

수치 모사된 뇌우 유출의 구조와 진화

김연희^{1,*} · 백종진²

¹국립기상연구소 예보연구팀, 156-720 서울시 동작구 기상청길 45

²서울대학교 지구환경과학부, 151-742 서울시 관악구 관악로 599

Structure and Evolution of a Numerically Simulated Thunderstorm Outflow

Yeon-Hee Kim^{1,*} and Jong-Jin Baik²

¹Forecast Research Laboratory, National Institute of Meteorological Research, Seoul 156-720, Korea

²School of Earth and Environmental Sciences, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

Abstract: The structure and evolution of a thunderstorm outflow in two dimensions with no environmental wind are investigated using a cloud-resolving model with explicit liquid-ice phase microphysical processes (ARPS: Advanced Regional Prediction System). The turbulence structure of the outflow is explicitly resolved with a high-resolution grid size of 50 m. The simulated single-cell storm and its associated Kelvin-Helmholtz (KH) billows are found to have the life stages of development, maturity, and decay. The secondary pulsation and splitting of convective cells resulted from interactions between cloud dynamics and microphysics are observed. The cooled downdrafts caused by the evaporation of rain and hail in the relatively dry lower atmosphere result in thunderstorm cold-air outflow. The outflow head propagates with almost constant speed. The KH billows formed by the KH instability cause turbulence mixing from the top of the outflow and control the structure of the outflow. The KH billows are initiated at the outflow head, and grow and decay as moving rearward relative to the gust front. The numerical simulation results of the ratio of the horizontal wavelength of the fastest growing perturbation to the critical shear-layer depth and the ratio of the horizontal wavelength of the billow to its maximum amplitude are matched well with the results of other studies.

Keywords: thunderstorm outflow, Kelvin-Helmholtz (KH) instability, KH billow, ARPS

요약: 명시적 액체-얼음상 미시물리 과정을 포함하는 구름 분해 모형(ARPS: Advanced Regional Prediction System)을 이용하여 2차원 그리고 주변 바람이 없는 경우에 뇌우 유출의 구조와 진화를 조사하였다. 고해상도 격자 간격(50 m)을 이용하여 유출의 난류 구조를 명시적으로 분해하였다. 모사된 단세포 스톱과 스톱과 연관된 Kelvin-Helmholtz(KH) 빌로우(billow)는 발달, 성숙, 소멸의 생애 단계를 가졌다. 구름 역학과 미시물리 사이의 상호작용으로 야기된 이차 맥동과 대류 세포의 분할이 관측되었다. 상대적으로 건조한 하층 대기를 낙하하는 빗방울과 우박의 증발에 기인한 찬 하강류는 뇌우 찬 공기 유출을 야기시켰다. 유출 머리는 거의 일정한 속도로 이동하였다. KH 불안정에 의해 생성된 KH 빌로우는 유출 상부에서 난류 혼합을 야기하였으며 유출의 구조를 지배하였다. KH 빌로우는 유출 머리에서 생성되었고 돌풍 전선에 상대적으로 뒤쪽으로 이동함에 따라 성장하고 소멸하였다. 가장 빨리 성장하는 섭동의 수평 파장과 임계 시어층 깊이의 비 그리고 KH 빌로우의 수평 파장과 최대 진폭의 비에 대한 수치 모사 결과는 다른 연구 결과와 잘 일치하였다.

주요어: 뇌우 유출, Kelvin-Helmholtz (KH) 불안정, KH 빌로우, ARPS

*Corresponding author: kyh@metri.re.kr

Tel: 82-2-6712-0253

Fax: 82-2-834-5922

서 론

뇌우 찬 공기 유출(outflow)은 강수 구름 아래에서 증발 냉각에 의한 하강 기류가 지표면을 따라 퍼져 나가는 현상이다. 뇌우 유출은 다수의 관측 및 수치 연구를 통하여 잘 알려져 있다[e.g., Charba, 1974; Droegemeier and Wilhelmson, 1987(이하 DW로 표시)]. 뇌우 유출의 돌풍 전선이 통과함에 따라 압력 증가, 풍향 변화, 풍속 증가 그리고 온위 하강이 관측된다(e.g., Wakimoto, 1982; Mueller and Carbone, 1987). Goff(1976)는 탑(tower) 자료로부터 유출의 구조를 도해화하여 그 내부 흐름이 실험실 밀도류와 유사함을 보였다. 탑 자료가 유출 관측에 유용한 정보를 줄 수 있으나 연직으로 수백 미터 아래의 관측만이 가능하여 유출의 상부 조사에는 한계가 있다. Weaver and Nelson(1982)은 레이더 자료를 이용하여 돌풍 전선에서 주위 공기의 수렴에 의한 연속적인 대류 세포 형성을 조사하였다. Mahoney(1988)는 뇌우 유출의 운동학 및 열역학적 구조를 조사하였고 또한 밀도류와의 상사를 보였다.

밀도류에 관한 기본적인 역학은 주로 수조를 이용한 실험실 연구를 통하여 밝혀졌다(e.g., Simpson, 1969). 두 유체 사이의 밀도 차이에 의해 밀도류(혹은 중력류)가 유발되고 그 경계에서 일어날 수 있는 Kelvin-Helmholtz(KH) 불안정이 난류 혼합을 일으킨다. Simpson and Britter(1980)는 지표 마찰 효과와 주변 바람의 영향에 따른 밀도류 머리 구조의 변화와 수조에서 실험 조건에 따른 여러 형태의 밀도류 발생을 조사하였다. 그러나 수조 실험이 유출의 기본 특징을 연구하는데는 유용할지라도 실험 조건의 한계성 때문에 유출의 현실성에 관한 논리적 고찰이 제한된다. 예를 들어 강수 구름 아래에서 증발 냉각되어 생성된 흐름과 유사한 환경을 유체 실험에 포함 시키기는 어렵다. 그러므로 관측과 수치 연구로써 유출에 대하여 좀 더 명확하게 통찰할 필요가 있다.

Mitchell and Hovermale(1977)은 뇌우 유출에 관한 기본적인 수치 연구를 수행하였다. 그들은 열 싱크(sink)로서 증발 냉각을 나타내어 유출의 머리 구조를 보였으나 강(rigid) 측면 경계 조건과 좁은 모형 영역의 사용으로 흐름이 과장되었다. Crook and Miller(1985)는 하층이 안정한 대기로 전파하는 밀도류에 의해 발생하는 undular bore의 특징을 조사하였다. DW는 고해상도 건조 모형을 이용하여 유출의 난류

구조를 조사하였다. 그러나 그들은 특성화된 냉각을 이용하여 수평으로 퍼져나가는 유출을 조사하였다. Proctor(1988, 1989)는 모형의 상층 경계에 우박의 분포를 특성화하여 낙하하는 우박의 냉각에 의한 마이크로버스트(microburst)의 역학을 조사하였다. 그는 마이크로버스트의 역학을 조사하기 위해서는 얼음 미시물리 과정이 포함된 구름 모형의 사용이 중요하다고 지적하였다. 유체 역학적인 관점에서도 밀도류에 관한 많은 연구가 진행되어 왔다(e.g., Xue et al., 1997). Chen(1995)은 건조 모형을 사용하여 바람 시어(shear)가 있는 경우에 중력류를 조사하였다. 김연희와 백종진(1998)은 고해상도 건조 모형을 이용하여 찬 공기 플로부터 안정도에 따른 밀도류를 유발시켜 배경 대기의 안정도가 밀도류의 구조 및 진화에 미치는 영향을 조사하였다.

지금까지 뇌우 유출에 관한 수치 연구에서는 주로 찬 공기 풀을 지정하였거나 성긴 격자 간격을 사용하였다. 본 연구에서는 고해상도 구름 모형을 이용하여 수치 모사된 단세포 스톰(single-cell storm)에서의 뇌우 유출의 세부 구조와 진화를 조사하였다.

수치 모형 및 실험 설계

본 연구에서 사용한 수치 모형은 ARPS(Advanced Regional Prediction System)이다(Xue et al., 1995). ARPS는 구름 규모와 중간 규모 대기 현상 모사와 실시간 수치 예보에 적합한 비정수적, 완전한 압축적 모형이다. 모형의 지배 방정식 계는 Arakawa C 격자계에서 차별화되어 적분되고, 수평과 연직 운동량, 온위, 압력, 수물질에 관한 예단 방정식과 습윤 공기에 대한 상태 방정식으로 구성되어 있다.

2차원(x-z)에서의 수평과 연직 물리적 영역을 각각 150 km와 12 km, 수평과 연직 격자 간격을 50 m로 하였다. 주변 바람이 없는 경우에 단세포 스톰에서의 유출은 축 대칭적인 현상이다. 따라서 2차원 직교 좌표계에서 수치 모사된 유출 구조는 축 대칭 좌표계에서 수치 모사된 유출 구조와 어느 정도 차이가 있으리라 생각된다. 이 문제에 대한 추후 연구가 필요하다. 큰 시간 간격은 0.2초, 음파와 연관된 작은 시간 간격은 0.1초로하여 모형을 100분간 적분하였다. 측면 경계 조건으로 복사 경계 조건을 사용하여 경계에서 파의 반사를 최소화하였다. 지표면 마찰이 고려될 경우에는 마찰의 영향으로 뇌우 유출 속도가

느러지고 유출 머리 모양이 둥근 형태를 보이고 지표면 근처에서의 흐름이 조금 복잡해 질 수 있다. 본 연구에서는 간단한 상황에서 뇌우 유출의 세부적인 구조와 진화를 조사하기 위해서 지표면 마찰을 무시하였다. 12-15 km의 고도에 Rayleigh 감쇠층을 두어 파가 모형 내부로 반사하는 것을 막았다. 액체와 열 음상을 포함하는 구름 미시물리 과정을 고려하였다.

평균장의 바람 성분은 없다고 가정하였고 온도와 수증기 혼합비의 연직 구조는 Weisman and Klemm (1982)의 열역학 탐측 자료를 사용하였다. 이 탐측 자료에서 대류 가용 잠재 에너지는 2097 J kg^{-1} , 상승 응결 고도는 2034 m, 어는 점의 고도는 약 3.5 km이다. 하층은 건조하여 수물질의 증발에 의한 유출 발달을 가속화시킬 수 있다. 대류를 유발시키기 위하여 3 K의 크기를 가진 온난 거품을 모형 중심(75 km)의 하층부에 두었다. 4-5 km 고도 이하 지역의 대기는 조건부 불안정하다. 온난 거품의 형태로 열역학 방정식에 첨가된 양의 온위 편차에 의해 양의 부력이 생기면서 상승 운동이 유발되며 상승 운동에 따른 수증기의 연직 수송이 시작되고 구름이 생성되기 시작한다.

단세포 스톱의 생애

Fig. 1은 계산 영역에서 최대 및 최소 연직 속도의 시간 변화를 보여준다. 스톱은 수증기의 응결에 의한 잠열 방출로 인하여 발달하기 시작한다. 21분에 52 m s^{-1} 의 최대 상승류를 33분에는 36 m s^{-1} 의 이차 최대 상승류를 보이고 서서히 소멸한다. 최대 상승류가 강화됨에 따라 최대 하강류도 강화되며 22분에 40 m s^{-1} 의 최대값을 보인다. 최대 상승류는 최대 하강류의 1.3배 정도이다. 일차 최대 상승류가 나타난 이후 상승류는 서서히 감소하나 하강류는 이차 최대 상승류가 나타나는 시간까지 요동한다. 수물질의 증가와 그에 의한 강수로 스톱은 점차 소멸된다.

Fig. 2는 10분에서 45분까지 5분 간격의 섭동 연직 속도 분포이다. 주변 바람장을 고려하지 않아 모형 중심에서 양쪽이 대칭이다. 스톱이 발달함에 따라 최대 상승류와 보상 하강류가 위치하는 지역이 모형 영역의 하층에서 중층으로 이동된다(10, 15분). 15분과 20분 사이에 스톱은 빠른 속도로 성장한다. 20분에는 상승류가 모형 꼭대기 이상까지 도달하였고 스톱 내부에는 강한 상승류가 지배적이다. 25분에는 상

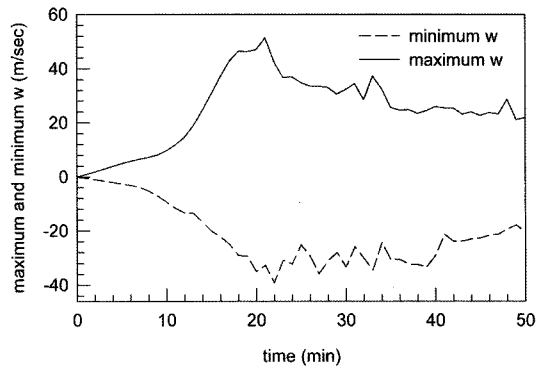


Fig. 1. The time evolution of the maximum and minimum vertical velocities.

층에서 스톱의 수평 규모가 확대되었으나 최대 상승류의 세기는 감소되었다(Fig. 1). 강수에 의해 모형 중심에서의 상승류의 세기는 현저히 감소되었고 모형 하부에는 하강류가 존재한다. 이 하강류는 스톱 하부의 건조한 경계층을 통과하면서 증발 냉각되어 찬 공기 유출을 발생시킨다. 상층에서는 모형 중심의 상승 세포로부터 분리되어 생성된 상승 세포가 하강 세포와 함께 줄지어 있다. 30분에 중·하층에서는 강수에 의한 하강류로 스톱 소멸이 이미 시작된다. 유출은 스톱과 주위의 영향을 받으면서 지표면을 따라 수평으로 퍼져나간다. 스톱 중심에서의 강수 하중이 크기 때문에 상층의 대류 세포들은 V자 형태이다. 35분에도 지속되는 강수로 인해 스톱 소멸은 계속된다. Soong and Ogura(1973)는 지표 강수 현상으로 스톱 내에서 상당한 양의 강수 입자가 제거됨에 따른 수하중 감소로 상대적인 부력 증가가 야기되어 스톱이 발달과 쇠퇴를 되풀이 하는 현상을 맥동(pulsation)이라고 하였다. 본 연구에서도 중심의 약 4 km 고도에서 약한 강도의 상승 세포가 발달하였는데 이는 Fig. 1의 이차 최대 상승류가 나타난 시각과 부합되어 이차 맥동으로 설명할 수 있다. 이와 같이 짧은 시간 동안 스톱 내에서 상승류가 유발되나 수분 공급의 부족으로 바로 약해지고 스톱도 점차 소멸한다(40, 45분).

Figs. 3과 4는 각각 15분과 25분에서 수증기, 구름 물, 빗물, 구름얼음, 눈, 우박의 혼합비 분포를 보여준다. Fig. 3에서는 하층에서 수증기가 상승류에 의해 연직으로 수송되고 이에 따른 응결에 의해(응결은 8분에 처음으로 일어남) 스톱 중심의 약 4.5 km 고도를 중심으로 많은 양의 구름물이 생성되어 있다.

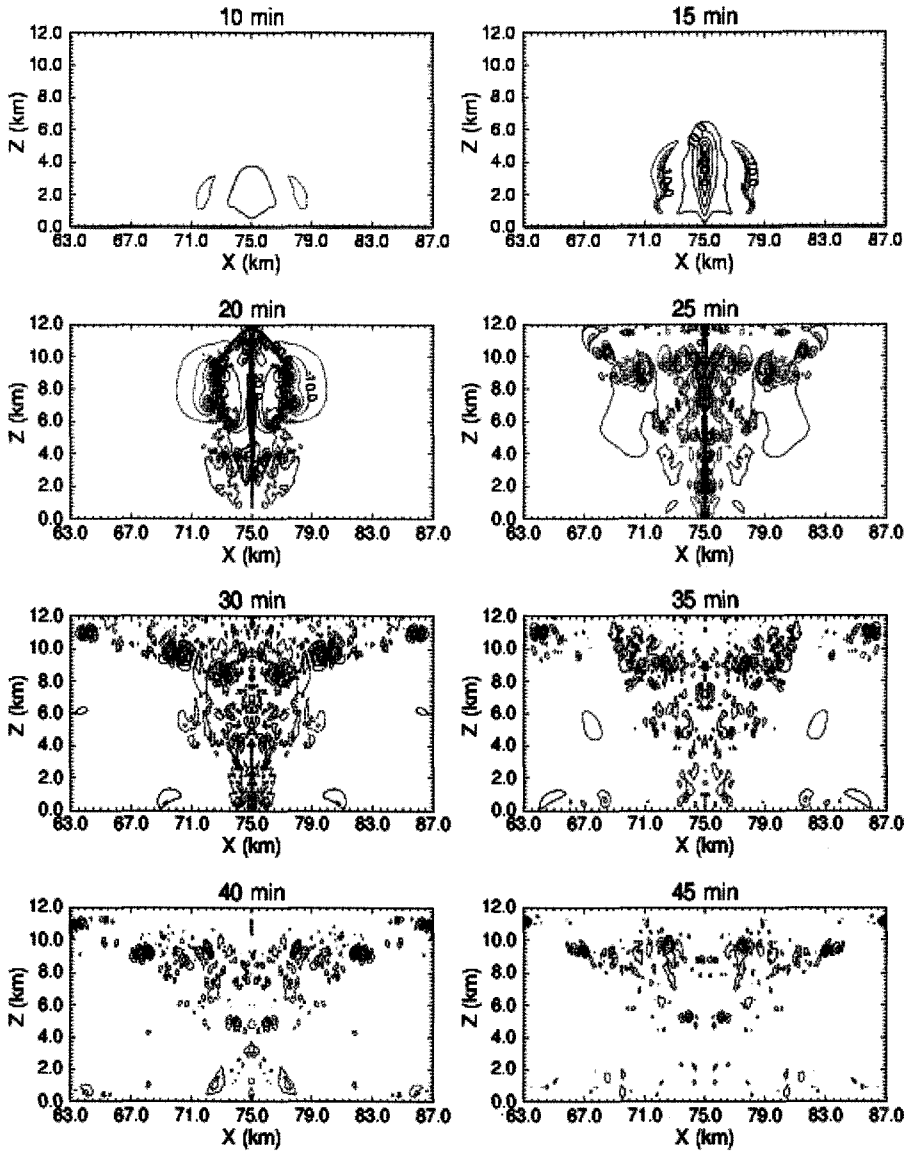


Fig. 2. The time sequence of the perturbation vertical velocity field from 10 to 45 min in 5 min intervals. The contour interval is 5 m s^{-1} .

Fig. 4에서의 대류권 하부는 빗물과 우박에 의한 많은 양의 강수 현상이 있고 상부는 구름얼음과 눈으로 구성된 구름으로 덮여있다. 15분에 4 km 이상의 고도에 위치한 우박(Fig. 3)은 25분경에 지표로 떨어진다(Fig. 4). 구름얼음은 침적 속도를 가지지 않으므로 Fig. 2의 25분의 상층 대류 세포들과 관련되어 파동 형태를 보인다. 눈도 구름얼음과 유사한 패턴을 보이나 우박보다는 작은 침적 속도를 가지므로 하강류가 위치한 곳은 갈고리(hook) 모양의 구름 형태를

보인다(수평 80 km). 떨어지는 빗물과 우박은 구름 하부의 건조한 경계층(상대 습도가 약 40-50%)을 지나면서 증발 냉각된 하강 기류를 발생시킨다. 생성된 유출은 뇌우와 주위의 영향을 받으면서 수평으로 퍼져나간다. 스톰이 소멸기에 들어가면서 낙하하는 비와 우박의 양은 급격히 감소하고 상층에 상대적으로 많은 양의 눈이 존재한다(보이지 않음).

Fig. 5는 구름물, 구름얼음, 빗물, 눈, 우박의 최대 혼합비의 시간 진화를 보여준다. 구름물은 점점 증가

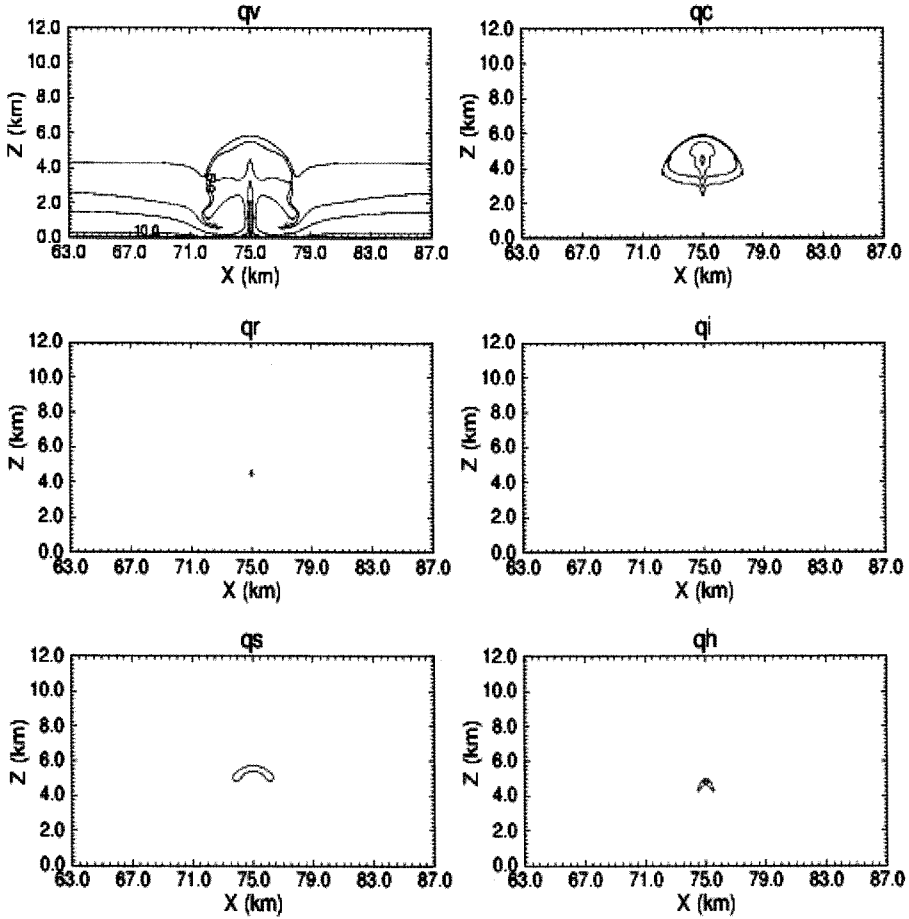


Fig. 3. The mixing ratio fields of the water vapor (q_v , contour interval of 2.5 g kg^{-1}), cloud water (q_c , 1 g kg^{-1}), rain (q_r , 1 g kg^{-1}), cloud ice (q_i , 1 g kg^{-1}), snow (q_s , 1 g kg^{-1}), and hail (q_h , 2.5 g kg^{-1}) at $t = 15$ min.

하여 가장 먼저 16분에 최대값(4.5 g kg^{-1})을 보여주고 그 후 감소 경향을 보인다. 구름얼음은 구름물보다 늦게 생성되기 시작하여 19분에 최대에 도달하였다. 14분 이후부터 우박의 생성량이 급증하여 20분에 90 g kg^{-1} 의 최대 혼합비를 보여준다. 빗물은 15분에 2 g kg^{-1} 까지 증가한 후 감소하다가 우박의 최대 혼합비가 나타난 20분 이후에 다시 증가하여 26분과 29분에 약 10.5 g kg^{-1} 에 이르고 감소한다. 구름물, 구름얼음과 눈의 최대 혼합비의 시간 진화는 완만하게 진행되며 단세포 스톰이 이미 쇠약 단계에 접어든 약 35분 이후에는 눈이 지배적이다. Figs. 1-5에서 나타나 있듯이 단세포 스톰은 약 50분 정도의 짧은 일생을 가지면서 발달, 성숙, 소멸 단계를 거쳤다.

뇌우 유출의 구조와 진화

유출의 발달

Fig. 6은 26분에서 41분까지의 시간 동안 1분 간격으로 나타낸 은위 편차이다. 25분경에 강수 입자의 증발 냉각으로 생성된 유출이 지표면을 따라 이동한다. 26분에 KH 불안정에 의한 KH 빌로우(billow) A가 유출 머리에서 생성되어 발달한다. KH 빌로우 A는 유출 머리에서 몸통 쪽으로 전파되면서 30분에 최대 연직 진폭(1.2 km)을 보이고 38분경에 거의 소멸하였다. KH 빌로우 A의 소멸은 빌로우의 상층 경계에서부터 시작된다(36분). KH 빌로우 A가 발달한 2분 후에는(28분) KH 빌로우 B가 유출 머리에서 생

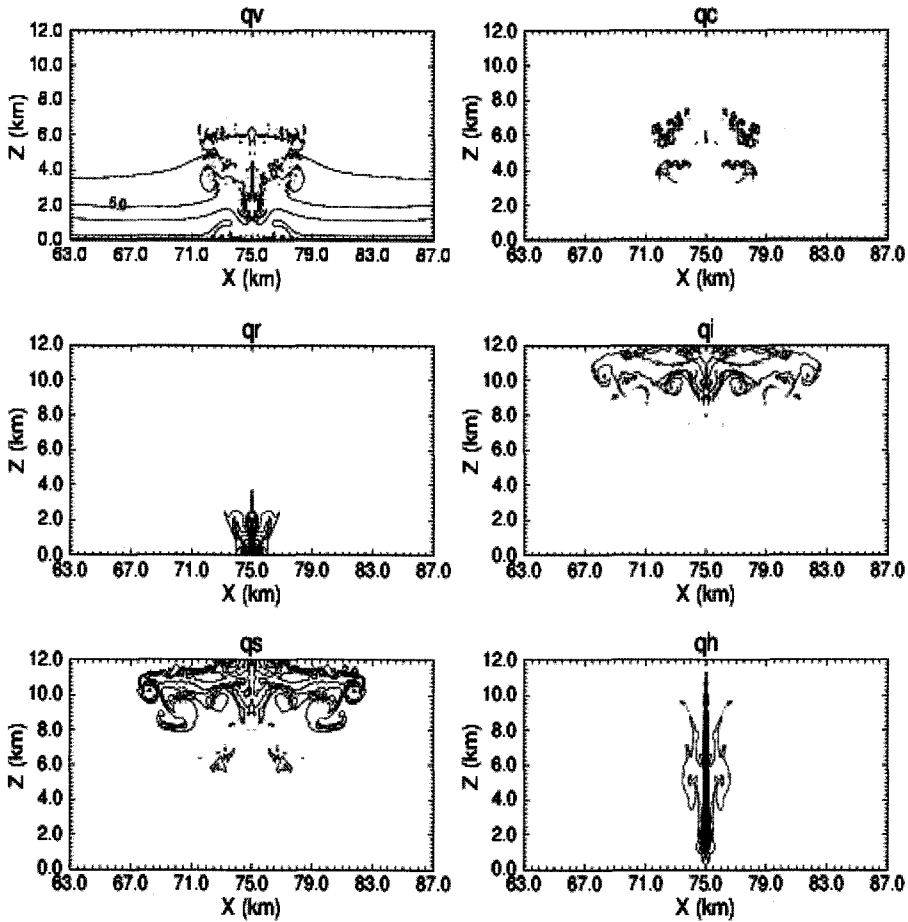


Fig. 4. The same as in Fig. 3 except for $t=25$ min.

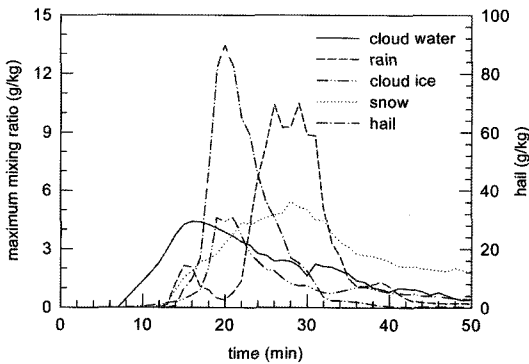


Fig. 5. The time evolution of the maximum mixing ratios of the cloud water, cloud ice, rain, snow, and hail.

성되어 31분에 최대 진폭을 보인다. KH 빌로우 C는 30분에 유출 머리에서 발달하여 33분에 최대 진폭을 보인다. 수평 82.5 km와 연직 750 m에 중심을 둔

KH 빌로우 C는 두 갈래로 나누어지기 시작한다. 그 오른쪽 부분은 또 다른 KH 빌로우(KH 빌로우 D로 부름)를 형성한다. 왼쪽 부분(KH 빌로우 C)은 KH 빌로우 B와 함께 강하게 진폭되고(34분) KH 빌로우 B는 유출 머리 쪽으로 들어간다(35분). KH 빌로우 C는 38분경에 거의 소멸하였다. KH 빌로우 B는 수평 84 km 부근에서 KH 빌로우 D와 충돌하여 약 1.2 km의 최대 진폭을 보이고(36분) 그로 인해 작은 규모로 빌로우가 깨어지면서(37분) 점차 소멸된다(39분). 37분 이후 수평 84.5 km에서 강한 난류 혼합을 관측할 수 있고 이것이 KH 빌로우 소멸에 중요한 기작으로 작용함을 알 수 있다. 즉, KH 빌로우는 유출 머리에서 연속적으로 생성되어 몸통으로 전파되면서 주위와의 난류 혼합에 의해 소멸된다. DW의 연구에서는 수치 모형의 측면 경계로부터 찬 공기가 계속 유입되어 KH 빌로우가 주기적으로 생성되었으

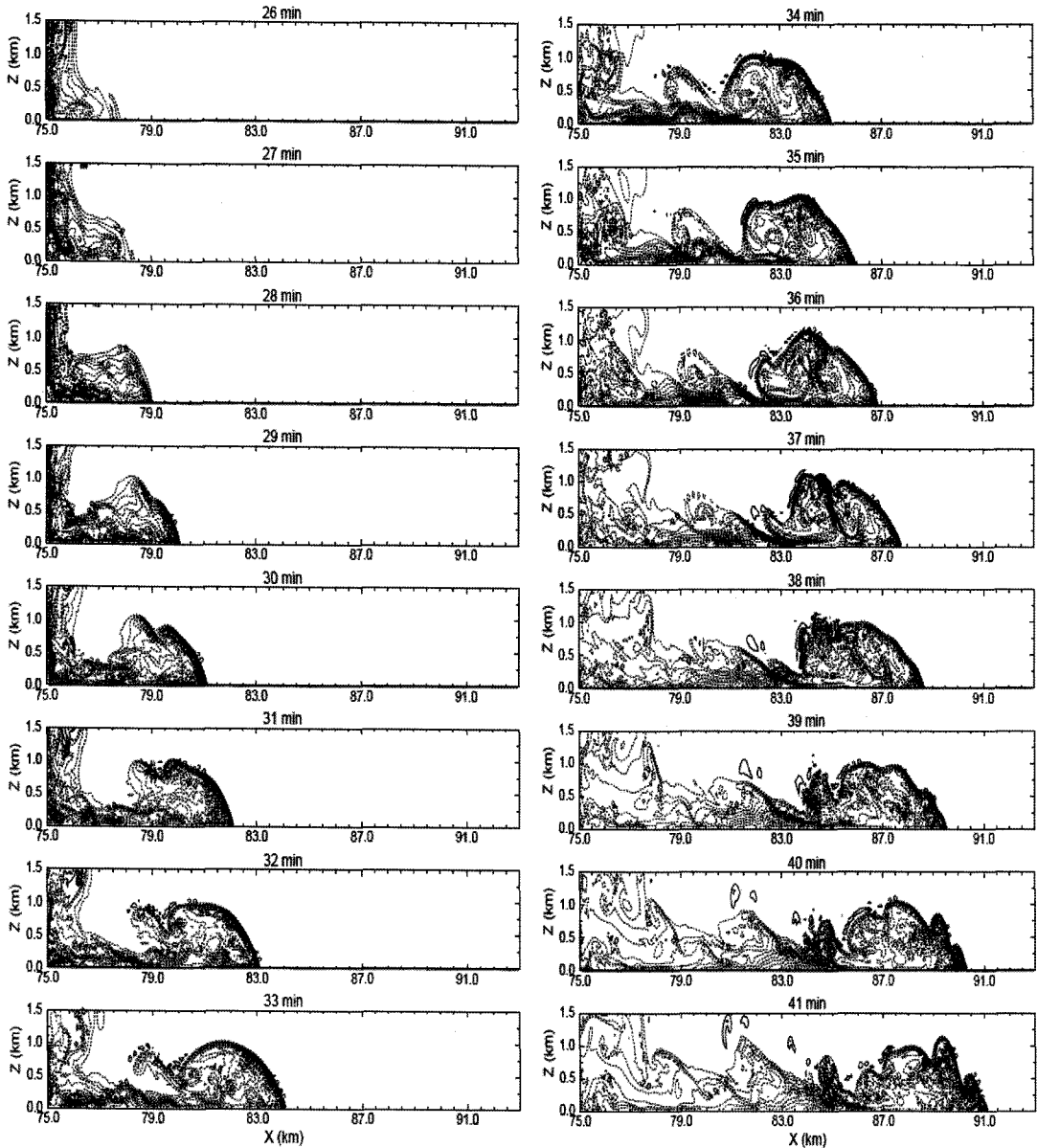


Fig. 6. The time sequence of the perturbation potential temperature field from 26 to 41 min in 1 min intervals. The contour interval is 1 K.

나 소멸되지는 않았다. 본 연구에서는 뇌우로부터 발달된 유출의 KH 빌로우를 고해상도 격자 간격으로 모사함으로써 KH 빌로우의 발달과 소멸 과정을 상세히 보일 수 있었다.

Seitter(1983)는 준정상 상태에서의 밀도류 전파 속도를 뇌우 유출에 적용시켜 다음 식을 구하였다.

$$V_f = k \left(\frac{\Delta P}{\rho_a} \right)^{1/2} \quad (1)$$

여기서 ΔP 는 지표면에서 주위 공기와 밀도류 머리 사이의 정수적 기압차, k 는 Froude (Fr) 수, ρ_a 는 주위 공기의 밀도이다. 그는 이차원, 습윤 모형을 이용한 뇌우 유출 수치 실험을 통해 0.77의 k 값을 얻었다. 강수가 계속되는 동안에는 주위 공기와 온도차가 거의 일정하게 유지되어 준정상 상태가 되므로 Fig. 6에서 유출 머리의 이동 속도를 계산할 수 있다. 유출 머리는 약 15.1 m s^{-1} 의 속도로 이동하였다. 식 (1)

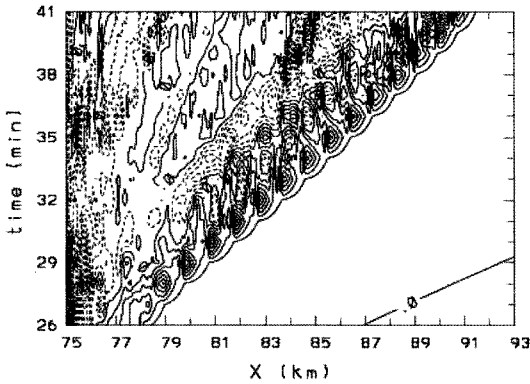


Fig. 7. The time-distance plot of the perturbation vertical velocity at a height of 350 m. The contour interval is 1.5 m s^{-1} .

을 이용하여 계산된 Fr 수는 1.25로 이 값은 Benjamin (1968)이 제시한 비점성, 비압축, 정상 상태의 밀도류에 관한 k 값(1.414)보다는 작고 Seitter(1983)가 제시한 값보다는 크다.

유출 머리는 유출이 발달된 이후부터 거의 일정한 최대 깊이(1-1.2 km)를 가졌으며 하층 경계에서의 마찰 효과가 없으므로 nose가 나타나지 않은 형태를 유지하였다. 돌풍 전선에 상대적으로 몸통 쪽으로 진행되는 KH 빌로우의 전파 속도는 약 5 m s^{-1} 였다. 뇌우로부터 유출 머리로의 찬 공기의 유입이 있기 때문에 머리에서 KH 빌로우가 연속적으로 생성되었다. 수치 적분이 계속되면서(100분까지) 스톰은 완전히 소멸하였다. 유출 유지의 근원이 점점 사라지면서 몸통으로부터 찬 공기의 유입이 줄어들어 온위와 압력 경도가 감소하였다. 그 결과 머리의 높이는 일정한 반면 수평 규모는 점차 줄어들었고 나중에는 독립된 와동 형태를 보였다(보이지 않음).

Fig. 7은 모형으로부터 1분 간격으로 추출한 자료를 이용한 26분에서 41분까지의 350 m 고도에서의 섭동 연직 속도 분포를 보여준다. 이 그림에서 돌풍 전선과 관련된 기울기를 구하면 약 15 m s^{-1} 로 이는 Fig. 6에서 구한 유출 머리 전파 속도와 일치한다.

유출의 역학 및 열역학 구조

Fig. 8은 40분에서의 수평과 연직 섭동 속도, 섭동 온위 및 섭동 압력의 분포를 나타낸다. 섭동 수평 속도장에서는 유출의 상층 경계에서 속도 시어가 있고 특히 머리에서 강하다. 수평 속도는 미끄럼 경계 조건 때문에 하층 경계에서 가장 크다. 최대 수평 속도

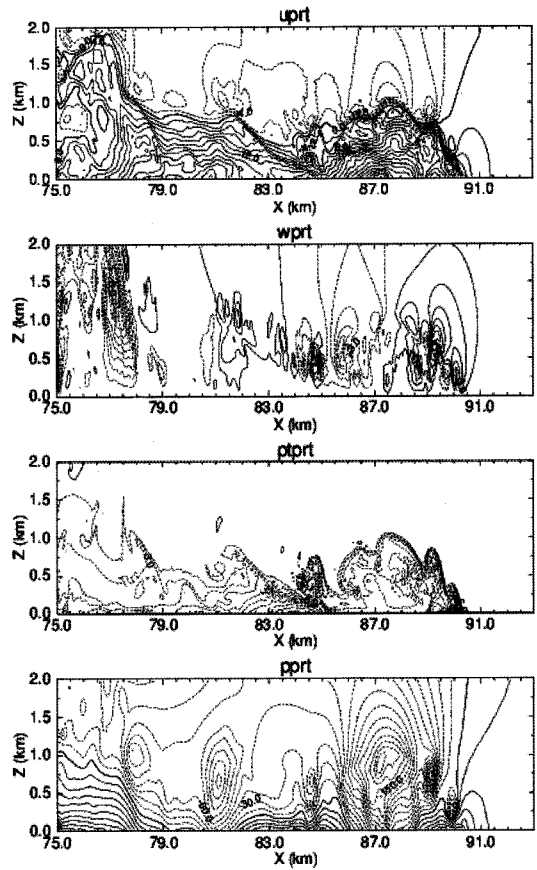


Fig. 8. The fields of the (a) perturbation horizontal velocity (contour interval of 2 m s^{-1}), (b) perturbation vertical velocity (contour interval of 1.5 m s^{-1}), (c) perturbation potential temperature (contour interval of 1.5 K), and (d) perturbation pressure (contour interval of 15 Pa) at $t = 40 \text{ min}$.

중심은 돌풍 전선에서 약 3.5 km 떨어진 곳에 위치하며 돌풍 전선 전파 속도보다 최대 수평 속도가 더 크다. 이로 인하여 수평으로 이루어진 흐름은 유출 머리에서 상층으로 전복된다. Simpson(1969)은 중력류 실험에서 전선 전파 속도는 전선 뒤의 지표면 평균 속도의 3/4배라고 밝혔다. Goff(1976)는 관측을 통하여 수평 최대 속도의 약 0.67배라고 하였다. 본 연구에서는 전선 전파 속도와 수평 최대 속도의 비가 약 0.4배 정도로 다른 연구에 비해 수평 속도가 크게 나타났다. 이는 지표면 마찰의 영향이 없어 지표면을 따라 강한 바람이 발달하였기 때문이다.

섭동 연직 속도장에서는 작은 규모의 강한 상승·하강 기류가 연속적인 형태로 나타난다. 이는 연직 속도 분포가 KH 빌로우와 관련되어 있음을 의미한

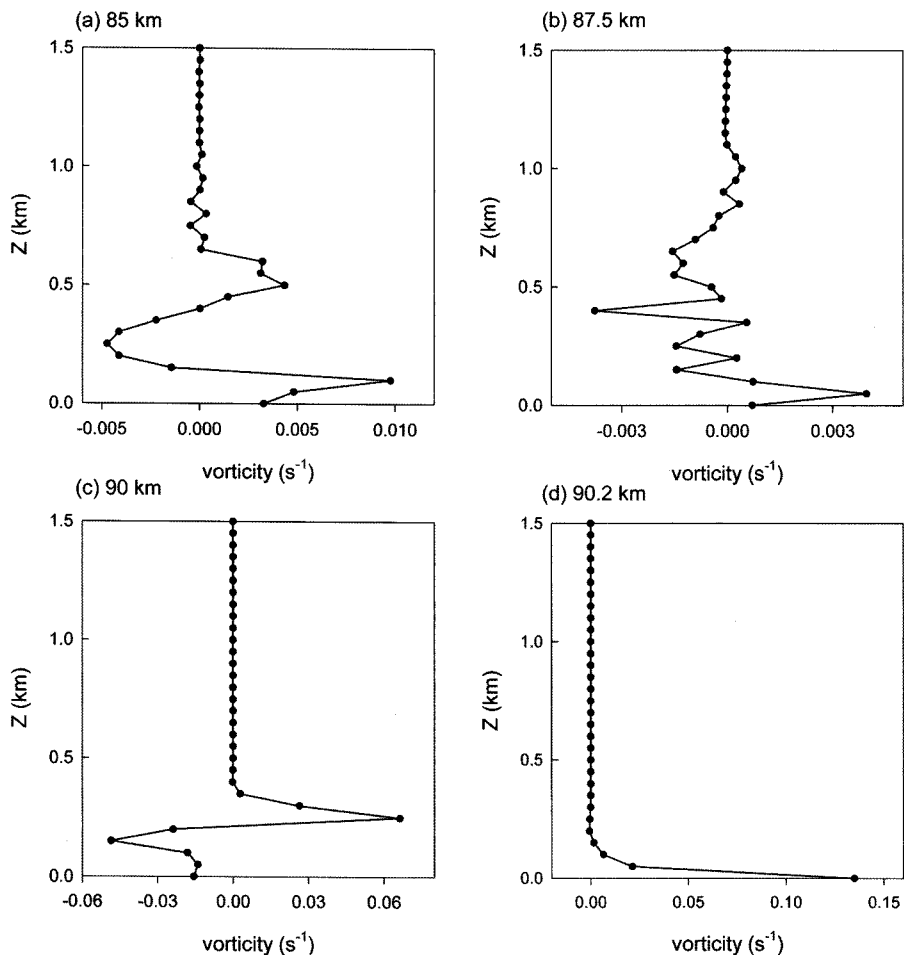


Fig. 9. The vertical profiles of the vorticity at locations of (a) $x=85$ km, (b) $x=87.5$ km, (c) $x=90$ km, and (d) $x=90.2$ km at $t=40$ min.

다. KH 빌로우에 의한 상승·하강 기류의 크기는 $5-10 \text{ m s}^{-1}$ 정도로 유출 내에서 작은 규모의 와동의 형태를 보인다. 수평 속도의 국부적인 최대값이 상승·하강 기류 쌍들의 중심에 위치하여 각 빌로우의 오른 쪽에는 상승류 그리고 왼쪽에는 하강류가 나타난다.

섭동 은위장에서는 잘 발달된 KH 빌로우가 유출의 상부에 나타나 있다. 몸통 쪽의 강한 수평 바람에 의한 흐름이 유출 머리에 도달한다. 이 흐름이 머리에서 위로 전복되어 강한 연직 바람 성분이 생긴다. 유출 상층 경계에서의 KH 불안정에 의한 KH 빌로우는 유출 머리에서 생성되고 돌풍 전선에 상대적으로 몸통 쪽으로 이동하면서(수평 87.5 km) 주위와의 난류 혼합에 의해 서서히 소멸한다(수평 84 km 부근).

섭동 압력장에서는 국부적 최소 압력 지역이 섭동

은위장의 KH 빌로우와 부합된다(수평 $81, 84.5, 87.5, 89, 90 \text{ km}$). 이들 지역은 국지적 최대 수평 속도 중심과 연직 속도장의 상승·하강 기류쌍의 중심에 위치하여 선형(cyclostrophic) 균형을 만족한다. 국부적 최소 압력 지역 사이의 최대 섭동 압력이 나타난 지역(수평 $84, 85, 89.5 \text{ km}$)에서는 섭동 은위장과 정수적(hydrostatic) 균형이 만족된다.

유출 머리에서는 은위 강하에 비해 압력 마루가 머리를 앞서 나가 정수적 균형이 만족되지 않는다. 유출 머리에서는 주위의 상대적으로 따뜻한 공기와 유출의 찬 공기가 충돌함에 따라 수렴 지역이 생기고 이로 인해 역학적으로 생성된 압력 마루가 존재한다. 압력 마루의 비정수적 생성을 정량적으로 살펴 보자. 수평 운동 방정식에서 발산 감쇠 항을 무시하

고 돌풍 전선의 이동을 준정상 상태의 수평 흐름으로 볼 수 있다면 다음 식이 성립한다(Houze, 1993).

$$\frac{D}{Dx} \left(\frac{u^2}{2} + \frac{p'}{\bar{\rho}} \right) = 0 \quad (2)$$

여기서 u 는 섭동 수평 속도, p' 은 섭동 압력, $\bar{\rho}$ 는 유출내의 평균 밀도이다. 위 식을 유출 머리 바로 뒤의 비정상적 압력이 존재하지 않는 곳에서부터 압력 마루까지 지표면을 따라 적분하면 유출 머리에서의 비정상적 압력은 식 (3)처럼 수평 운동 에너지와 관련된다.

$$\frac{p'}{\bar{\rho}} = \frac{1}{2} u^2 \quad (3)$$

섭동 압력장(Fig. 8d)에서 압력 마루의 섭동 압력을 식 (3)에 대입하여 압력 마루에서의(약 90.3 km) 단위 질량당 운동 에너지를 계산하면 $75 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 이다. 즉, 12.2 m s^{-1} 의 섭동 수평 속도를 예측할 수 있고 이 수치는 섭동 수평 속도장(Fig. 8a)의 유출 머리에서 나타난 지표면 수평 속도(12 m s^{-1})와 비슷하다. 즉, 머리 바로 앞의 압력 마루는 유출 머리에서 수평 운동 에너지가 역학적으로 전달되기 때문에 비정상적으로 생성된 것이다.

뇌우로부터의 찬 하강류에 의해 모형 중심 하부에는 압력 돔(pressure dome)이 존재한다(Fig. 8d). 이로 인한 수평 압력 경도는 흐름을 유출 머리로 수평이류시킨다. 스톰이 소멸함에 따라 압력 돔의 강도는 약해지고 유출의 발달도 그 영향을 받는다. 유출 머리에서 섭동 압력의 크기는 뇌우로부터의 찬 공기 공급이 점점 중단됨에 따라 점차 감소하고 뇌우가 완전히 소멸한 이후에는 거의 일정하게 유지된다(약 75 Pa).

KH 불안정에 의한 KH 빌로우의 발달은 유출 머리에서의 소용돌이도와 그 근원 항을 조사함으로써 이해될 수 있다. 소용돌이도 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{d\xi}{dt} = - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial p'}{\partial x} \right) \quad (4)$$

여기서 B 는 부력이고 ξ 는 y 방향의 소용돌이도이다. 나머지 변수들의 의미는 Xue et al.(1995)을 참고하기 바란다. 수치 적분 동안 유출 머리에서는 부력 경도항이 솔레노이드 항과 발산 항에 비해 $10\text{-}10^4$ 정도

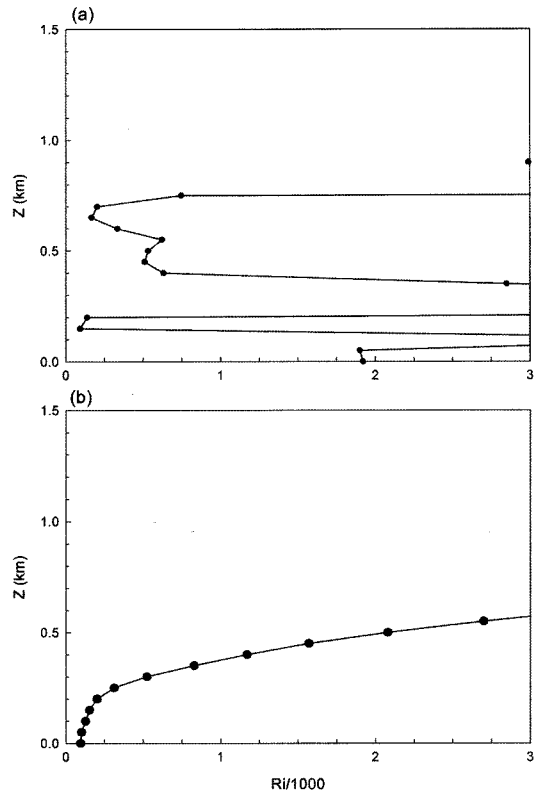


Fig. 10. The vertical profiles of the Richardson number at locations of (a) $x = 77.1 \text{ km}$ at $t = 25 \text{ min}$ and (b) $x = 79 \text{ km}$ at $t = 28 \text{ min}$.

커 부력 경도에 의한 소용돌이도 변화가 가장 지배적이었다. 즉, 부력 경도 항이 유출 머리에서 흐름을 유출 상부로 전복시키고 상층 경계에서 바람 시어와 온위 경도에 의한 KH 불안정이 KH 빌로우를 발생시킨다.

Fig. 9는 수평 85, 87.5, 90 km 부근에 중심을 둔 KH 빌로우와 돌풍 전선(수평 90.2 km)에서의 소용돌이도의 연직 분포를 보여준다. Fig. 9a는 KH 빌로우가 소멸 단계에 있을때이고 KH 빌로우의 깊이는 750 m 정도이다(Fig. 8c). 지표 부근과 KH 빌로우 상부에서 양의 소용돌이도를 보인다. 최대 소용돌이도는 100 m 고도에서 약 0.01 s^{-1} 이다. KH 빌로우의 깊이보다 높은 750 m에서 약 1.1 km까지 작은 진폭의 요동이 관측된다. Fig. 9b는 유출이 최대 깊이에 도달하였을때의 KH 빌로우에서의 소용돌이도로 그 깊이는 1.2 km이다(Fig. 8c). Fig. 9a에서처럼 KH 빌로우 깊이 이상에서 작은 진폭의 요동은 보이지 않으나 약 1 km 고도 부근에서 작은 규모의 요동이 존재

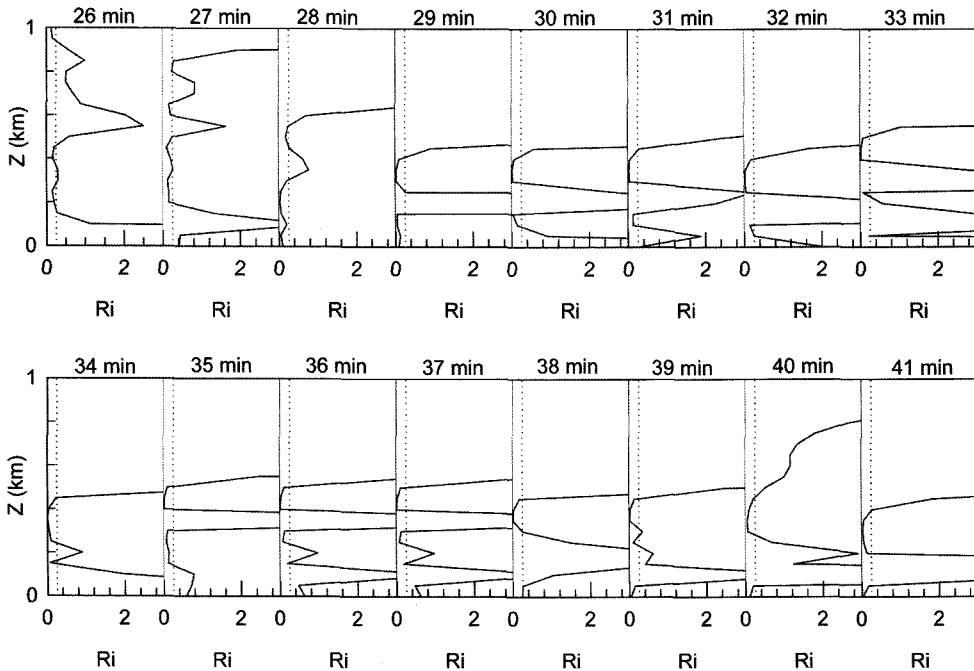


Fig. 11. The vertical profiles of the Richardson number at the 1 km rear of the gust front from $t=26$ to 41 min.

한다. Fig. 9c는 KH 빌로우가 발달할 때 그 깊이는 400 m이다(Fig. 8c). KH 빌로우 상층 경계 바로 아래에서 강한 소용돌이도 경도가 존재하여 KH 빌로우의 상부가 주위 흐름과 명확히 구분된다. 돌풍 전선에서의 소용돌이도(Fig. 9d)는 다른 KH 빌로우에 비해 강한 소용돌이도를 보이고 그 최대값(약 0.13 s^{-1})은 지표에 위치한다. 유출 내에서의 소용돌이도는 흐름이 전복되는 돌풍 전선과 KH 빌로우의 생성 단계에서 강하다. KH 빌로우가 소멸함에 따라 소용돌이도의 크기는 감소하고 소멸 단계에 이른 KH 빌로우 위의 작은 규모의 요동은 KH 빌로우의 상부에서부터 시작되어(Fig. 9b) 주위 공기로 이어진다(Fig. 9a). 즉, 지표 부근의 강한 소용돌이도가 KH 빌로우 발달에 기여하고 KH 빌로우 상부의 작은 규모로 요동하는 소용돌이도에 의해 KH 빌로우는 주위 공기와의 난류 혼합을 일으키며 점차 소멸한다.

Kelvin-Helmholtz 빌로우로서의 특징

KH 불안정에 관한 선형(linear) 이론에 의하면 가장 빨리 성장하는 섭동의 수평 파장은 임계 시어층 깊이의 4.4배(Drazin, 1958)-7.5배(Miles and Howard, 1964)이다. 임계 시어층 깊이는 Richardson(Ri) 수가

0-0.25인 지역의 깊이를 나타낸다. Fig. 10은 KH 빌로우 A와 B가 발달하기 시작할 때 즉, 25분의 수평 77.1 km와 28분의 수평 79 km에서의 Ri 수의 연직 분포를 보여준다. Fig. 10a에서 고도 400-800 m에서는 Ri 수가 0-0.25로 유출 머리에서 전복된 흐름에 의한 강한 바람 시어가 존재하여 KH 불안정이 발생된다(Fig. 6). 선형 이론에 근거하여 가장 빨리 성장하는 수평 파장을 계산하면 1.8-3 km이다. Fig. 10b에서의 임계 시어층 깊이는 약 300 m이고 계산된 수평 파장은 1.3-2.3 km이다 Fig. 6에서 KH 빌로우 A와 B의 수평 파장은 각각 약 2.5와 2.1 km이다. 따라서 선형 이론에 근거하여 예측된 수평 파장이 수치 모사된 KH 빌로우의 수평 파장과 잘 일치한다.

다음으로 수평 파장에 대한 최대 진폭의 비를 조사하였다. Simpson and Britter(1979)는 수조 실험에서 수평 파장에 대한 최대 진폭의 비는 0.7-0.9, Mueller and Carbone(1987)의 관측에서는 0.2-0.6 그리고 DW의 수치 실험에서는 0.2-0.6이었다. Fig. 6의 KH 빌로우 A와 B의 최대 진폭은 1.2와 1.1 km로 수평 파장에 대한 최대 진폭의 비는 둘 다 약 0.5로 이전의 연구와 역학적 상사를 비교적 잘 만족한다.

Fig. 11은 Fig. 6의 돌풍 전선에서부터 유출 몸통

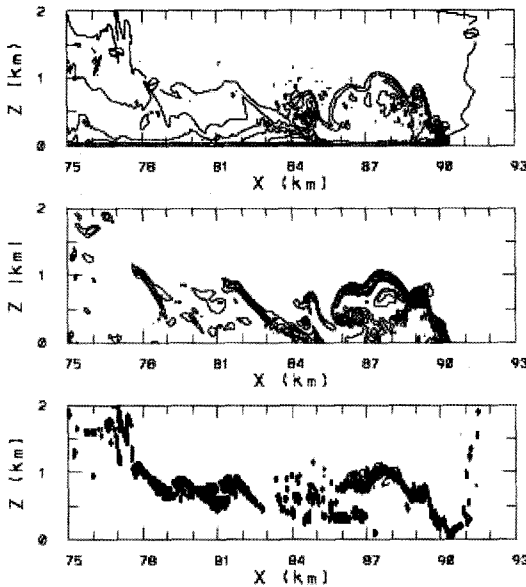


Fig. 12. The fields of the (a) vertical potential temperature gradient (contour interval of 0.009 K m^{-1}), (b) vertical wind shear gradient (contour interval of 0.0015 s^{-1}), and (c) Richardson number between 0 and 0.25 at $t = 40 \text{ min}$.

쪽으로 약 1 km 떨어진 지점에서의 Ri 수의 연직 분포를 보여준다. 26, 29, 32분에 유출의 상층 경계(500 m 고도 근처)의 Ri 수는 0-0.25로 강한 시어가 존재한다. 이는 Fig. 6의 KH 빌로우 A, B, C가 유출 머리에서 2-3분 간격으로 생성되어 돌풍 전선 1 km 뒤의 유출 상부에 나타난 시간과 부합된다. 27, 30, 33분경에는 유출 상층 경계(500 m 고도 근처)에서 Ri 수가 0.25 이상이고 그 하부에 존재하는 Ri 수가 0 보다 작은 대류 불안정 지역의 국지적 고도가 높아진다. 즉, KH 빌로우가 유출 머리에서 연속적으로 생성됨을 알 수 있다.

Fig. 12는 40분의 KH 불안정 발달에 영향을 미치는 온위 경도, 바람 시어, Ri 수의 분포를 보여준다. 온위 경도(Fig. 12a)는 솔레노이드 순환이 발생하는 머리에서 주로 관측되고 온위 경도의 최대는 지표 유출 머리에 위치한다. 반면 시어 경도(Fig. 12b)는 KH 빌로우와 유출 경계를 따라 존재하며 시어 경도의 최대는 유출 머리와 각 KH 빌로우에 위치한다. Fig. 12c에서는 Ri 수가 0-0.25인 곳만을 보였다. 머리부터 수평 89.3 km까지는 Ri 수가 0-0.25인 지역이 판(sheet)로 연결되기 시작하여 KH 빌로우의 발달 단계를 나타낸다(Figs. 9c, 9d). 약 86 km까지는 명확

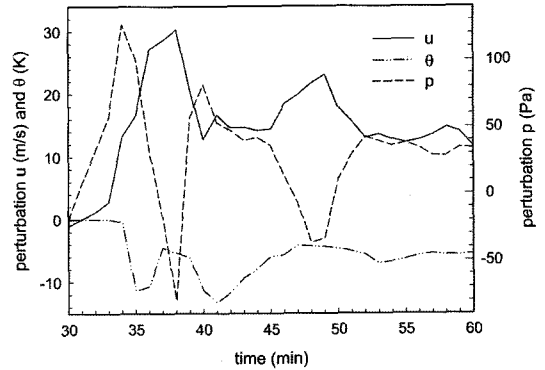


Fig. 13. The time evolution of the perturbation horizontal velocity, perturbation potential temperature, and perturbation pressure at a location of $x = 85 \text{ km}$ and $z = 0 \text{ km}$.

한 판으로 형성되어 잘 발달된 경계층을 보이고 전성 단계를 나타낸다(Fig. 9b). 그 이후로는 난류 혼합에 의해 판이 깨져 소멸 단계에 해당한다(Fig. 9a).

Fig. 13은 모형 중심(75 km)에서 10 km 떨어진 지표에서의 섭동 수평 속도, 섭동 온위 및 섭동 압력의 시계열을 나타낸다. 34분과 35분 사이에 유출의 돌풍 전선이 통과함에 따라 풍속이 증가하고 온위는 하강한다. 압력은 온도 하강과 풍속 변화를 동반한 전선이 도착하기 전에 먼저 증가하여 압력 마루가 비정상적으로 형성된 것임을 증명한다. 지표면 압력은 돌풍 전선이 통과한 이후에 감소하고 약 38, 49, 58분경에 나타나 있듯이 압력의 최소화는 수평 풍속의 최대와 부합된다. 최소 압력과 최대 온위가 나타나는 지역에서는 역학(선형) 균형이 만족되어 측면 경계에서부터 연속적인 찬 공기 공급으로 인해 돌풍 전선 통과에 따라 하강한 온위가 거의 일정하게 유지되는 DW의 연구와는 다르다. 풍속, 온위, 압력의 파동은 유출 상부의 KH 빌로우의 통과와 일치한다.

요 약

본 연구에서는 2차원, 비정상적, 압축적, 고해상도 구름 모형을 이용하여 단세포 스톱이 생성시킨 찬 공기 유출을 수치 모사하였다. 고해상도의 격자 간격에 의해 유출의 난류 구조를 명시적으로 모사하였다. 따라서 이전의 연구보다는 조금 더 실제 현상에 가까운 유출을 수치 모사할 수 있었다. KH 불안정에 의한 KH 빌로우(billow)가 유출 상부 경계에서 난류 혼합을 일으키며 유출의 구조를 지배하였다.

스톱은 발달, 성숙, 소멸 단계를 거치는 약 50분의 생애를 가졌다. 구름 미시물리와 구름 역학 사이의 상호 작용으로 야기된 이차 맥동과 대류 세포의 분할 현상이 관측되었다. 상대적으로 건조한 스톱 하부를 낙하하는 빗물과 우박의 증발 냉각으로 생성된 최대 약 1.2 km의 머리 두께를 가지는 뇌우 찬 공기 유출이 생성되었다. 유출은 거의 일정한 속도로 중심에서 양쪽으로 이동하였다.

KH 빌로우는 유출 머리에서 생기며 스톱의 영향을 받으면서 몸통 쪽으로 이동하고 주위와의 난류 혼합에 의해 소멸하였다. 유출의 깊이와 전파 속도는 경압성에 영향을 미치는 온위와 압력 구조에 좌우되었다. 즉, 유출 머리에서 솔레노이드 영향에 의해 하층 공기가 전복되고 온위 경도와 바람 시어에 의해 KH 불안정이 발달하였다. KH 불안정에 의한 KH 빌로우는 유출 역학을 지배하였고 주위 공기와의 난류 혼합에 의해 KH 빌로우는 소멸하였다. 스톱과 유사하게 KH 빌로우는 생성, 전성, 소멸기의 일생을 가졌다. KH 빌로우는 시어층 깊이에 대한 파장, 전파 속도 그리고 수평 파장과 최대 진폭의 비에서 KH 불안정에 관한 선형 이론 및 실험실 밀도류와 관측과의 역학적 상사를 잘 만족하였다. 유출 머리에서 압력 마루는 역학적으로 생성되었고 돌풍 전선이 통과하기 전에 압력이 먼저 증가하였다. 돌풍 전선의 통과에 따라 풍속의 증가, 온위의 하강 그리고 압력의 하강이 나타났다. 유출 머리에서는 스톱이 소멸한 이후에 온위와 압력 경도가 감소되어 유출 머리의 수평 규모가 줄어들었고 나중에는 고립 와동과 유사한 형태를 보였다.

감사의 글

이 논문은 두 번째 저자의 지도하에 수행한 첫 번째 저자의 광주과학기술원 석사학위 논문의 일부입니다. 좋은 심사를 해 주신 심사자에게 감사드립니다. 본 논문을 준비하는 동안 두 번째 저자는 부분적으로 기상청 기상지진기술개발사업(CATER 2006-2202)의 지원을 받았습니다.

참고문헌

- 김연희, 백종진, 1998, 밀도류에 미치는 배경 안정도의 효과. 한국기상학회지, 34, 154-168.
- Benjamin, T.B., 1968, Gravity currents and related phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, 31, 209-248.
- Charba, J., 1974, Application of a gravity current model to analysis of squall line gust front. *Monthly Weather Review*, 102, 140-156.
- Chen, C., 1995, Numerical simulations of gravity currents in uniform shear flows. *Monthly Weather Review*, 123, 3240-3253.
- Crook, N.A. and Miller, M.J., 1985, A numerical and analytical study of atmospheric undular bores. *Quartly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111, 225-242.
- Drazin, P.G., 1958, The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous inviscid fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 4, 214-224.
- Droegemeier, K.K. and Wilhelmson, R.B., 1987, Simulations of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44, 1180-1210.
- Goff, R.C., 1976, Vertical structure of thunderstorm outflows. *Monthly Weather Review*, 104, 1429-1440.
- Houze, Jr., R.A., 1993, *Cloud dynamics*. Academic Press, 573 p.
- Mahoney III, W.P., 1988, Gust front characteristics and the kinematics associated with interacting thunderstorm outflows. *Monthly Weather Review*, 116, 1474-1491.
- Miles, J.W. and Howard, L.N., 1964, Note on a heterogeneous shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 20, 331-336.
- Mitchell, K.E. and Hovermale, J.B., 1977, A numerical investigation of a severe thunderstorm gust front. *Monthly Weather Review*, 105, 657-675.
- Mueller, C.K. and Carbone, R.E., 1987, Dynamics of a thunderstorm outflow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44, 1879-1898.
- Proctor, F.H., 1988, Numerical simulations of an isolated microburst. Part I: Dynamics and structure. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45, 3137-3160.
- Proctor, F.H., 1989, Numerical simulations of an isolated microburst. Part II: Sensitivity experiments. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45, 3137-3160.
- Seitter, K.L., 1983, The effect of arc cloud generation on thunderstorm gust front motion. Preprints, 13th Conference on Severe Local Storms, Tulsa, American Meteorological Society, 249-252.
- Simpson, J.E., 1969, A comparison between laboratory and atmospheric density currents. *Quartly Journal of the Royal Meteorological Society*, 95, 758-765.
- Simpson, J.E. and Britter, R.E., 1979, The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 94, 477-495.
- Simpson, J.E. and Britter, R.E., 1980, A laboratory model of an atmospheric mesofront. *Quartly Journal of the*

- Royal Meteorological Society, 106, 485-500.
- Soong, S.T. and Ogura, Y., 1973, A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30, 879-893.
- Wakimoto, R.M., 1982, The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data. *Monthly Weather Review*, 110, 1060-1082.
- Weaver, J.F. and Nelson, S.P., 1982, Multiscale aspects of thunderstorm gust fronts and their effects on subsequent storm development. *Monthly Weather Review*, 110, 707-718.
- Weisman, M.L. and Klemp, J.B., 1982, The dependence of numerically simulated convective storms on vertical shear and buoyancy. *Monthly Weather Review*, 110, 504-529.
- Xue, M., Droegemeier, K.K., Wong, V., Shapiro, A., and Brewster, K., 1995, ARPS version 4.0 User's Guide. Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma, USA, 380 p.
- Xue, M., Qin, X., and Droegemeier, K.K., 1997, A theoretical and numerical study of density currents in nonconstant shear flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54, 1998-2019.

2007년 9월 3일 접수
2007년 11월 14일 수정원고 접수
2007년 11월 15일 채택