이 척도와 대비되어 측정된다. 물리적 관점에서 볼 때, 행성 운동에 사용되는 수평 길이 척도는 종관 에디의 거동을 난류 확산으로 포함할 만큼 충분히 큰 스케일을 나타낸다. 결과적으로, L 이 수평 길이 척도를, R 이 행성의 반경을 나타내는 비율 L/R 은 대기 순환 구조의 중요한 결정

요인으로 볼 수 있다.

4.4 국지적 복사-대류 평형과의 상호작용

현재 연구는 복사-대류 평형으로부터의 편차에서 발생하는 뉴턴 냉각 항의 포함을 의도적으로 생략했다. 시간 척도 τ 로 표현되는 변칙 온위에 대한 감쇠 효과는 이 연구에서 고려되지 않았다. 그러나 감쇠 항의 통합은 자오선 영역에 대한 특정 방정식을 갱신하기 때문에 해에 확실히 영향을 미칠 것임을 인정하는 것이 중요하다.

복사-대류 평형의 국지적 안정성은 $-1/\tau$ 항으로 표시된다. 지구 온난화 과정이 지속됨에 따라, 안정성의 변화를 포함한 국지적 에너지 속 균형에 변화가 있다. 이 연구에서 사용된 프레임워크 내에서, 국지적 안정성의 변화가 대규모 대기의 거동에 어떻게 영향을 미칠 수 있는지 조사하는 것이 가능해 보인다. 이 주제는 향후 추가 연구에서 다루어질 것이다.

감사의 글

이 연구는 2022학년도 부경대학교의 지원을 받아 수행되었습니다(202212450001).

REFERENCES

- Barry, L., G. C. Craig, and J. Thurn, 2002: Poleward heat transport by the atmospheric heat engine. *Nature*, **415**, 774-777, doi:10.1038/415774a.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 136-162, doi:10.1175/1520-0469(1947)004<0136:TDOLWI>2.0.CO;2.
- _____, and N. A. Phillips, 1953: Numerical integration of the quasigeostrophic equations for barotropic and simple baroclinic flows. *J. Atmos. Sci.*, **10**, 71-99, doi:10.1175/1520-0469(1953)010<0071:NIOTQG>2.0.CO;2.
- Choi, J., S. W. Son, J. Lu, and S. K. Min, 2014: Further observational evidence of Hadley cell widening in the Southern hemisphere. *Geophys. Res. Lett.*, **41**, 2590-2597, doi:10.1002/2014GL059426.
- Davis, N., and S. M. Davis, 2018: Reconciling hadley cell expansion trend estimates in reanalyses. *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 11439-11446, doi:10.1029/2018GL079593.
- Dijkstra, H. A., and P. C. van der Vaart, 1998: On the physics of upgradient momentum transport in unstable eastward jets. *Geophys. Astrophysical Fluid Dyn.*, **88**, 295-323, doi:10.1080/03091929808245478.
- Dolaptchiev, S. I., and R. Klein, 2013: A multiscale model

- for the planetary and synoptic motions in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2963-2981, doi:10.1175/JAS-D-12-0272.1.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52, doi:10.1111/j.2153-3490.1949.tb01265.x.
- Edmon, Jr, H. J., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1980: Eliassen-palm cross sections for the troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<2600:EPCSFT>2.0.CO;2.
- Grise, K. M., and S. M. Davis, 2020: Hadley cell expansion in cmip6 models. *Atmos. Chem. Phys.*, **20**, 5249-5268, doi:10.5194/acp-20-5249-2020.
- Held, I. M., and D. G. Andrews, 1983: On the direction of the eddy momentum flux in baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2220-2231, doi:10.1175/1520-0469(1983)040<2220:OTDOTE>2.0.CO;2.
- _____, and B. J. Hoskins, 1985: Large-scale eddies and the general circulation of the troposphere. *Adv. Geophys.*, **28**, 3-31, doi:10.1016/S0065-2687(08)60218-6.
- _____, and A. Y. Hou, 1980: Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 515-533, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<0515:NASCIA>2.0.CO;2.
- _____, and M. J. Suarez, 1994: A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **75**, 1825-1830, doi:10.1175/1520-0477(1994)075<1825:APFTIO>2.0.CO;2.
- Kang, S. M., and J. Lu, 2012: Expansion of the hadley cell under global warming: Winter versus summer. *J. Climate*, **25**, 8387-8393, doi:10.1175/JCLI-D-12-00323.1.
- Levine, X. J., and T. Schneider, 2015: Baroclinic eddies and the extent of the Hadley circulation: An idealized GCM study. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 2744-2761, doi:10.1175/JAS-D-14-0152.1.
- Lindzen, R. S., and A. V. Hou, 1988: Hadley circulations for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2416-2427, doi:10.1175/1520-0469(1988)045<2416:HCFZAH>2.0.CO;2.
- Lorenz, D. J., and D. L. Hartmann, 2001: Eddy-zonal flow feedback in the southern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3312-3327, doi:10.1175/1520-0469(2001)058<3312:EZFFIT>2.0.CO;2.
- Lu, J., G. A. Vecchi, and T. Reichler, 2007: Expansion of the hadley cell under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L06805, doi:10.1029/2006GL028443.
- Maher, P., and Coauthors, 2019: Model hierarchies for understanding atmospheric circulation. *Rev. Geophys.*, **57**, 250-280, doi:10.1029/2018RG000607.
- Moon, W., and J. Y. Cho, 2020: A balanced state consistent with planetary-scale motion for quasi-geostrophic dynamics. *Tellus A*, **72**, 1-12, doi:10.1080/16000870.2019.1697164.
- _____, S. B. Feldstein, 2009: Two types of baroclinic life cycles during the southern hemisphere summer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **66**(5), 1401-1417.
- _____, G. E. Manucharyan, and H. A. Dijkstra, 2021: Eddy memory as an explanation of intraseasonal periodic behaviour in baroclinic eddies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **147**, 2395-2408, doi:10.48550/arXiv.2102.04277.
- _____, G. E. Manucharyan, and H. A. Dijkstra, 2022: Baroclinic instability and large-scale wave propagation in a planetary-scale atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **148**, 809-825, doi:10.1002/qj.4232.
- Nguyen, H., A. Evans, C. Lucas, I. Smith, and B. Timbal, 2013: The hadley circulation in reanalyses: Climatology, variability, and change. *J. Climate*, **26**, 3357-3376, doi:10.1175/JCLI-D-12-00224.1.
- Pedlosky, J., 1970: Finite-amplitude baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 15-30, doi:10.1175/1520-0469(1970)027<0015:FABW>2.0.CO;2.
- _____, 2013: Geophysical fluid dynamics. Springer Science & Business Media.
- Phillips, N. A., 1951: A simple three-dimensional model for the study of largescale extratropical flow patterns. *J. Meteor.*, **8**, 381-394, doi:10.1175/1520-0469(1951)008<0381:ASTDMF>2.0.CO;2.
- _____, 1963: Geostrophic motion. *Rev. Geophys.*, **1**, 123-176, doi:10.1029/RG001i002p00123.
- Randel, W. J., and J. L. Stanford, 1985: The observed life cycle of a baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1364-1373, doi:10.1175/1520-0469(1985)042<1364:TOLCOA>2.0.CO;2.
- Saravanan, R., 1993: Equatorial superrotation and maintenance of the general circulation in two-level models. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1211-1227, doi:10.1175/1520-0469(1993)050<1211:ESAMOT>2.0.CO;2.
- Schneider, T., 2006: The general circulation of the atmosphere. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **34**, 655-688, doi:10.1146/annurev.earth.34.031405.125144.
- Seo, K.-H., D. M. Frierson, and J. H. Son, 2014: A mechanism for future changes in hadley circulation strength in cmip5 climate change simulations. *Geophys. Res. Lett.*, **41**, 5251-5258, doi:10.1002/2014GL060868.
- _____, S.-P. Yoon, J. Lu, Y. Hu, P. W. Staten, and D. M. W. Frierson, 2023: What controls the interannual variation of Hadley cell extent in the Northern Hemisphere?

- sphere: physical mechanism and empirical model for edge variation. *Npj Clim. Atmos. Sci.*, **6**, 204, doi:10.1038/s41612-023-00533-w.
- Showman, A. P., and L. M. Polvani, 2011: Equatorial superrotation on tidally locked exoplanets. *The Astrophysical Journal*, **738**, 71, doi:10.1088/0004-637X/738/1/71.
- Simmons, A. J., and B. J. Hoskins, 1978: The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 414-432, doi:10.1175/1520-0469(1978)035<0414:TLCOSN>2.0.CO;2.
- Starr, V. P., 1956: The general circulation of the atmosphere. *Scientific American*, **195**, 40-45.
- Suarez, M. J., and D. G. Duffy, 1992: Terrestrial superrotation: A bifurcation of the general circulation. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1541-1554, doi:10.1175/1520-0469(1992)049<1541:TSABOT>2.0.CO;2.
- Thorncroft, C., B. Hoskins, M. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17-55, doi:10.1002/QJ.49711950903.
- Walker, C. C., and T. Schneider, 2006: Eddy influences on Hadley circulations: Simulations with an idealized GCM. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3333-3350, doi:10.1175/JAS3821.1.
- Webster, P. J., 2004: The elementary hadley circulation. *The Hadley circulation: Present, past and future*, Springer, **21**, 9-60, doi:10.1007/978-1-4020-2944-8_2.