

아격자-규모 물리 과정의 모수화에 대한 소개

Introduction to the parameterization of subgrid-scale physical processes

04

4.1 서론

우리는 2장에서 대기의 전개를 지배하는 방정식들을 유도했고, 3장에서는 이 방정식들을 컴퓨터에서 수치적으로 적분하도록 해 주는 수치적 차분을 논의했다. 연속적 지배 방정식의 차분은 모형의 해상도, 즉 가장 작은 분해 규모의 크기에 의해 제약을 받는다. 유한 차분 방안에서 우리는, (형편없이) 분해될 수 있는 운동의 가장 작은 규모가 격자 두 개 크기의 파장을 갖는 운동임을 알았다. 스펙트럴 모형에서, 해에 존재하는 가장 작은 파의 운동은 좀 더 정확하게 계산되지만, 이들에 대해서 그리고 모든 수치적 차분 형태에 대해서, 최소 분해 규모라는 것이 항상 존재한다. 현재 기후 모형은 전형적으로 수백 km의 수평 해상도를, 전지구 기상예보 모형은 50~100 km의 해상도를, 지역 중규모 모형은 10~50 km의 해상도를 가진다. 폭풍-규모 모형은 훨씬 더 높은 해상도인 1~10 km의 격자 크기를 가진다. 연직 방향으로, 모형 해상도와 연직 범위가 상당히 증가되어 왔다. 오늘날의 모형은 전형적으로 10~50개의 연직 레벨을 가지며, 이는 지표로부터 성층권 또는 심지어 중간권까지 이르는 범위이다. 컴퓨터 능력이 계속적으로 증가함에 따라, 대기 모형의 해상도도 증가하고 있다.

수평 및 연직 해상도가 계속 증가함에도 불구하고, 현재 또는 미래의 모형에서 명시적으로 분석될 수 없는 중요한 과정들과 운동 규모들이 대기에 많이 있다는 것은 분명하다. 이는 수 cm에서부터 모형 격자 크기 규모까지에 이르는 난류 운동뿐만 아니라, 응결, 증발, 마찰, 복사와 같은 분자 규모에서 일어나는 과정들도 포함되기 때문이다. 명시적으로 분해할 수 없는 이 모든 과정들을 가리켜서 ‘아격자-규모 과정’이라 부른다. 아격자 규모에서 일어나는 중요한 과정들 중 한 예는 행성 경계층에서의 난류 혼합이다. 낮 시간 동안에, 지구 표면에서의 태양광 가열은 토양을 데우는 물론, 식물이 증산하고 토양 수분이 증발하도록 하여, 수분을 대기 중으로 이동시킨다. 표면 가열은 수 m에서 수백 m의 규모를 갖는 난류 운동을 이끈다. 10 km에서 100 km까지의 수평 격자 크기로는, 이러한 운동을 모형이 분해할 수가 없다. 그러나 경계층으로의 열과 수분의 수송은 오후 뇌우의 발달 등 분해가능 대기 장(fields)에 영향을 미치는 여러 가지 현상들에게 매우 결정적인 과정이다. 또 다른 중요한 예는 열대 적운 대류이다. 열대 지역에 있는 적운은 전지구 에너지 균형에 극히 중요하다고 알려져 있는데, 실제 각각의 구름은 전형적으로 수평 및 연직 방향으로 겨우 몇 km의 공간만 차지할 뿐이다(Pan, 1999).

이러한 과정들이 작은 규모에서 일어남에도 불구하고, 그것은 수치 모형에 의해 명시적으로 분해되는 대규모 장들과 그 과정들에 의존하고, 또 결국에는 대규모 장들과 그 과정에 영향을 미친다. 예를 들어, 아격자 규모에서의 수증기의 응결은, 만약 분해가능 규모 습도장이 충분히 높으면 일어나게 되고, 그런 다음에 결국은 그 응결이 격자-규모 온도장을 데우는 잠열을 방출하는 것이다. 이러한 이유 때문에, 분해가능 규모장에 미치는 아격자 과정의 효과를 무시하면, 예보의 질이 떨어지는 것을 피할 수 없다. 격자 및 아격자 규모 과정의 상호 작용을 재현하기 위해, 아격자 규모 현상은 ‘모수화’된다. 즉, 분해되는 장들을 이용해 그 영향을 공식으로 만드는 것이다. Arakawa(1997)의 그림 4.1.1은 분해되는 과정들(대개 ‘모형의 역학’을 말함), 반드시 모수화되어야 하는 과정들(‘모형 물리’), 그리고 그들 간의 상호 작용을 도식적으로 나타낸다. Arakawa(1997)는 몇몇 아격자-규모 과정들은 조정 과정들로 해석될 수 있음을 지적했다. 예를 들어, 대기는 경계층 조정 과정을 통해서 지표 조건에 맞추어지며, 그러한 경계층 조정 과정은 PBL이 불안정한 경우에 매우 효과적이다. 복사 플럭스는 온도가 복사적 평형을 향해 조정되는 경향이 있기 때문에 일어난다. 대류 과정은 불안정 성층이 존재할 때 일어나고, 좀 더 중립 안정 상태가 되도록 장을 조정한다. 복사적 평형은 대류권 하부에서 대류적으로 불안정하기 때문에, 복사-대류 조정이 대류권의 연직적 열 구조를 제어하는 지배적인 과정이다.

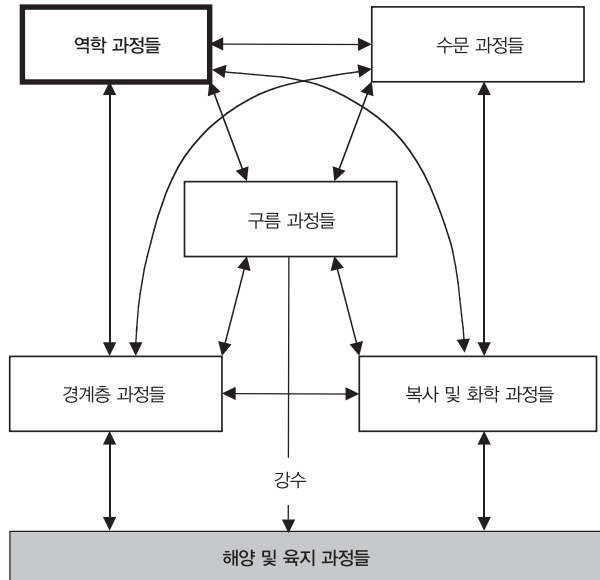


그림 4.1.1 대기에서의 물리 과정들과 그들 간의 상호 작용. 굵은체로 표시된 분해가능 규모의 역학 과정은 모형 '역학'에 의해 명시적으로 계산된다(2장과 3장에서 논의). 다른 아격자-규모 과정들은 분해가능 규모장으로 관련지어 모수화된다(Arakawa, 1997).

모수화의 세부 사항은 특히 시간 규모가 길 때 모형 예보에 중대한 영향을 끼치며, 현재 매우 활발한 연구 주제이기도 하다. 이 장에서 우리는 모형 모수화의 아주 기초적인 소개만 제공할 것이다. 짧으면서도 영감을 주는 소개는 Arakawa(1997)에 나타나 있다. 다른 아격자 과정들에 대한 전반적인 사항과 대기 모형에서 그들의 모수화는 Haltiner and Williams (1980)에 나타나 있고, 해양 및 육지 모형을 포함한 좀 더 최근의 검토는 Trenberth(1992)가 편집한 기후계 모델링에서 볼 수 있다. Stull(1988)과 Garratt(1994)는 대기 경계층 과정에 대한 교과서이다. Emanuel and Raymond(1993)는 많은 적은 모수화들에 대해 상세히 논의한 책을 편집하였다. Pan(1999)은 모수화의 개발에서 모델러들을 이끌 철학을 논의하였다. Randall(2000)은 퇴임하는 Akio Arakawa를 기념하여 (수치 모델링뿐만 아니라) 물리 모수화와 관련된 분야의 많은 검토 논문들을 포함한 책을 편집하였다.

4.2 아격자-규모 과정들과 레이놀즈 평균

z 좌표계에서 플럭스 형태로 쓴 수증기에 대한 예단 방정식

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u q}{\partial x} - \frac{\partial \rho v q}{\partial y} - \frac{\partial \rho w q}{\partial z} + \rho E - \rho C \quad (4.2.1)$$

을 생각해 보자(2.1절). 실제 대기에서, u 와 q 는 모형의 격자에 의해 분해되는 규모와 그보다 더 작은 아격자 규모를 가지고 있다. 그러므로

$$\left. \begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ q &= \bar{q} + q' \end{aligned} \right\} \quad (4.2.2)$$

와 같이 쓸 수 있는데, 여기서 오버바(¯)는 격자에 대한 공간 평균, 프라임(')은 아격자 규모의 섭동을 나타낸다. 우리는 ρ 의 아격자-규모 변이를 무시할 수 있다. 정의에 의해, 섭동에 있어서 선형적인 모든 양들의 격자-상자 평균은 0, 가령 $\bar{q}' = 0$, $\overline{u'q} = 0$ 이다. 또한 격자 평균량을 평균하는 것은 그것을 변화시키지 않는다(가령, $\overline{u\bar{q}} = \bar{u}\bar{q}$). 이것은 레이놀즈 평균의 법칙으로서, 1895년에 레이놀즈에 의해 시간 평균용으로 개발되었으나, 지금 우리는 격자-상자 평균에 적용하는 것이다. 식 (4.2.2)를 수분 방정식 (4.2.1)에 대입하여 격자 평균을 취하면,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \bar{q}}{\partial t} &= -\frac{\partial \rho \bar{u} \bar{q}}{\partial x} - \frac{\partial \rho \bar{v} \bar{q}}{\partial y} - \frac{\partial \rho \bar{w} \bar{q}}{\partial z} - \frac{\partial \rho \overline{u'q'}}{\partial x} \\ &\quad - \frac{\partial \rho \overline{v'q'}}{\partial y} - \frac{\partial \rho \overline{w'q'}}{\partial z} + \rho E - \rho C \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

을 얻는다.

우변의 첫 세 개의 항들은 격자-규모(분해되는) 이류항들로서, 3장에서 이들의 수치적 차분을 공부했었다. 이들은 그림 4.1.1의 '역학 과정' 상자 속에 들어가 있다. 그 다음 세 개의 항들은 난류에 의한 수분 플럭스의 발산 또는 난류에 의한 수분 수송이다. 마지막 두 항들(증발과 응결)은 분자 규모에서 일어나는 아격자-규모 과정으로, 우리가 여전히 모수화해야 하는 것들이다. 분자-규모 과정과 분자보다 훨씬 더 큰(그러나 격자 해상도보다는 작은) 규모에서 일어나는 난류 플럭스, 이 둘 모두는 '아격자-규모 과정'으로서 분류된다. 도입부에서 이미 지적했듯이, 이러한 물리 과정들 중 모형에서 명시적으로 표현되는 큰 규모에 영향을 미치는 적어도 몇 개의 효과들은 반드시 포함되어야만 한다. 중요한 아격자-규모 과정에 대한

최소한의 모수화도 없다면, 모형 적분은 매우 짧은 기간 내에, 대규모 흐름의 경우 하루에서 이틀, 폭풍-규모 모의의 경우에는 한 시간 이내에 그 현실성을 잃어 버리게 된다.

분해가능 규모를 이용해 난류 수송 효과를 모수화함에 있어서 몇 가지 선택 사항들이 있다. 예를 들어, (특히 행성 경계층에서, 강한 연직 경도로 인해 소용돌이 플럭스의 지배적인 성분인) 수분의 연직 난류 플럭스를 생각해 보라. 우리가 선택할 수 있는 것은 다음과 같다.

- (a) 경계층에서 격자 규모장은 잘 섞여 있다는 가정 하에, 연직 난류 플럭스를

$$-\overline{\rho w'q'} = 0 \quad (4.2.4)$$

와 같이 무시하라. 이것은 'zero 차수' 종결(closure)로 알려져 있으며, 오직 평균적 특성들만 구한다고 알려져 있다. 한 예가 혼합 경계층의 벌크(bulk) 모수화인데, 이 모수화에서는 온위, 수증기, 바람이 잘 섞여 있다고 가정하고, 혼합층의 두께만을 예보한다 (Deardorff, 1972).

- (b) 연직 플럭스를 \bar{q} 및 다른 격자-규모 변수들로 표현하는 '난류 확산 과정'

$$-\overline{\rho w'q'} = K \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (4.2.5)$$

으로서 모수화한다(이것은 1차 차수 종결이며, 가장 널리 쓰이고 있다). 이것은 공기 덩어리들이 위 또는 아래로 움직이면서, 그들과 함께 본래 고도에 있던 수분을 가져 오고, 또 새로운 고도의 환경과 섞는 효과를 표현한다. 'K-이론'으로 알려져 있는 이 접근법에서 주된 문제는 격자 평균장과 흐름의 안정성에 의존하는 소용돌이 확산도 K 의 적절한 공식을 찾는 것이다.

- (c) 연직 운동 방정식에 ρq 를 곱하고 w 를 곱한 식 (4.2.1)과 더함으로써 $\overline{w'q'}$ 에 대한 예단 방정식을 얻으라. 우리는

$$\frac{\partial \rho w q}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u w q}{\partial x} - \dots \quad (4.2.6)$$

와 같은 항들이 많이 있는 방정식을 얻는다. 그런 다음, 이 식의 레이놀즈 평균을 취한 뒤 그것을 식 (4.2.6)으로부터 빼면, 난류 플럭스에 대한 예단 방정식 $\partial \overline{\rho w'q'}/\partial t = \dots - \partial \overline{\rho w'w'q'}/\partial z \dots$ 을 유도할 수 있다. 이 방정식은 하나의 추가적인 모형 방정식으로서 포함시킬 수가 있다. 이것은 난류항의 삼중곱을 포함하기 때문에, 이러한 항들은 결국에는 이중곱의 항들로 모수화

$$-\overline{\rho w'w'q'} = K' \frac{\partial \overline{\rho w'q'}}{\partial z} \quad (4.2.7)$$

되어야만 한다. 이것은 2차 차수 종결이다. 2차 차수 종결 모형은 (난류 변수들의 모든 곱들에 대한) 많은 추가적인 예단 방정식을 가지나, 난류에 의한 수송을 산출하는 고해상도의 한 대안이다(가령, Moeng and Wyngaard, 1989). Mellor and Yamada (1974, 1982)는 연직 플럭스에 대한 종결들의 계층 구조를 건설하는 방법을 보여 주며, 단순화시키는 가정들을 제시하였다.

만약 모형에 의해 분해되지 않는 규모에서 일어나는 실제 대기의 중요한 물리적 과정이 모수화되지 않는다면, 그것은 모형 적분에서 분해가능 규모 속으로 ‘에일리어싱’ 된 채로 계속해서 나타날 것이다. 예를 들어, 만약 건조 대류 불안정이 모수화되지 않았다면, 원시 방정식 모형 적분이 그로 인해 실패될 것이다. 실제 대기에서, 만약 온위가 높이에 따라 감소한다면, 불안정 대류의 순환이 불안정층의 두께(대개 1 km 이하)와 같은 차수로 매우 작은 수평 규모에서 일어난다. 이것은 10~100 km의 차수를 갖는 수평 격자로는 분해될 수 없기 때문에, 불안정층을 가진 모형은 위아래로 움직이는 좁은 기둥들이 나란히 서 있는 ‘수직 국수(vertical noodles)’와 같은 비현실적인 모습을 발달시키게 된다. 이러한 문제를 해결하기 위해, Manabe et al.(1965)은 대부분의 오늘날의 모형에서도 여전히 가장 많이 사용되고 있는 건조 대류의 간단한 모수화인 건조 대류 조정을 개발하였다. 이 모수화에서는, 격자-규모 대기감률이 건조 단열감률 $\Gamma_d = g/C_p \approx 10 \text{ K/km}$ 보다 클 때, 그 불안정한 대기 기둥은 단열 또는 매우 경미한 안정 프로파일로 즉시 조절시키되, 층의 총 엔탈피는 일정하게 유지시킨다. 격자-규모 포화가 있고 온도 기울기가 습윤 단열감률보다 클 때 일어나는 습윤(적운) 대류는 또한 ‘촉촉한 국수(wet noodles)’ 순환을 발생시킨다. 이것은 습윤 단열 프로파일에 맞추는 적운 대류의 첫 번째 모수화(Manabe et al, 1965)인 습윤 대류 조정을 이끌어냈다. 습윤 대류 조정은 충분히 현실적인 적운 모수화가 아닌 것으로 밝혀져서, 그 후 Kuo(1974), Arakawa and Schubert(1974), Betts and Miller(1986), Kain and Fritsch(1990) 등 다른 대류 모수화들로 대체되었다. 적운 모수화의 자세한 내용은 Emanuel and Reynolds(1993)의 책이나 최근 자료인 Randall(2000)을 참고하라. 적운 대류는 모형 기후의 특성을 결정짓는 데 가장 중요한 모수화 중 하나이다(가령, Miyakoda and Sirutis, 1977).

어떤 과정이 격자 크기보다 훨씬 작은 규모에서 일어나지는 않을 때, 그것은 추가적인 어려움을 나타내는데, 곧 분해가능 규모와 모수화되는 분해불가능 규모가 잘 분리가 되지 않는 것이다. 오늘날의 모형에서 아주 조금만 분해되는, 따라서 해에 존재하는 가장 짧은 파로 에일리어싱되어 나타나는 과정 중의 한 예가 해륙풍 순환이다. 50~100 km(또는 그 이상)의 격자 크기를 갖는 모형은, 예를 들어 여름철 플로리다 반도에서 1~20 km 크기의 거리

상에서 일어나는 실제 해류풍 순환을 분해할 수가 없다. 그러므로 모형에서 해류 해안 순환은 $2\Delta x$ 순환으로 점점 왜곡되어지고, 규모가 잘 분리되지 않으므로 대규모에 미치는 그것의 효과를 모수화하기가 어렵다. 비슷한 효과가, 산 사면이 적절하게 분해되지 않았을 때, 가열된 산 사면 가까이에서 관측된다. 규모 분리(scale separation) 부족 문제는 대류의 수평 규모에 가까우나 대류를 명시적으로 분해하기에는 그렇게 높지 않은 10 km 차수의 분해능을 갖는 모형에서 적은 대류 모수화를 복잡하게 만든다.

4.3 모형 모수화의 개관

기압 좌표인 전형적인 정역학 모형에서, 아격자-규모 과정들(~로 표시함)을 포함하는 지배 방정식들(2장)은 두 개의 수평 운동 방정식의 경우에

$$\frac{d\bar{\mathbf{v}}}{dt} = -\nabla_p \bar{\phi} - f \mathbf{k} \times \bar{\mathbf{v}} - g \frac{\partial \bar{\boldsymbol{\tau}}}{\partial p} \quad (4.3.1)$$

와 같이 쓸 수 있다. 여기에는 운동량의 소용돌이 플럭스 효과를 비롯하여, 정역학 방정식

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} = -\bar{\alpha}, \quad (4.3.2)$$

연속 방정식

$$\nabla_p \cdot \bar{\mathbf{v}} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0, \quad (4.3.3)$$

지표면 기압의 변화율

$$\frac{\partial \bar{p}_s}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{p}_s = - \int_0^\infty \nabla_p \cdot \bar{\mathbf{v}} dp, \quad (4.3.4)$$

상대 방정식

$$\bar{p} \bar{\alpha} = R \bar{T}, \quad (4.3.5)$$

복사 가열과 냉각, 현열 플럭스, 응결, 증발을 포함하는 열역학 제 1법칙

$$C_p \frac{\bar{T}}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dt} = \bar{Q} = \bar{Q}_{rad} - g \frac{\partial \bar{F}_\theta}{\partial p} + L(\bar{C} - \bar{E}), \quad (4.3.6)$$

수증기 보존 방정식

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \tilde{E} - \tilde{C} - g \frac{\partial \tilde{F}_q}{\partial p} \tag{4.3.7}$$

이 포함되어 있다. 응결은 격자 평균값이 과포화되거나(안정적 응결 또는 격자 규모 응결), 또는 습윤 대류 불안정과 적운 대류가 있을 때 일어난다. 응결된 물은 강수로서 떨어지고, 밑에 있는 층이 포화되어 있지 않으면 증발할 수 있다. (진단적이지 않는) 예단적 구름이 있는 모형에서는 추가적인 보존 방정식들을 구름과 빗물에 대해서 쓸 수 있고, 또 오존과 같은 다른 물질에 대해 쓸 수 있다.

이들 방정식에서 오버바(¯)가 있는 양은 모형 역학에 의해 계산되는 격자 평균된 양이고, 틸드(~)가 있는 항은 모수화되는 항을 나타낸다. 전형적인 모형에서, 운동량의 연직 소용돌이 플럭스(소용돌이 응력으로 알려져 있음) $\tilde{\tau} = \overline{\rho w' u'} \mathbf{i} + \overline{\rho w' v'} \mathbf{j}$, 현열의 연직 소용돌이 플럭스 $\tilde{F}_T = \rho C_p \overline{w' T'}$, 수분의 연직 소용돌이 플럭스 $\tilde{F}_q = \overline{\rho w' q'}$ 는 경계층에서 K -이론을 이용하여 표현될 수 있고, ($K = 0$ 또는 매우 작은 값을 이용하여) 경계층 위의 자유 대기에서는 무시될 수 있다. 식 (4.3.1), (4.3.6), 그리고 (4.3.7)의 우변에 나타나는 난류 플럭스의 연직 미분은 열, 수분, 운동량의 지표면 플럭스에 대해 하단 경계 조건을 필요로 한다. 이들 지표면 플럭스는 Monin-Obukhov(1954) 상사 이론(similarity theory)을 기본으로 하는 벌크 모수화를 이용하여 계산된다. 이 이론은 난류적 접지층(10~100 m 두께로서 행성 경계층보다 훨씬 얇은 층)에서 바람과 온도의 프로파일은 지표 거칠기 길이 z_0 를 포함한 몇 개의 변수들에만 의존하는 방정식 집합에 의해 기술될 수 있다고 결론짓는다. 많은 관측적 연구에 기초하는 상사 가설은, 운동량과 열의 플럭스가 접지층에서 높이에 따라 거의 일정함을 제시한다. 접지층 또는 일정 플럭스층에서의 플럭스는 대개 벌크 공기역학 공식

$$\left. \begin{aligned} \tau &= -\rho C_D |\mathbf{v}| \mathbf{v} \\ F_\theta &= -\rho C_H |\mathbf{v}| C_p (\theta - \theta_S) \\ F_q &= -\rho C_E |\mathbf{v}| \beta (q - q_S) \end{aligned} \right\} \tag{4.3.8}$$

으로 표현되어진다. 여기서 \mathbf{v} , θ , q 는 각각 접지층에서의 속도, 온도, 혼합비이고, 아래 첨자 S 를 갖는 변수들은 해양 또는 육지 표면에 대응하는 값이다($\mathbf{v}_S = 0$). C_D , C_H , C_E 는 전달 계수(C_D 는 ‘끌림 항력’으로 알려져 있음)이고, (벌크 리차드슨 수 $Ri_B = gz(\theta - \theta_S)/\overline{\theta}|\mathbf{v}|^2$, 높이 z , 지표면 거칠기 길이에 의해 측정되는) 접지층의 안정도에 의존한다. 전달 계수는 무차원이고, 안정 조건에서는 10^{-3} 차수, 불안정 조건에서는 10^{-2} 의 전형적인 값을 갖는다

(Louis, 1979). β 는 표면의 포화 정도(해양에서는 1, 육지에서는 토양 수분에 따라 0부터 1까지)를 나타내는 계수로서, 이러한 접지층 값들은 (10 m 차수의) 얇은 예단층의 이용을 통해서 얻거나 진단된다.

식 (4.3.6)에서 복사에 의한 가열은 복사 전달 방정식을 사용해서 얻어지는 단파 및 장파 복사의 상향 및 하향 플럭스들의 연직 방향 발산으로부터 결정된다. 복사 모수화에 관한 검토 Kiehl(1992)를 보라. 구름과 복사 간의 상호 작용은 매우 복잡하고, 하나의 주요 연구 분야이다. 초창기 모형은 구름을 기후적으로 지정해 주었다(Manabe, 1965). 1980년대에는 운량(cloud cover)을 상대 습도에 기초하여 진단적으로 지정하였다(Slingo, 1987; Campana, 1995). 더욱 최근에는 구름과 빗물을 수지(budget) 방정식을 이용하여 예측하고, 운량을 구름물의 양으로부터 추론한다(가령, Zhao et al., 1997). 구름 성질 또한 중요하다. 편평한 판이라기보다는 구름의 반사도를 효과적으로 감소시키고 태양 복사의 대기 흡수를 증가시키는 프랙탈 구조를 갖는다(Cahalan et al., 1994).

연구의 중요한 한 분야는 아격자-규모 산악의 효과이다. Wallace et al.(1983)은 언덕과 계곡의 산의 유효 높이를, 그것의 격자 평균값 위로 아격자-규모 산악의 표준편차만큼 증가 시킴으로써, 아격자-규모 산과 계곡의 저지(blocking) 효과를 나타내자고 제안했다. 이러한 접근을 ‘봉투 산악’이라 한다. 비슷하게, Mesinger et al.(1988)은 격자 산 높이를 산의 가장 높은 정점으로 정의하는 방법(‘실루엣 산악’)을 이용하였다. Lott and Miller(1997)는 아격자-규모 산악의 유효 높이가 충분히 높을 때 저지되는 흐름의 모수화에 특별히 관심을 기울이면서, 장애물 주변에서 증상화된 흐름에 관한 비선형 이론 개발을 이용하여 새로운 모수화 공식을 만들었다. 그들은 이 방법이 봉투 산악을 사용한 결과와 똑같이 될 수 있음을 보여 주었다. 저지 효과뿐만 아니라, 안정 조건 하의 작은 규모 산악은, 상향으로 전파하면서 그 진폭이 증가하다가 결국 상층에서 깨어지고 그들의 하층 운동량은 침적시키는(depositing) 내부 중력파를 발생시킨다(Lilly and Kennedy, 1973). 최종 결과는 지표 산악으로 인한 감속이다. Palmer et al.(1986), McFarlane(1987), 그리고 Lindzen(1988)의 모델러들은 중력파 모수화를 도입해 왔다. Kim and Arakawa(1995)는 중력파 항력(drag)의 모수화를 개발하였다.

아격자 과정의 모수화에서 또 다른 연구 분야는, 지표면(해양과 육지)은 그 자체가 스스로 변화하므로, 따라서 진단적으로 표현될 수 없는 예보 모형에 ‘더 긴 기억력’을 제공한다는 사실과 관련되어 있다. 식 (4.3.8)은 해양에서 표면 응력과 SST를 아는 것이 필요함을 지시한다. 단기 예보는 SST가 시간에 따라 두드러지게 변하지 않는다는 가정 하에 관측 SST

를 가지고 수행되지만, 중·장기 예보에서는 합리적인 가정이 분명 아니다(가령, Peña et al., 2002).

계절 및 경년 예보의 경우, SST는 대기 모형과 결합된 해양 모형을 이용하여 예측된다(Ji et al., 1994; Trenberth, 1992). 또한 해양에서의 지표 플럭스는 표면파에 의존하는데, 이 파는 바람의 지배를 받는다. 현재 대부분의 모형은 유효 거칠기 길이를 지표 응력과 연관시키는 Charnock(1955) 모수화를 이용한다. 응력과 거칠기 길이는 반복적인 절차로 얻어지고, 벌크 공기역학 공식은 현열과 잠열 플럭스를 도출하기 위해 이용된다. 그러나 현실에서 해파는 대기와의 이전 상호 작용에 대한 기억을 가지고 있다. 즉, 너울(swell, ‘오래된 바다’)은 파가 바람의 급작스런 변화에 의해 지배되는 ‘새로운 바다’보다 더 부드럽고, 이는 결국 표면 응력과 열 및 수분의 플럭스에 영향을 미친다. 이러한 효과를 설명하기 위해, 대기 모형을 해양 파 모형과 결합하는 것이 필요하다.

이와 비슷하게 육지에서는, 열과 수분의 표면 플럭스가 식생 및 토양 수분에 강하게 의존한다. 예전 모형들은 간단한 15 cm ‘물통(bucket)’ 모형을 이용해서 가용 토양 수분의 효과를 나타냄으로써 Manabe et al.(1965)을 따랐는데, 이 물통의 내용물은 증발에 의해 감소되고 강수에 의해 증가하며, 월류(overflow)는 강의 유출(river runoff)을 표현한다. 지표면 온도는 육지에 대해 열용량이 0이라고 가정하여 진단적으로 얻었다. 현재의 모형은 토양 온도 및 수분에 대한 예단 방정식을 가지고 있는 다층 토양 모형과 대기 모형의 결합을 포함하며, 증발산에 미치는 식물의 매우 중요한 제어 효과를 포함한다(Sellers, 1992; Dickinson, 1992; Pan, 1990의 검토 논문을 보라).