

# 바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할\*

— 거동 공간상의 동역학적 분석을 중심으로 —

류 호 상\*\*

## The Roles of Wind Shadow Aspect Ratio upon the Behaviors of Transverse Dunes : A Dynamics Analysis on the Behavior Space\*

Hosahng RHEW\*\*

**요약** : 횡사구는 높이에 반비례하는 속도로 이동하므로 속도가 빠른 작은 사구가 속도가 느린 큰 사구에 계속 충돌한다. 충돌이 병합으로만 이어지면 일정한 규모의 사구열이 정상상태를 유지한 채 이동하는 현상은 설명할 수 없다. 최근 연구들은 사구의 충돌이 병합만을 유발하는 것이 아니라 모래의 재분배로 이어질 수 있다는 데 주목한다. 반면 사구 배후에 발달하는 바람그늘의 역할에 대해서는 아직 상세한 분석이 이루어지지 않았다. 이 연구는 기존 연구들을 토대로 횡사구 거동을 기술하는 지배 방정식을 유도하고, 횡사구의 지형발달을 '거동 공간' 상의 궤적으로 치환·분석하는 기법을 이용하여 바람그늘이 횡사구 지형발달에서 담당하는 역할을 규명하고자 한 것이다. 이를 위해 횡사구를 위치와 높이를 지닌 막대로 단순화하고, 사구의 형태 비율적 특징과 바람맞이 사면에 따른 풍속의 증가 현상, 사구의 모래포집 효율 등의 개념을 토대로 횡사구의 이동과 성장을 결정하는 관계식을 유도하였다. 유도된 관계식은 인접한 두 사구열 높이의 순서쌍으로 정의되는 평면(거동 공간) 상에서 사구의 거동 양상을 결정하는 영역과 사구의 진화 방향을 지시하는 벡터장으로 표현된다. 분석 결과 바람그늘의 기울기는 거동 공간에 수렴 영역을 생성하는 역할을 하지는 못하며, 다만 횡사구 지형발달의 경로에 영향을 미치는 요인으로 작용한다. 이 논문의 모형은 횡사구의 지형 안정성을 재현하지는 못했지만, 사구 간격-높이 관계의 지수를 관측값과 유사하게 제시한다는 점에서 주목할 만하다.

**주요어** : 횡사구, 풍속 증가, 사구이동, 바람 그늘의 기울기, 거동 공간

**Abstract** : The empirical law that transverse dunes migrate inversely with their heights leads logically to the prediction that multiple dune ridges will converse to a single huge dune by merging. This contradicts the existence of the steady state dune fields on the Earth. The recent studies have emphasized dune collisions as a key mechanism to the stability of dunefield. The roles of wind shadow aspect ratio, however, have yet to be fully explored. This research aims to investigate the potential roles of wind shadow aspect ratio in the dynamical behaviors of transverse dune field. The simplified model is established for this, based upon allometric properties of transverse dunes, wind speedup on the stoss slope and sand trapping efficiency. The derived governing equations can be transformed to the zoning criteria and vector field for dune evolution. The dynamics analysis indicates that wind shadow aspect ratios do not produce convergent areas on the behavior space; rather, they just act as one of the factors that affect the trajectories of dune evolution. Though the model cannot represent the stability of dune field, but seem to produce a reasonable exponent for dune spacing-height relations.

**Key Words** : transverse dunes, wind speedup, migration, wind shadow aspect ratio, behavior space.

## 1. 서론

횡사구(transverse dunes)는 풍성사구의 유형 중 하나이다.<sup>1)</sup> 횡사구는 모래의 공급이 풍부한 환경 하에서 탁월풍의 풍향이 90도 이상의 변이를 보이지 않을 때 뚜렷하게 발달한다(Wasson and Hyde, 1983; Parteli *et al.*, 2009). 다수의 사구열이 탁월

풍의 방향에 대해 수직으로 길게 발달하며 각각의 사구열에서는 10~15도 정도의 경사를 지니는 완만한 바람맞이 사면과 안식각에 가까운 배후 급사면<sup>2)</sup>으로 구성되는 비대칭 단면이 특징적으로 나타난다(Ritter *et al.*, 2011). 횡사구는 이동사구의 특징을 지니고 있으며 이동속도는 대체로 사구의 높이에 반비례하는 것으로 알려져 있다(Bagnold,

\* 이 논문은 2013년 전북대학교 신입교수 연구비 지원에 의하여 연구되었음. 또한 논문집필 과정에서 2016년 해양수산부 재원으로 한국해양과학기술진흥원이 지원하는 <금강하구역 종합관리시스템 개발연구>로부터 일부 지원을 받았음.

\*\* 전북대학교 사범대학 지리교육과 조교수(Assistant Professor, Department of Geography Education, Chonbuk National University)(serious53@jbnu.ac.kr)

1954; Momiji and Warren, 2000; Andreotti *et al.*, 2002).

사구지대 규모에서 횡사구가 보여주는 뚜렷한 특징은 높이가 유사한 사구열들이 일정한 간격을 두고 배치되어 형태를 유지한 채 비슷한 속도로 이동하는 것처럼 보인다는 것이다(Parteli and Herrmann, 2003). 횡사구 지대가 '정상 상태(steady state)'를 유지하는 것처럼 보이는 현상은 설명을 요하는 현상이다. 횡사구의 이동속도는 사구의 높이에 반비례하므로 사구열의 높이가 다르면 이동속도에 차이가 발생한다. 낮은 사구열은 빠르게 이동하고 높은 사구열은 느리게 이동한다. 사구열 간의 이동속도 차이는 사구열 간의 충돌로 이어진다. 2개의 사구열이 충돌하여 하나의 사구로 병합되면 사구의 규모가 증가하면서 높이도 높아진다. 높아진 사구열은 그만큼 더 느려진다. 느려진 사구열은 그만큼 다른 사구열과 충돌할 가능성도 높아진다. 이와 같은 과정이 반복되면 사구열의 수는 줄어들고 병합된 사구열의 높이는 점차 증가한다. 횡사구의 이동속도가 사구의 높이에 반비례한다면 사구열은 '정상 상태'가 아니라 지속적으로 병합, 성장하는 패턴을 보여주어야 하는 것이 논리적 귀결이다. 횡사구 지대에서 높이가 유사한 사구열들이 상당 기간 안정적으로 그 형태와 간격을 유지하면서 이동한다는 것은 횡사구의 '지속적 성장'을 억제 혹은 완화시키는 별도의 동인이 존재한다는 것을 시사한다.

횡사구가 안정 패턴을 유지하는 이유에 관해서는 크게 3가지의 설명이 존재한다(Diniega *et al.*, 2010). 전통적인 설명은 횡사구 지대에서 확인되는 '외견상'의 안정성이 '평형'을 지시한다기보다는 통상 인간이 관측하는 시간 규모에 비해 사구열의 병합 속도가 느리다는 것을 지시할 뿐이라는 것이다. Ewing and Kocurek(2010)은 모래의 공급이 점이나 선의 형태로 제한되어 있는 사례를 통해 사구열의 높이와 간격은 모래의 공급지로부터 멀어질수록 지속적으로 증가함을 보였고, 이를 사구지대의 사구열이 시간이 지남에 따라 높이와 간격이 증가하는 속성을 지니고 있음을 보여주는 증거라고 주장했다. Murray *et al.*(2014)도 수치모의 연구 결과를 토대로 사구지대의 장기진화가 '지속적 성장 유형'에 속하는 것으로 분류하여 이와 같

은 입장을 지지한다.<sup>3)</sup> 그러나 전통적인 입장에서 횡사구의 '외견상' 안정성이나 '바르한 사구 통로'<sup>4)</sup>의 속성을 설명하려면 지나치게 느린 변화율을 가정해야 한다. 이에 대한 대안적 설명은 사구의 충돌이 반드시 '병합'으로 이어지는 것이 아니라 모래의 재분배를 통해 사구의 크기를 조절하는 기작으로도 작용한다는 것이다(Hersen and Douady, 2005; Lee *et al.*, 2005; Diniega *et al.*, 2010). 사구와 사구가 서로 충돌할 때 충돌하는 사구의 규모가 충돌 대상이 되는 사구에 비해 충분히 작은 경우는 병합이 일어나지만, 일정 규모 이상인 경우에는 모래의 재분배를 유도하여 사구의 규모가 유사해지는 결과를 초래한다는 것이다. 특히 Diniega *et al.*(2010)은 사구지대가 장기적으로 안정성을 유지하는지 지속적 성장을 지향하는지의 여부가 사구 간의 충돌 과정에서 병합과 재분배를 결정하는 임계값이 낮은지 높은지 여부에 의해 결정된다고 주장한다. 이에 대하여 Pelletier(2009)는 사구지대의 불안정성을 억제하는 기작을 바람맞이 사면에서 발생하는 풍속 증가 현상에서 찾는다. 그는 기존의 사구발달 연구에서 사면에서 발생하는 풍속 증가 현상을 모형화하기 위해 채택했던 Jackson and Hunt(1975)의 선형 경계층 모형에 전단응력과 지형경사 간의 비선형 효과를 추가할 경우, 사구 정상부의 모래이동 플럭스가 사구의 높이가 높아짐에 따라 발생하는 이동속도의 감소 추세를 완화시킬 만큼 충분히 증가하는 현상을 확인할 수 있다고 설명한다. 이에 따라 사구의 충돌에 따른 병합→사구 높이의 증가→사구 이동속도의 감소→사구 간 충돌의 가속화로 이어지는 양의 피드백 고리가 억제되어 사구지대의 안정성이 유지된다는 것이다. 사구지대에 대한 지속적 성장을 주장하는 기존의 연구 결과에 대해서도 수치모의의 분석 시간 범위가 충분하지 않았기 때문이라는 주장을 편다. 위의 3가지 설명 중 최근의 연구동향은 사구 간의 충돌이 사구지대의 안정성을 유지하는 기작이라는 데 집중되어 있기는 하지만, 바르한 사구지대를 포함한 횡사구 지대에서 나타나는 '외견상의' 정상상태는 여전히 설명의 여지가 남아있는 사구지형 역학분야의 주요 쟁점 중 하나라고 보는 것이 타당할 것이다.

한 가지 주목할 만한 것은 사구지대의 패턴을

결정하는 데 중요한 역할을 할 것으로 예상되는 사구 배후 바람그늘 효과에 대해서는 상대적으로 상세한 논의가 이루어지지 않았다는 것이다. 사구 배후의 바람그늘은 사구의 형성과 발달을 지배하는 주요 요인 중 하나로 취급되어 왔다(Momiji *et al.*, 2000; Nield and Baas, 2008). 특히 Lancaster (1985)는 전방 사구의 바람그늘에 영향을 받는지 그렇지 않은지의 여부에 따라 후방 사구의 바람맞이 사면에서 발생하는 퇴적물 이동 방식이 차이를 보일 수 있음을 지적한 바 있다. 사구의 배후에서 흐름의 분리 현상에 의해 발달하는 바람그늘은 그 크기가 사구높이의 4~10배에 달하는 것으로 알려져 있다(Walker and Nickling, 2002). 바람그늘의 길이와 사구 높이의 비를 ‘바람그늘의 기울기(wind shadow aspect ratio)’라고 부른다. 바람그늘의 기울기는 퇴적물 이동이 억제되는 사구 배후의 면적을 결정하는 주요 변수이므로 바람그늘이 사구지대의 패턴을 결정하는 데 모종의 역할을 한다면, 바람그늘의 기울기가 변화할 때 사구지대의 패턴에 감지 가능한 변화가 발생해야 할 것으로 예상된다. 사구지대의 안정성 논의와 관련하여 Diniega *et al.*(2010)은 바람그늘의 기울기는 사구지대가 최종상태에 이르는 시간 스케일에 영향을 줄 뿐 사구지대가 안정 패턴을 유지할 것인지 계속 성장하는 패턴을 보일 것인지에 대해서는 기여하는 바가 적다고 지적한다. 그러나 이를 뒷받침하는 분석을 상세히 제시하지는 않았으므로 무비판적으로 받아들이기보다는 비판적 검토가 필요하다고 판단된다.

이 연구는 바람그늘 기울기의 변화가 횡사구의 지형 발달 과정에 미치는 영향을 분석하고자 하는 것이다. 이 연구에서 채택하는 접근법은 비선형 동역학계 분석에 널리 사용되는 위상공간 분석이다(Strogatz, 1994). 위상공간 분석은 대상 변수의 도함수를 원 변수의 함수로 기술하여 계의 장기적인 변화 양상을 조사하는 방법론이다. 이를 위해 먼저 기존 연구를 토대로 횡사구 장기 거동에 대한 관계식을 유도하고, 이 관계식을 위상공간 분석이 가능한 형태로 변환한다. 이 논문에서는 횡사구열의 장기 거동을 기술하는 관계식을 정의하는 정의역을 ‘거동 공간’(behavior space)이라고 부른다. 거동 공간 위에는 횡사구열 관계식이 스칼

라 함수 혹은 벡터 함수의 형태로 정의된다. 이 중 사구의 지형발달 방향을 지시하는 벡터 함수를 ‘진화 벡터’(evolution vector field)라고 부른다. 횡사구의 장기 거동을 기술하는 관계식이 일단 거동 공간상의 함수로 표현되면 바람그늘의 기울기가 사구의 지형발달에 미치는 영향을 분석한다는 것은 곧 바람그늘의 기울기가 사구의 거동 공간 구조에 미치는 영향을 분석하는 것과 등가가 된다. 이 논문은 이와 같은 논리에 입각하여 논의를 전개한다.

이 논문의 구성은 다음과 같다. 먼저 횡사구의 장기 거동을 기술하는 지배 방정식을 유도한다. 횡사구열은 Parteli and Herrmann(2003)의 모형(이하 P-H 모형)을 참고하여 위치  $x_i$ 와 높이  $h_i$ 를 속성으로 갖는 막대로 간주한다. P-H 모형이 제안하는 3가지 핵심규칙은 오류를 지니고 있다고 판단되므로<sup>5)</sup> 이 논문에서 새로 사구열의 이동속도와 사구열 높이의 시간적 변화율을 규정하는 2개의 핵심 관계식을 유도하였다. 유도한 관계식을 인접한 두 사구열의 높이로 규정되는 거동 공간 상에서 표현되는 형식으로 변환하면, 사구열 간의 간격의 변화 양상을 규정하는 ‘영역’과 사구열 높이의 변화 양상을 규정하는 ‘진화 벡터장’을 파악할 수 있다. 인접한 2개의 사구열에서 일어날 수 있는 3가지 상호작용 방식을 가정할 때 횡사구의 거동 공간과 진화 벡터장이 어떻게 구성되는지 조사하고, 바람그늘의 기울기를 고려할 때 거동 공간과 진화 벡터장의 구조에 어떤 변화가 발생하는지 탐색하였다. 이 논문에서는 바람그늘의 기울기 효과에 집중하기 위해 핵심 관계식을 유도할 때 충돌로 인한 재분배의 문제는 배제하고 충돌은 오직 병합으로만 이어진다고 가정하였다.

## 2. 횡사구 모형의 기본 가정과 알고리즘

### 1) 횡사구열의 형태

$i$ 번째 횡사구열은 사구열 정상부의 위치  $x_i$ 에 위치한 높이  $h_i$ 인 막대로 특성화된다. 이 막대는 바람맞이 사면각이  $\theta_i$ , 바람그늘 사면각이  $\phi_i$ 이고 높이가  $h_i$ 인 횡사구의 단면을 단순화한 것이다(그

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

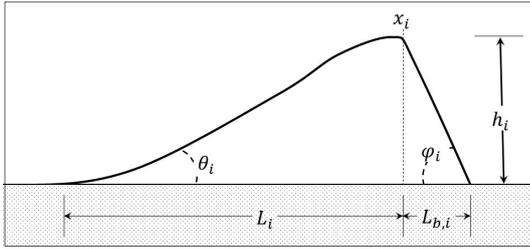


그림 1. 횡사구 단면의 모식도

림 1). 바람그늘 사면각은 안식각을 따르므로  $\phi_i = \phi$  (단,  $\phi$ 는 모래의 안식각)이라고 볼 수 있으나 나머지 변수의 값들은 사구열마다 다른 값을 가질 수 있다. 횡사구의 단면을 삼각형으로 단순화하여 그 면적을  $A_i$ 라고 하면, <그림 1>로부터 식 (1)과 같은 관계가 유도된다.

$$A_i = \frac{1}{2} h_i (L_i + L_{b,i}) = \frac{1}{2} h_i^2 (\cot\theta_i + \cot\phi_i) \quad \text{식 (1)}$$

$$= \frac{1}{2} h_i^2 (\cot\theta_i + \cot\phi)$$

바른 사구의 바람맞이 사면의 수평 길이( $L$ )와 사구의 높이( $H$ ) 사이에는  $L = \xi_1 + \xi_2 H$ 의 관계가 존재하며, 일반적으로  $\xi_1$ 의 값이  $\xi_2$ 의 값에 비해 충분히 크다는 것이 현장 관측을 통해 경험적으로 확인되었다(Sauermann *et al.*, 2000; Andreotti *et al.*, 2002).<sup>6)</sup> 횡사구는 모래의 공급이 풍부한 상황에서 바른 사구가 횡적으로 연결된 것으로 간주할 수 있으므로 바른 사구에서 관찰되는 형태적 특성을 횡사구의 형태에 대해서도 동일하게 적용할 수 있다. 사구의 형태 비율에 대한 경험적 관계  $L = \xi_1 + \xi_2 H$ 를 식 (1)에 대입하면 아래의 식 (2)를 유도할 수 있다.

$$A_i = \frac{1}{2} h_i^2 (\cot\theta_i + \cot\phi) = \frac{1}{2} h_i^2 \left( \frac{L_i}{h_i} + \cot\phi \right) \quad \text{식 (2)}$$

$$= \frac{1}{2} h_i^2 \left( \frac{\xi_1}{h_i} + \xi_2 + \cot\phi \right)$$

$$= \frac{1}{2} (\xi_2 + \cot\phi) h_i^2 + \frac{1}{2} \xi_1 h_i$$

## 2) 횡사구열의 이동속도 $v_i$

$i$ 번째 횡사구열에 대하여 바람맞이 사면으로 유입되는 모래이동 플럭스를  $\Phi_{b,i}$ , 사구의 정상부를 넘어 후면으로 공급되는 모래이동 플럭스를  $\Phi_i$ ,  $\Phi_i$  중 사구의 바람그늘 사면에 포집되지 못하고 유출되는 모래이동 플럭스를  $\Phi_{l,i}$ 라 하자. 바람그늘 사면의 전진속도를  $v_{f,i}$ , 바람맞이 사면의 전진속도를  $v_{b,i}$ 라고 두 면, 다음의 식 (3)과 식 (4)가 성립한다(그림 2).

$$\Phi_i - \Phi_{l,i} = v_{f,i} h_i \quad \text{식 (3)}$$

$$\Phi_i - \Phi_{b,i} = v_{b,i} h_i \quad (\text{또는 } \Phi_{b,i} - \Phi_i = -v_{b,i} h_i) \quad \text{식 (4)}$$

$i$ 번째 사구의 이동속도  $v_i$ 는  $v_{f,i}$ 와  $v_{b,i}$ 의 평균으로 간주할 수 있으므로,

$$v_i = \frac{v_{f,i} + v_{b,i}}{2} = \frac{2\Phi_i - (\Phi_{b,i} + \Phi_{l,i})}{2h_i} \quad \text{식 (5)}$$

또한, 사구 단면의 변화는

$$\frac{dA_i}{dt} = (v_{f,i} - v_{b,i}) h_i = \Phi_{b,i} - \Phi_{l,i} \quad \text{식 (6)}$$

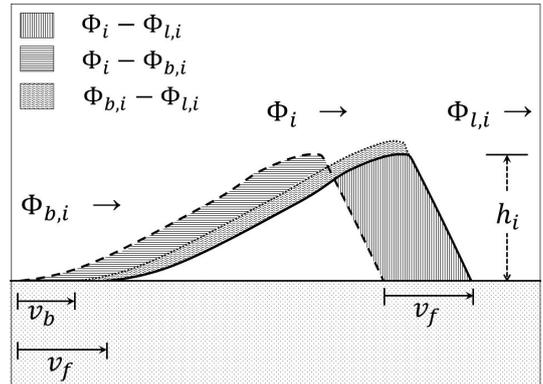


그림 2. 사구의 이동

## 3) 사구의 구역별 모래이동 플럭스 $\Phi_0$ , $\Phi_{b,i}$ , $\Phi_i$ , $\Phi_{l,i}$

(1) 평지의 모래이동 플럭스  $\Phi_0$

사구열 간의 거리가 충분히 길어 전·후방 사구의 영향을 받지 않을 경우 사구열 사이의 평지에서

관찰되는 모래이동 플럭스  $\Phi_0$ 는 전단풍속( $u_{*0}$ ), 모래의 평균입경( $D_g$ ), 공급 가능한 모래의 양에 의해 결정된다. 황사구의 경우 모래가 풍부한 환경에서 발달하므로 모래의 공급량이 모래이동 플럭스  $\Phi_0$ 을 제한하는 일은 발생하지 않는다. Bagnold (1954)에 따르면  $\Phi_0$ 는 식 (7)과 같이 전단풍속( $u_{*0}$ )과 모래의 평균입경( $D_g$ )에 의해 결정되는 함수이다.

$$\Phi_0 = \left(\frac{C}{\rho_b}\right) \left(\frac{D_g}{D_s}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_a}{g}\right) u_{*0}^3 \approx 1.36 \times 10^{-4} \left(\frac{D_g}{D_s}\right)^{0.5} u_{*0}^3 \quad \text{식 (7)}$$

여기서,  $C$ 는 모래표면의 상태에 따라 주어지는 계수(=1.8, 자연적으로 조정된 모래 표면) 계수,  $\rho_b$ 는 사구사의 용적밀도(=1650kg/m<sup>3</sup>),  $D_g$ 는 사구사의 평균입도(단위:mm),  $D_s$ 는 비사이동식에서 널리 사용되는 표준입도(=0.25mm),  $\rho_a$ 는 공기의 밀도(=1.22kg/m<sup>3</sup>, 15°C, 1기압의 값),  $g$ 는 중력가속도(=9.81m/s<sup>2</sup>),  $u_{*0}$ 는 평지에서의 전단풍속이다.

(2) 바람맞이 사면의 유입 플럭스  $\Phi_{b,i}$

만일  $i$ 번째 사구의 전면이 다른 사구의 영향을 받지 않는다면,  $\Phi_{b,i}$ 는 평지의 모래이동 플럭스  $\Phi_0$ 과 동일하다고 간주할 수 있다. 그러나  $i$ 번째 사구가 ( $i-1$ )번째 사구의 바람그늘 아래 있다면,  $\Phi_{b,i}$ 는  $\Phi_{l,i-1}$ 과 동일한 값을 갖게 된다고 볼 수 있다. 그러므로  $\Phi_{b,i}$ 는 사구열 간의 거리에 따라 서로 다른 값을 가지게 된다(그림 3a, b).

인접한 두 사구열 간의 거리를  $\Delta_x (=x_i - x_{i-1})$ 라고 할 때, 바람 그늘의 영향을 판정하는 임계거리

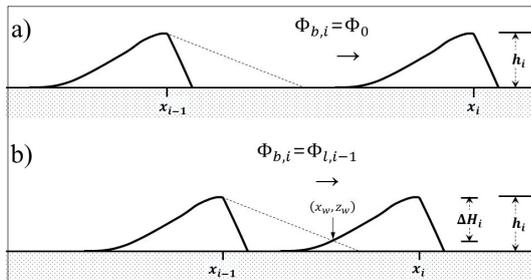


그림 3. 사구열 간의 상호작용과  $\Phi_{b,i}$ 의 설정

$\Delta_c$ 는 전방 사구 배후의 바람 그늘의 길이  $ws_{i-1}$ 와 후방 사구의 바람맞이 사면의 수평거리  $L_i$ 의 합으로 정의될 수 있다. 사구 배후에 발달하는 바람 그늘의 길이는 바람 그늘의 기울기에 따라 달라진다. 경험적인 값에 따르면 바람 그늘의 길이는 사구열 높이의 4~10배 정도이다(Walker and Nickling, 2002). 바람맞이 사면의 수평거리는 사구의 형태 비율 관계를 따르므로 임계거리  $\Delta_c$ 는 아래의 식 (8)과 같이 정의된다.<sup>7)</sup>

$$\Delta_c = ws_{i-1} + L_i = nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_i \quad \text{식 (8)}$$

여기서  $n$ 은 바람그늘의 길이를 결정하는 조정 계수로서 바람그늘 기울기의 역수이다(이하 바람그늘 기울기는  $n$ 값을 이용하여 특성화한다).  $\Delta_c$ 를 이용하여  $\Phi_{b,i}$ 의 값은 아래의 식 (9)와 같이 정의될 수 있다.

$$\Phi_{b,i} = \begin{cases} \Phi_0 & , \Delta_x > \Delta_c \\ \Phi_{l,i-1} & , \Delta_x \leq \Delta_c \end{cases} \quad \text{식 (9)}$$

(3) 사구 정상부의 모래이동 플럭스  $\Phi_i$

사구 정상부의 모래이동 플럭스  $\Phi_i$ 는 바람맞이 사면에서 발생하는 풍속의 증가 현상에 영향을 받는다. 바람맞이 사면을 따라 풍속이 증가하면 표면에 가해지는 전단응력의 크기도 함께 증가한다. 평지의 전단응력을  $\tau_0$ 라 하고 정상부의 전단응력을  $\tau_i(0)$ 라 하면, 사구 정상부에서 발생하는 전단응력의 변동율  $\hat{\tau}_i(0) = \left(\frac{\tau_i(0) - \tau_0}{\tau_0}\right)$ 은 바람맞이 사면의 기울기  $\frac{h_i}{L_i}$ 에 대해  $\hat{\tau}_i(0) \propto \frac{h_i}{L_i}$ 으로 모형화될 수 있다(Jackson and Hunt, 1975; Momiji and Bishop, 2002; Kroy et al., 2002).  $\Phi_i \propto \tau_i(0)^{3/2}$ 이므로 위의 가정으로부터 아래의 식 (10)을 유도할 수 있다.

$$\Phi_i = \zeta \tau_0^{3/2} \left(1 + \frac{\epsilon h_i}{L_i}\right)^{3/2} = \Phi_0 \left(1 + \frac{\epsilon h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i}\right)^{3/2} \quad \text{식 (10)}$$

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

식 (10)은  $\Delta_x (= x_i - x_{i-1}) > \Delta_c$ 인 경우에 성립한다.  $\Delta_x \leq \Delta_c$ 인 경우는  $\Phi_i$ 의 값은  $i$ 번째 사구열의 바람맞이 사면 중  $(i-1)$ 번째 사구열의 바람그늘에 의해 영향을 받지 않는 부분에서 발생하는 풍속의 증가 현상에 의해 결정된다. 따라서 식 (10)의  $h_i$ 는  $\Delta H_i$ 로 대체될 있다(그림 3,  $\Delta H_i$ 의 유도는 부록 1 참조).<sup>8)</sup> 이와 같이 식 (10)은 식 (11)로 일반화된다.

$$\Phi_i = \begin{cases} \Phi_0 \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2}, & \Delta_x \leq \Delta_c \\ \Phi_0 \left( 1 + \frac{\epsilon h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i} \right)^{3/2}, & \Delta_x > \Delta_c \end{cases} \quad \text{식 (11)}$$

$$\text{여기서, } \Delta H_i = \frac{h_i \{ x_i - x_{i-1} + n(h_i - h_{i-1}) \}}{nh_i + \xi_1 + \xi_2 h_i},$$

단,  $\Delta H_i \leq h_i$

또한,  $\frac{\Phi_i}{\Phi_0} = \left( \frac{u_*}{u_{*0}} \right)^3$ 이므로 식 (10)과 (11)로부터 사구 정상부의 전단풍속  $u_*$ 와 평지의 전단풍속  $u_{*0}$ 간의 관계식을 아래의 식 (12)와 같이 유도할 수 있다.

$$u_* = \begin{cases} u_{*0} \sqrt{1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i}}, & \Delta_x \leq \Delta_c \\ u_{*0} \sqrt{1 + \frac{\epsilon h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i}}, & \Delta_x > \Delta_c \end{cases} \quad \text{식 (12)}$$

(4) 사구 배후의 모래이동 플럭스  $\Phi_{l,i}$

사구 정상을 지나 사구 배후로 이동한 모래 중 안식각을 이루는 사구의 바람그늘 사면에 퇴적되는 모래의 비율을 사구의 모래포집효율  $T_i$ 라 한다 (Momiji and Warren, 2000). 이 때,  $\Phi_{l,i}$ 는 아래의 식 (13)과 같이 정의된다.

$$\Phi_{l,i} = (1 - T_i) \Phi_i \quad \text{식 (13)}$$

$\Phi_i$ 의 값은 식 (11)에 의해 결정되므로,  $T_i$ 를 유

도하면  $\Phi_{l,i}$ 를 구할 수 있다.  $T_i$ 는 적절한 가정을 도입하면 식 (14)과 같이  $\delta_i$ 와  $\kappa_i$ 를 모수로 갖는 누적감마확률분포로 유도될 수 있다(Anderson, 1988; Momiji and Warren, 2000).

$$T_i = \frac{\int_0^{\kappa_i} t^{\delta_i-1} e^{-t} dt}{\int_0^{\infty} t^{\delta_i-1} e^{-t} dt} = \frac{\gamma(\delta_i, \kappa_i)}{\Gamma(\delta_i)} \quad \text{식 (14)}$$

$$\text{여기서, } \delta_i = 2.0 \left( \frac{u_{*,i}}{U_*} \right)^{0.4}, \quad \kappa_i = \frac{1}{v_{l0}} \left( \frac{x_{c,i}}{c_i} \right)^{\frac{1}{\delta}}$$

$c_i = 0.36 \sqrt{\left( \frac{D_*}{D_g} \right) \left( \frac{u_{*,i}}{U_*} \right)}$ 이다. 변수의 의미와  $T_i$ 의 유도에 대한 구체적인 설명은 <부록 2>에 제시하였다.  $\kappa_i$ 의 값은 바람그늘 사면에 안착하는 모래들이 통과하는 영역의 상한  $x_{c,i}$ 에 의해 결정된다.  $x_{c,i}$ 는 사구열의 높이  $h_i$ 와 모래의 입사각  $\alpha (= 10^\circ)$  및 입사속도  $v_{0,i}$  등에 의해 결정되는 값으로 아래의 식 (15)와 (16)을 연립하여 풀면 얻을 수 있다.  $x_{c,i}$ 의 결정은 <부록 3>에서 상세히 설명하였다.

$$x_{c,i} = \frac{h_i}{\tan \phi} - \frac{v_{0,i}^2 \cos \alpha \sin \alpha}{g} \left\{ \sqrt{1 + \left( \frac{\sqrt{2gh_i}}{v_{0,i} \sin \alpha} \right)^2} - 1 \right\} \quad \text{식 (15)}$$

$$v_{0,i} = 5.8 \left( \frac{u_{*,i}}{U_*} \right)^{0.4} \left( \frac{D_g}{D_s} \right)^{-0.2} x_{c,i}^{0.48} \left( \frac{u_{*,i}}{U_*} \right)^{0.2} \quad \text{식 (16)}$$

#### 4) 횡사구열의 고도 변화 $\frac{dh_i}{dt}$

(1) 단일사구의 변화

식 (2)와 식 (6)을 결합하면 식 (17)을 얻는다.

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dt} &= (\xi_2 + \cot \phi) h_i \frac{dh_i}{dt} + \frac{1}{2} \xi_1 \frac{dh_i}{dt} \quad \text{식 (17)} \\ &= \left\{ (\xi_2 + \cot \phi) h_i + \frac{1}{2} \xi_1 \right\} \frac{dh_i}{dt} = \Phi_{h,i} - \Phi_{l,i} \end{aligned}$$

따라서  $\frac{dh_i}{dt}$ 의 값은 식(18)과 같이 정리된다.

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{\Phi_{b,i} - \Phi_{l,i}}{(\xi_2 + \cot\phi)h_i + \frac{1}{2}\xi_1} \quad \text{식 (18)}$$

(2) 사구열 간의 병합

병합은 사구지대에서 사구 간의 충돌이 발생할 때 일어나는 주요 현상 중 하나이다(Kocurek *et al.*, 2010). 두 개의 사구열이 서로 충돌하면 병합 혹은 재분배가 일어나며(Lee *et al.*, 2000; Diniega *et al.*, 2010), 서론에서 언급한 바와 같이 이 과정이 사구지대의 안정성을 결정하는 핵심 요인이라는 것이 최근의 연구에서 강조되는 부분이다. 이 연구는 바람그늘의 효과를 파악하기 위한 것이므로, 사구열이 충돌할 때 오직 병합만 발생한다고 가정한다.

(i-1)번 제 사구열과 i번 제 사구열 간에 병합이 일어나는 경우 각각의 위치  $x_{i-1}$ ,  $x_i$ 와 높이  $h_{i-1}$ ,  $h_i$ 는 하나의 변수  $x_m$ 와  $h_m$ 로 통합되어야 한다. Parteli and Herrmann(2003)은  $x_{i-1} = x_i$ 인 시점에서  $h_m = \sqrt{h_{i-1}^2 + h_i^2}$ 를 부여하는 알고리즘을 적용하였으나, 이 논문에서는 사구열이 서로 병합되었다고 간주할 수 있는 임계거리  $d_c$ 를 도입한다. 임계거리  $d_c$ 는 전방 사구열의 바람그늘 사면의 길이  $h_{i-1} \cot\phi$ 로 둔다(그림 4). 사구열의 병합은  $\Delta_x (= x_i - x_{i-1}) \leq h_{i-1} \cot\phi (= d_c)$ 인 조건을 만족할 때 발생하며, 병합된 사구의 위치  $x_m$ 과 높이  $h_m$ 은 두 사구가 합쳐져서 사구의 형태 비율을 만족시킨다고 가정하면 식(19)와 같이 얻어진다.<sup>9)</sup>

$$x_m = x_i$$

$$h_m = \frac{1}{2} \frac{\xi_1}{\xi_2 + \cot\phi} \left[ \sqrt{\left( \frac{2(h_{i-1} + h_i)(\xi_2 + \cot\phi)}{\xi_1} + 1 \right)^2 - \frac{8h_{i-1}h_i(\xi_2 + \cot\phi)^2}{\xi_1^2}} - 1 \right] \quad \text{식 (19)}$$

5) 횡사구의 거동 공간: ‘영역’과 ‘진화 벡터장’

횡사구 모형의 안정성은 횡사구가 이동하면서 사구 간의 간격과 사구의 높이가 변하는 양상이 어떠한지 여부에 달려 있다. 두 사구 간의 간격

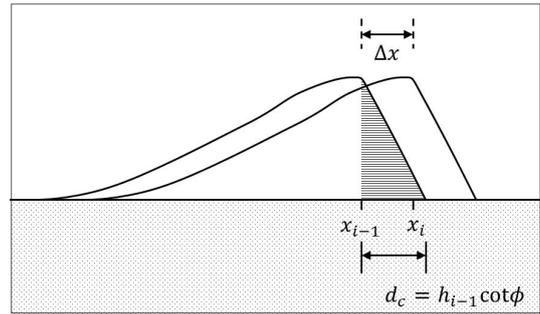


그림 4. 사구열 병합의 조건

$\Delta_x (= x_i - x_{i-1})$ 의 시간적 변화율은 사구열의 속도를 기술하는 식(5)로부터 식(20)과 같이 유도된다.

$$\frac{d(\Delta_x)}{dt} = \frac{dx_i}{dt} - \frac{dx_{i-1}}{dt} = v_i - v_{i-1} \quad \text{식 (20)}$$

$$= \frac{2\Phi_i - (\Phi_{b,i} + \Phi_{l,i})}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_{b,i-1} + \Phi_{l,i-1})}{2h_{i-1}}$$

여기서  $\Phi_{b,i}$ 는 식(9)에서 제시한 바와 같이 전방사구의 영향 여부에 따라  $\Phi_0$  또는  $\Phi_{l,i-1}$ 을 가지며,  $\Phi_{l,i}$ 는  $\Phi_{l,i} = (1 - T_i)\Phi_i$ 이다. 여기서  $\Phi_0 = \Phi_0(u_{*0}, D_g)$ ,  $T_i = T_i(u_{*0}, D_g, h_i)$ 이므로(Momiji and Warren, 2000),  $\Phi_{b,i-1}$ 의 값을  $\Phi_0$ 으로 두거나  $\Phi_{b,i-1} \approx \Phi_{l,i}$ 로 볼 수 있다. 이 때 식(20)의  $d\Delta_x/dt$ 는 주어진  $u_{*0}$ 와  $D_g$  조건 하에서 전·후방 사구열 높이의 순서쌍으로 구성되는  $(h_{i-1}, h_i)$  평면에서 정의되는 함수이다.  $d(\Delta_x)/dt \geq 0$ 은 두 사구의 간격이 늘어나거나 유지된다는 의미이고,  $d(\Delta_x)/dt < 0$

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

사구열 높이의 시간적 변화율로 구성되는 벡터  $(dh_{i-1}/dt, dh_i/dt)$ 는 거동 공간  $(h_{i-1}, h_i)$ 의 모든 점에서 그 값이 정의된다.  $(dh_{i-1}/dt, dh_i/dt)$ 는 ‘진화 벡터장’이라고 부른다.

사구간격  $\Delta_x$ 와 임계거리  $\Delta_c (= nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_i)$ 의 차이를  $\Delta_{xc} (= \Delta_x - \Delta_c)$ 로 정의하면  $\Delta_{xc}$ 의 시간적 변화율  $d(\Delta_{xc})/dt$ 은 아래의 식 (21)과 같이 기술된다.

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta_{xc})}{dt} &= \frac{d(\Delta_x - \Delta_c)}{dt} = \frac{d(\Delta_x)}{dt} - \frac{d(\Delta_c)}{dt} \quad \text{식 (21)} \\ &= \frac{d(\Delta_x)}{dt} - \left( n \frac{dh_{i-1}}{dt} + \xi_2 \frac{dh_i}{dt} \right) \end{aligned}$$

식 (21)에서 볼 수 있듯이  $d(\Delta_{xc})/dt$ 도  $(h_{i-1}, h_i)$  평면의 모든 점에서 그 값이 결정된다. 전·후방 사구의 높이가 변화하면 사구열의 속도가 변하므로 사구 간격  $\Delta_x$ 는 변하며, 임계거리  $\Delta_c$ 는 정의상 전·후방 사구의 높이 변화에 따라 그 값이 변화한다.  $d(\Delta_{xc})/dt \geq 0$ 은  $d(\Delta_x)/dt \geq d(\Delta_c)/dt$ 이므로 사구 간격의 변화율이 임계거리의 변화율보다 크다는 것이고,  $d(\Delta_{xc})/dt < 0$ 은  $d(\Delta_x)/dt < d(\Delta_c)/dt$ 이므로 사구 간격의 변화율이 임계거리의 변화율보다 작다는 것이다. 이 조건들은 전·후방 사구가 서로 영향을 받지 않는 경우( $\Delta_x > \Delta_c$ )와 받을 경우( $\Delta_x \leq \Delta_c$ )에 따라 서로 다른 의미를 가진다.  $d(\Delta_{xc})/dt \geq 0$ 은  $\Delta_x > \Delta_c$ 인 조건 아래에서는  $\Delta_x$ 의 값이  $\Delta_c$ 에 비해 큰 조건을 계속 유지한다는 의미이고,  $\Delta_x \leq \Delta_c$ 인 조건 아래에서는 사구 간의 간격이 임계 거리를 넘어서려는 방향으로 확대되고 있다는 의미이다. 반면  $d(\Delta_{xc})/dt < 0$ 은  $\Delta_x > \Delta_c$ 인 조건 아래에서는  $\Delta_x$ 에 비해  $\Delta_c$ 이 더 빠르게 증가하여 점차 바람그늘을 매개로 상호작용하는 단계로 진입하게 된다는 의미이며,  $\Delta_x \leq \Delta_c$ 인 조건 아래에서는 사구 간격이 임계 거리보다 작은 상태가 지속되므로 사구열 간에 서로 영향을 주고받는 상태를 유지한다는 의미이다. 요컨대 전자는 변화가 사구 간의 영향이 완화되는 방향으로 진행됨을 지시하며 후자는 변화가 사구 간의 영향이 강화되는 방향으로 진행됨을 지시하는 것이다.

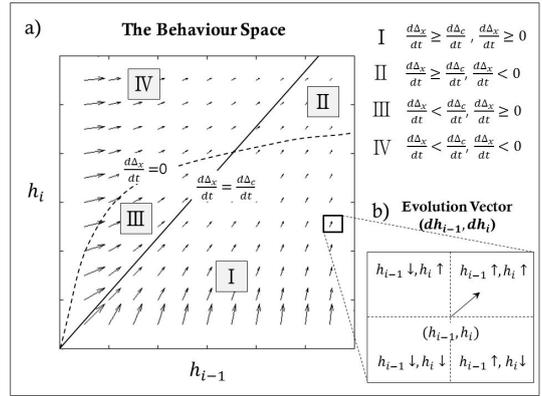


그림 5. 횡사구 거동 공간의 구조와 진화 벡터

위의 논의는 <그림 5a>와 같은 요소를 갖춘 거동 공간(behaviour space)으로 요약된다. 우선 사구열 간의 간격이라는 관점에서  $(h_{i-1}, h_i)$  평면은  $d(\Delta_x)/dt = d(\Delta_c)/dt$ 을 만족하는 선과  $d(\Delta_x)/dt = 0$ 을 만족하는 선에 의해 4개의 영역으로 구분될 수 있다. 영역 I은  $d(\Delta_x)/dt \geq d(\Delta_c)/dt$ ,  $d(\Delta_x)/dt \geq 0$ 의 조건을 만족한다. 사구열 간의 간격은 점차 증가하며 그 증가 속도가 임계 거리의 증가속도를 상회하는 영역이다. 영역 II는  $d(\Delta_x)/dt \geq d(\Delta_c)/dt$ ,  $d(\Delta_x)/dt < 0$ 의 조건을 만족한다. 사구열 간의 간격은 점차 감소하지만 그보다 임계 거리의 감소 속도가 더 빠른 영역이다. 영역 III의 경우는  $d(\Delta_x)/dt < d(\Delta_c)/dt$ ,  $d(\Delta_x)/dt \geq 0$ 을 만족한다. 사구열 간의 간격이 증가하기는 하지만 임계거리의 증가속도가 더 큰 구간이다. 영역 IV의 경우는  $d(\Delta_x)/dt < d(\Delta_c)/dt$ ,  $d(\Delta_x)/dt < 0$ 의 조건을 만족한다. 영역 I, II에 속하는 두 사구열은 사구열 간의 상호작용이 없는 상태를 유지하거나 점차 완화되는 방향으로 진화하게 되며, 영역 III, IV에 속하는 두 사구열은 점차 사구열 간의 상호작용이 강화되는 방향으로 진화하게 된다 (표 1).

$(dh_{i-1}/dt, dh_i/dt)$ 로 표현되는 ‘진화 벡터’는 두 사구열의 고도가 변화하는 방향을 지시한다. <그림 5b>에서 나타내는 바와 같이 거동 공간 내 각 영역에 속한 점들은 시간이 지남에 따라 ‘진화 벡터’의 크기와 방향에 따른 고도 변화를 일으킨다. 벡터가 1사분면을 향하는 경우( $dh_{i-1}/dt \geq 0$ ,

표 1. 영역별 거동의 특성

영역	조 건	의 미	
		$\Delta_x > \Delta_c$	$\Delta_x \leq \Delta_c$
I	$d\Delta_x/dt \geq d\Delta_c/dt, d\Delta_x/dt \geq 0,$	사구열끼리 서로 영향을 주지 않고 계속 멀어짐	사구열 간의 거리는 점점 임계 거리에 다가감
II	$d\Delta_x/dt \geq d\Delta_c/dt, d\Delta_x/dt < 0,$	전·후방 사구의 거리는 점차 감소하지만, 임계거리의 감소 속도가 더 커서 서로 영향을 미치지 않는 상태를 유지함	사구열 간의 거리는 점차 감소하나 임계 거리의 감소 속도가 더 커서 사구열 간 거리는 점차 임계거리에 가까워짐
III	$d\Delta_x/dt < d\Delta_c/dt, d\Delta_x/dt \geq 0$	사구열 간의 거리는 계속 증가하지만 임계 거리의 증가 속도가 더 커서 서로 영향을 미치는 단계로 진입하게 됨	사구열 간 거리가 증가하기는 하나 임계거리의 증가속도가 더 커서 후방사구는 전방사구의 바람그늘 내에 머무름
IV	$d\Delta_x/dt < d\Delta_c/dt, d\Delta_x/dt < 0,$	사구열 간의 거리가 감소하는 속도가 임계거리가 감소하는 속도보다 커서 점차 영향을 미치는 단계로 진입하게 됨	사구열 간 거리의 감소폭이 임계 거리의 감소폭보다 크거나 임계거리의 증가가 일어나 후방사구는 전방사구의 바람그늘 내에 계속 머무름

$dh_i/dt \geq 0$ 는 전·후방 사구의 높이가 모두 증가하는 경우, 2사분면을 향하는 경우( $dh_{i-1}/dt < 0, dh_i/dt \geq 0$ )는 전방 사구의 높이는 감소하나 후방 사구의 높이는 증가하는 경우, 3사분면을 향하는 경우( $dh_{i-1}/dt < 0, dh_i/dt < 0$ )는 전·후방 사구의 높이가 모두 감소하는 경우, 4사분면을 향하는 경우( $dh_{i-1}/dt > 0, dh_i/dt < 0$ )은 전방 사구는 높이가 증가하나 후방 사구는 감소하는 경우이다.

거동 공간의 영역과 진화 벡터의 패턴을 결합하면 서로 인접해 있는 전·후방의 사구열 조합의 간격이 어떻게 변화할지, 사구열의 높이가 어떻게 변화할지를 살펴볼 수 있으며, 궁극적으로 안정 영역이 출현하는 지 여부를 탐색할 수 있다. 또한 바람그늘의 효과가 사구열의 거동 공간 구조에 어떤 영향을 미치는지도 살펴볼 수 있다. 이 논문에서는 아래의 3가지 경우에 대해 횡사구 거동 공간의 구조를 살펴보고자 하였다.

첫째, 전방 사구열의 바람그늘이 후방 사구열에 영향을 미치지도 않는 경우이다. 이 경우는 식 (18)과 (20)에서  $\phi_{b,i} = \phi_{b,i-1} = \phi_0$ 이다. 둘째, 전방 사구열의 바람그늘이 후방 사구열에 영향을 미치지 않지만, 전방사구열의 전면은 다른 사구열에 의해 영향을 받지 않는 경우이다. 이 경우는  $\phi_{b,i-1} = \phi_0$ 이고  $\phi_{l,i-1} = \phi_{b,i}$ 이다. 셋째, 전방사구열의 전면 역

시 다른 사구열에 의해 영향을 받는 경우이다. 무수히 많은 가능성을 상정할 수 있으나, 연구의 편의를 위해 이 연구에서는 후방사구의 배후로 넘어간 모래와 동일한 양의 모래가 전방사구로 유입된다고 가정하였다. 즉  $\phi_{b,i} = \phi_{l,i-1}, \phi_{l,i} = \phi_{b,i-1}$ 인 조건이 만족한다고 가정하였다.

전방사구의 영향을 고려하는 둘째와 셋째의 경우 계산 과정에서  $\Delta H_i$ 가 중요한 변수로 등장한다.  $\Delta H_i$ 는 바람그늘의 규모를 조절하는 변수  $n$ 와 사구열 간의 거리  $\Delta_x$ 에 주어져야 계산할 수 있으므로 결국 둘째와 셋째의 거동 공간 구조를 결정하기 위해서는  $\Delta_x$  값이 필요하다. 이 때  $\Delta_x$ 에 부여되는 유일한 조건은  $h_{i-1} \cot \phi < \Delta_x \leq nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_i (= \Delta_c)$ 이다. 이 연구에서는  $(h_{i-1}, h_i)$  평면의 각 점에서  $h_{i-1} \cot \phi$ 와  $nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_i$ 을 하한과 상한으로 하는 균등분포로부터  $\Delta_x$  값을 생성하여  $d(\Delta_x)/dt, d(\Delta_{xc})/dt$  및 진화 벡터( $dh_{i-1}/dt, dh_i/dt$ )를 계산한 후 평균하는 몬테카를로 기법을 적용하였다. 이 때 총 3000회의 계산으로부터 평균값을 생성하였다.

지배 방정식 내에 포함되어 있는 계수는 기존의 문헌을 토대로 <표 2>과 같이 사용하였다.  $u_{*0}$ 와  $D_g$ 는 비교를 위하여 각각 4가지와 3가지의 경우

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

표 2. 모형의 계수 및 매개변수

계수	의 미	값	출 처
$\epsilon$	바람맞이 사면의 풍속 가속화 현상에 따른 사구 정상부 전단응력의 증가분.	$5^{10}$	Lancaster(1985); Kroy <i>et al.</i> (2002); Momiji and Bishop (2002)
$\xi_1$	최소규모 사구의 수평 길이(m)	10.8m	Andreotti <i>et al.</i> (2002)
$\xi_2$	사구의 높이가 한 단위 증가할 때 늘어나는 수평 길이의 단위 증가분(m)	5.5m	
$\phi$	모래의 안식각	$33.7^\circ$	Momiji <i>et al.</i> (2000); Bishop <i>et al.</i> (2002)
변수	의 미	값	출 처
$u_{*0}$	평지의 전단풍속	{0.2, 0.5, 0.8, 1.1}(m/s) <sup>11)</sup>	임의로 설정
$D_g$	모래의 평균입도	0.20*/ 0.25/ 0.30(mm)	*Andreotti <i>et al.</i> (2002)
$u_*$	사구 정상부의 전단풍속		식 (12)로 $u_{*0}$ 를 변환
$n$	바람그늘의 기울기	{4, 7, 10}	Walker and Nickling(2002)

를 검토하였다. 바람그늘의 너비를 결정하는 계수  $n$ 은 4, 7, 10 등 3개의 값을 이용하여 그 효과를 분석하였다.

### 3. 횡사구 거동 공간의 구조와 바람그늘의 효과

#### 1) 전방사구의 바람그늘이 후방사구에 영향을 미치지 않는 경우 ( $\Delta_x > \Delta_c$ )

전방사구의 바람그늘이 후방사구에 영향을 미치지 않는 경우  $\Phi_{b,i-1} = \Phi_{l,i-1} = \Phi_0$ 이므로 식 (18), (20), (21)로부터  $d(\Delta_x)/dt$ ,  $(dh_{i-1}/dt, dh_i/dt)$ ,  $d(\Delta_{xc})/dt$ 의 값은 아래의 식 (22), (23), (24)와 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta_x)}{dt} &= \frac{2\Phi_i - (\Phi_{b,i} + \Phi_{l,i})}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_{b,i-1} + \Phi_{l,i-1})}{2h_{i-1}} \\ &= \frac{2\Phi_i - (\Phi_0 + (1 - T_i)\Phi_i)}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_0 + (1 - T_{i-1})\Phi_{i-1})}{2h_{i-1}} \\ &= \frac{\Phi_0}{2h_i} \left[ (1 + T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i} \right)^{3/2} - 1 \right] - \frac{\Phi_0}{2h_{i-1}} \left[ (1 + T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} - 1 \right] \end{aligned} \quad \text{식 (22)}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dh_{i-1}}{dt} &= \frac{\Phi_{b,i-1} - \Phi_{l,i-1}}{(\xi_2 + \cot\phi)h_{i-1} + \frac{1}{2}\xi_1} = \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot\phi)h_{i-1} + \frac{1}{2}\xi_1} \left[ 1 - (1 - T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} \right] \\ \frac{dh_i}{dt} &= \frac{\Phi_{b,i} - \Phi_{l,i}}{(\xi_2 + \cot\phi)h_i + \frac{1}{2}\xi_1} = \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot\phi)h_i + \frac{1}{2}\xi_1} \left[ 1 - (1 - T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i} \right)^{3/2} \right] \end{aligned} \right. \quad \text{식 (23)}$$

$$\frac{d(\Delta_{xc})}{dt} = \frac{d(\Delta_x)}{dt} - \frac{d\Delta_c}{dt} = \frac{d(\Delta_x)}{dt} - n \frac{dh_{i-1}}{dt} - \xi_2 \frac{dh_i}{dt} \quad \text{식 (24)}$$

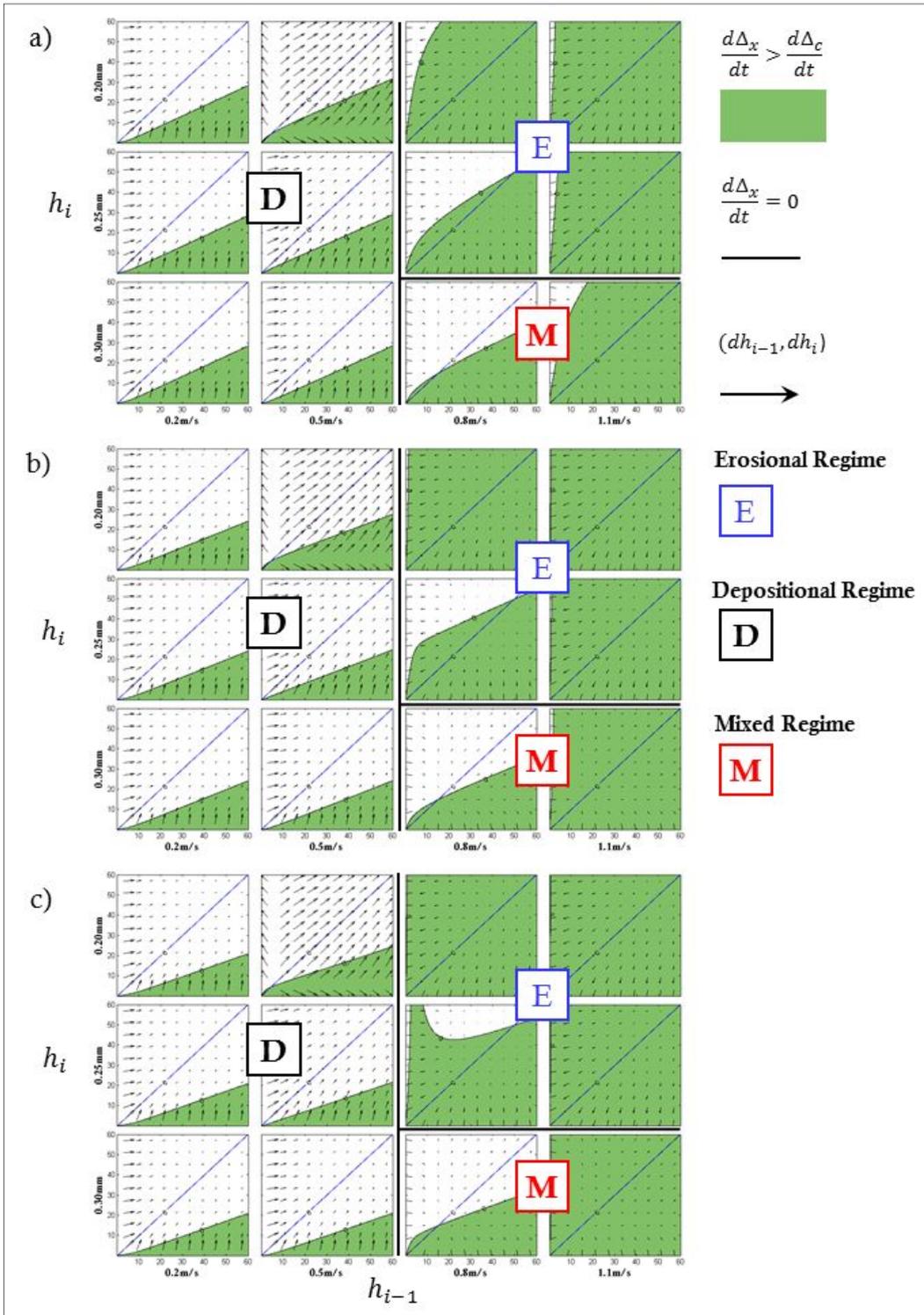


그림 6. 횡사구 거동 공간과 진화 벡터장에 대한 바람그늘 기울기의 효과( $\Delta_x > \Delta_c$ )

이 경우는 횡사구 거동 공간의 구조를 계산하는데  $\Delta_x$  값이 요구되지 않으므로 몬테카를로 기법을 적용할 필요는 없다. 서로 다른 평지의 전단풍속 ( $u_{*0}$ )와 모래입경 조건 하에서  $n$ 의 값을 a) 4, b) 7, c) 10으로 변화시키면서 얻은 횡사구 거동 공간의 구조는 <그림 6>이다. <그림 6>에서 확인되는 특징은 두 가지로 요약될 수 있다.<sup>12)</sup> 첫째, 전단풍속, 평균입도, 바람그늘의 사구 높이 대비 너비 등이 달라지더라도 진화 백터의 수렴 영역이 나타나지는 않는다는 것이다. 진화 백터는 전단풍속이 0.5m/s 이하인 경우와 같이 1사분면 방향을 향하되 점차 방향이  $h_i = h_{i-1}$ 와 평행해지며 크기는 작아지는 추세를 보이거나(퇴적 국면 Depositional regime), 전단풍속이 0.8m/s 이상이고 평균입도가 0.25mm 이하인 경우와 같이 대부분의 백터가 3사분면을 향하는 한편  $h_i = h_{i-1}$ 를 경계로 발산하고 그 크기는 점점 커지는 추세를 보이거나(침식 국면 Erosional Regime), 양자가 혼합된 형태(혼합 국면 Mixed Regime)를 보여준다. 둘째, 바람그늘 기울기의 효과는 퇴적 국면에서는 영역 I의 축소(혹은 영역 III의 확대)로 나타나며 침식국면에서는 영역 II의 확대에 이어진다. 혼합 국면인 경우는 영역 II의 확대에 비해 III의 확대가 두드러지는 사례가 확인된다. 이에 대해 다음과 같은 설명이 가능하다. 퇴적 국면인 경우는 사구열 높이의

성장과 함께 바람그늘이 확대되므로 바람그늘 기울기가 클수록 사구열 간의 간섭 가능성이 높아져서 서로 독립적으로 진화할 수 있는 가능성이 줄어든다. 반면 침식국면인 경우는 지속적으로 사구열의 높이가 감소하므로, 바람그늘의 기울기가 클수록 그 영향력이 감소하는 효과도 커진다. 혼합 국면인 경우에는 일부 영역에서 사구의 성장이 일어나므로 영역 II 대신 III의 영역이 증가하는 효과가 나타난다.

## 2) 전방 사구의 바람그늘이 후방 사구에 영향을 미치는 경우 ( $\Delta_x \leq \Delta_c$ )

(1)  $\Phi_{b,i-1} = \Phi_0$ ,  $\Phi_{b,i} = \Phi_{l,i-1}$ 인 경우

이 경우는 후방사구( $i$ 번째 사구)에 영향을 미치는 전방사구( $(i-1)$ 번째 사구)의 전면부는 바람그늘의 영향을 받지 않는다는 것을 가정한 것이다. 이 가정으로부터 식 (18)과 (20)은 식 (25)과 (26)로 변환된다. 바람그늘의 영향을 받지 않는 유효 고도  $\Delta H_i$ 는  $\Delta H_i = \frac{h_i \{ \Delta_x + n(h_i - h_{i-1}) \}}{nh_i + \xi_1 + \xi_2 h_i}$ 로 기술된다. 병합조건과 임계거리 조건으로부터  $\Delta_x$ 의 범위는  $h_{i-1} \cot \phi < \Delta_x \leq nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_i (= \Delta_c)$ 로 제한되므로  $\Delta_x$ 의 값이 이 구간 내에서 3000회에 걸쳐 임의 생성된다.

$$\begin{aligned} \frac{d(\Delta_x)}{dt} &= \frac{2\Phi_i - (\Phi_{b,i} + \Phi_{l,i})}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_{b,i-1} + \Phi_{l,i-1})}{2h_{i-1}} && \text{식 (25)} \\ &= \frac{2\Phi_i - (\Phi_{l,i-1} + (1-T_i)\Phi_i)}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_0 + (1-T_{i-1})\Phi_{i-1})}{2h_{i-1}} \\ &= \frac{\Phi_0}{2h_i} \left[ (1+T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2} - (1-T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} \right] \\ &\quad - \frac{\Phi_0}{2h_{i-1}} \left[ (1+T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} - 1 \right] \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dh_{i-1}}{dt} &= \frac{\Phi_{b,i-1} - \Phi_{l,i-1}}{(\xi_2 + \cot \phi)h_{i-1} + \frac{1}{2}\xi_1} = \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot \phi)h_{i-1} + \frac{1}{2}\xi_1} \left[ 1 - (1-T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} \right] \\ \frac{dh_i}{dt} &= \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot \phi)h_i + \frac{1}{2}\xi_1} \left\{ (1-T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon h_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 h_{i-1}} \right)^{3/2} - (1-T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad \text{식 (26)}$$

위의 식 (25)와 (26)를 이용하여 얻은 횡사구의 거동 공간과 진화 벡터는 <그림 7>과 같다. 마찬가지로 a), b), c)는 각각  $n$ 의 값이 4, 7, 10인 경우이다. 그래프 내에  $d(\Delta_x)/dt=0$ 인 경계가 나타나지 않은 경우는 거동 공간의 전 영역에서  $d(\Delta_x)/dt < 0$ 인 경우이다. 그러므로 전단풍속이 0.8m/s 이상인 거동 공간에서 나타나는 음영지역은 영역 II를 의미한다. <그림 7>에서 확인되는 특징은 두 가지로 요약된다. 첫째, 앞서와 마찬가지로 전단풍속, 평균입도, 사구높이 대비 바람그늘의 너비가 변화하더라도 진화 벡터의 수렴 영역은 나타나지 않는다. 다만 진화 벡터의 방향은 우상향(퇴적국면) 혹은 좌하향(침식국면)이 지배적인 <그림 6>의 경우와 달리 대체로 우향(퇴적) 혹은 좌향(침식)이 지배적인 추세를 보인다. 이것은 후방사구가 전방사구의 바람그늘에 영향을 받는 동안 사구열 높이의 증가 혹은 감소는 주로 전방사구를 중심으로 발생한다는 것이다. 이와 다소 다른 패턴이 전단속도 0.5m/s, 평균입도 0.20mm의 경우와 전단속도 0.8m/s, 평균입도 0.30mm의 경우 나타나는데, 전방사구의 높이가 대략 5m(전자) 혹은 15m(후자)인 지점을 경계로 진화 벡터의 추세가 회전하는 형태를 보이기도 한다. 둘째, 전단풍속이 0.5m/s 이하인 경우에는 바람그늘의 기울기가 커질수록 영역 I이 축소되어 후방 사구가 바람그늘로부터

탈출하기 어려워지는 경향을 보여주지만 전단풍속이 0.8m/s 이상인 경우 바람그늘의 기울기가 커질수록 영역 I이나 II가 확대되어 후방사구가 바람그늘로부터 탈출하기 용이해지는 경향을 보여준다. 이는 <그림 6>에서 확인했던 경향과 동일하다.

(2)  $\Phi_{b,i-1} = \Phi_{l,i}$ ,  $\Phi_{b,i} = \Phi_{l,i-1}$ 인 경우

이 경우는 후방사구( $i$ 번째 사구)와 동일한 사구가 전방사구( $(i-1)$ 번째 사구)의 전방에서 임계거리 내에서 영향을 미치고 있다고 가정하는 경우이다. 전방사구로 유입되는 플럭스를 다소 인위적으로 가정하였으므로, 이 경우는 전방사구 또한 바람그늘에 의한 제약을 받을 경우 발생할 수 있는 하나의 사례로 취급하는 것이 적절하다. 위의 가정으로부터 식 (18)과 (20)은 식 (27)과 (28)이 유도된다. 여기서  $\Delta H_i$ 와  $\Delta_x$ 에 부여된 조건은 (1)과 같다. 전방사구와 전방사구 전면에 위치하고 그 규모는 후방사구와 동일한 가상의 사구에 대해 임계거리 이내의 거리  $\Delta_x'$ 는  $h_i \cot \phi < \Delta_x' \leq nh_i + \xi_1 + \xi_2 h_{i-1}$ 의 임의의 값이며,  $\Delta H_{i-1} = \frac{h_{i-1} \{ \Delta_x' - n(h_i - h_{i-1}) \}}{nh_{i-1} + \xi_1 + \xi_2 h_{i-1}}$ 로 주어진다. 물론  $\Delta H_{i-1} \leq h_{i-1}$ 이고  $\Delta H_i \leq h_i$ 이다.

전방사구와 후방사구가 모두 바람그늘의 영향 아래 진화한다고 가정할 때 나타나는 거동 공간의

$$\frac{d(\Delta_x)}{dt} = \frac{2\Phi_i - (\Phi_{b,i} + \Phi_{l,i})}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_{b,i-1} + \Phi_{l,i-1})}{2h_{i-1}} \tag{식 (27)}$$

$$= \frac{2\Phi_i - (\Phi_{l,i-1} + \Phi_{l,i})}{2h_i} - \frac{2\Phi_{i-1} - (\Phi_{l,i} + \Phi_{l,i-1})}{2h_{i-1}}$$

$$= \frac{\Phi_0}{2} \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2} \left( \frac{1+T_i}{h_i} + \frac{1-T_i}{h_{i-1}} \right) - \frac{\Phi_0}{2} \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_{i-1}} \right)^{3/2} \left( \frac{1+T_{i-1}}{h_{i-1}} + \frac{1-T_{i-1}}{h_i} \right)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dh_{i-1}}{dt} &= \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot \phi)h_{i-1} + \frac{1}{2}\xi_1} \left\{ (1-T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2} - (1-T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_{i-1}} \right)^{3/2} \right\} \\ \frac{dh_i}{dt} &= \frac{\Phi_0}{(\xi_2 + \cot \phi)h_i + \frac{1}{2}\xi_1} \left\{ (1-T_{i-1}) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_{i-1}}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_{i-1}} \right)^{3/2} - (1-T_i) \left( 1 + \frac{\epsilon \Delta H_i}{\xi_1 + \xi_2 \Delta H_i} \right)^{3/2} \right\} \end{aligned} \right\} \tag{식 (28)}$$

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

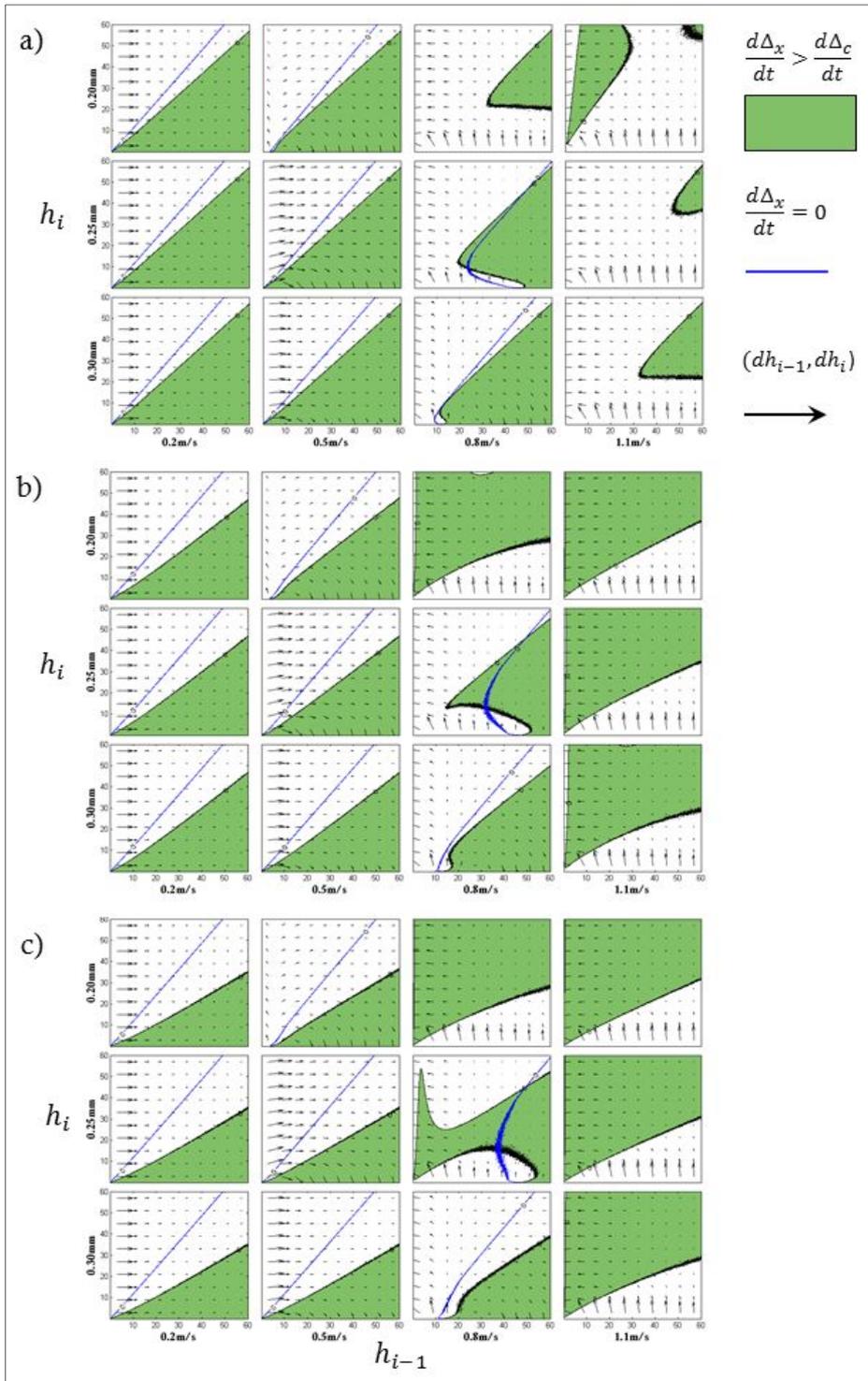


그림 7. 횡사구 거동 공간과 진화 벡터장에 대한 바람그늘 기울기의 효과( $\Delta_x \leq \Delta_c$ ): 전방사구에 모래유입에 대한 제약이 없는 경우

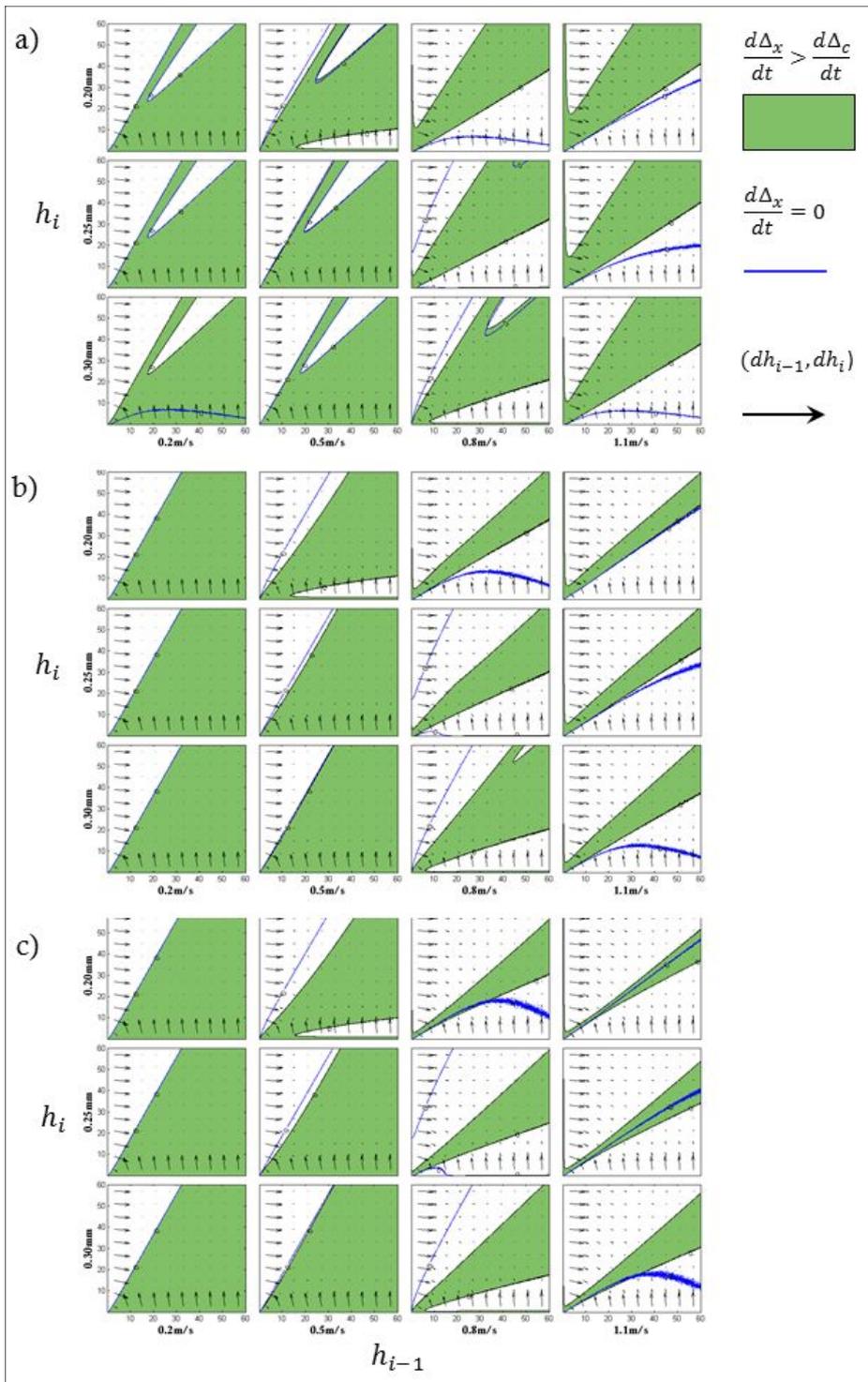


그림 8. 횡사구 거동 공간과 진화 벡터장에 대한 바람그늘 기울기의 효과( $\Delta_x \leq \Delta_c$ ): 전방사구에 모래유입에 대한 제약이 있는 경우

구조는 <그림 8>과 같다. 주요 특징은 다음과 같다. 첫째, 진화 벡터의 패턴으로부터 모든 전단풍속과 모래 입도 조건에 대해 전·후방 사구열 중 하나의 높이가 10m 이하일 경우 해당 사구의 성장이 뚜렷이 나타나며 그 이상이 되는 경우는 성장 추세가 식별되기 어려울 정도로 미미하다는 점이 확인된다. 둘째, 전단풍속이 0.5m/s 이하인 경우 바람그늘의 기울기가 커질수록 영역 I의 확대가 뚜렷이 나타난다. 전·후방 사구가 모두 바람그늘의 영향을 받을 때 후방 사구의 배후로 공급되는 만큼의 모래 공급을 전방 사구가 받게 될 경우 바람그늘의 규모가 커질수록 사구의 간격이 임계 거리에 가까워져서 탈출하게 될 가능성이 높아지게 된다는 뜻이다. 반면 전단풍속이 0.8m/s 이상인 경우는 바람그늘의 규모가 커질수록 영역 I 또는 II가 축소되고 영역 III 또는 IV는 증가하는 패턴을 보인다. 전·후방 사구가 모두 바람그늘의 영향을 받아 유입 플럭스가 제약을 받게 되면 바람그늘의 규모가 클수록 상호작용의 틀에서 벗어나기 어려우며 병합의 가능성이 높아지게 된다는 뜻이다. <그림 6>, <그림 7>의 거동구조와는 뚜렷한 차이를 보이는 지점이다.

### 3) 횡사구의 거동 공간과 진화 벡터장 내에서 사구열의 진화 궤적

앞서 살펴본 바와 같이 횡사구의 거동 공간 및 진화 벡터장은 기본적으로 전단풍속과 모래입도 조건에 따라 사구열의 성장과 발달이 주도적인 경우와 사구열의 축소와 제거가 주도적인 경우로 구분될 수 있다. 바람그늘의 효과가 사구열의 변화 추세에 유의한 영향을 미치지 못하는 것이다. 그러나 사구열의 진화 궤적에 영향을 미칠 수는 있다. 바람그늘의 기울기에 따라 거동 공간과 벡터장의 구조가 달라지기 때문이다. 횡사구의 거동 공간과 벡터장의 구조는 동일한 전단풍속과 모래입도 조건 하에 있더라도 사구열 간의 거리가 임계 거리보다 큰 경우와 작은 경우에 따라 그 구조가 달라진다. 주어진 전단풍속과 모래입도 조건 하에서 횡사구열이 진화할 때 각각의 사구열은 사구열 간의 거리가 임계거리보다 큰 시기와 임계거리보다 작은 시기에 서로 다른 진화 벡터장의 영향을 받

아 변화하게 된다.

<그림 9>는 퇴적 국면의 환경(전단속도 0.5m/s, 모래의 평균입도 0.20mm, 그림 9a)과 침식 국면의 환경(전단속도 0.8m/s, 모래의 평균입도 0.20mm, 그림 9b)에서 사구열의 궤적을 추적한 것이다. 퇴적 국면의 초기조건은  $h_{i-1}=15$ ,  $h_i=20$  으로 두었고, 침식 국면의 초기조건은  $h_{i-1}=50$ ,  $h_i=35$  으로 두었다. 사구열의 초기 간격은 전자의 경우는 임계거리에 100m를 더하여 바람그늘의 영향을 받지 않는 상태로 시작하도록 하였고, 후자의 경우는 임계거리에 250m를 제하여 바람그늘의 영향을 받는 상태로 시작하도록 하였다. 이런 조치를 한 이유는 진화 궤적의 패턴을 보기에 충분한 길이의 자료를 얻기 위해서였다.

퇴적 국면의 사구열 진화 궤적의 일반 패턴은 다음과 같다. 임계거리보다 사구열 간의 간격이 더 큰 상태, 즉 서로 영향을 주고받지 않은 상태에서부터 진화가 시작되었으나 영역 IV에 속하였으므로 점차 사구열 간의 거리는 임계거리에 가까워진다. 사구열 간의 거리가 임계거리에 도달하기 전까지는 우상단을 향하는 진화 벡터장의 방향을 따라 사구열의 높이 변화가 일어난다. 사구 간의 간격이 임계거리보다 작아지는 지점에 이르르면 진화 벡터장의 주 방향이 우상단 방향에서 우하단 방향을 변화한다. 영역 III에 머무르는 동안은 사구 간의 간격이 임계거리보다 작은 상태를 유지하다가 영역 I로 진입하면 점점 사구열 간의 간격이 임계거리에 가까워진다. 사구열의 간격이 임계거리와 거의 일치하면 사구열 간의 간격과 임계거리가 서로 동적 균형을 이루는 지점을 따라 지속적 성장 추세에 돌입한다. 바람그늘의 기울기가 퇴적국면의 횡사구 거동에 미치는 영향은 사구열 간의 간격과 임계거리 간의 균형에 도달하는 시점에 영향을 미치는 것에 국한된다. 사구열의 진화 궤적은 사구열 간의 간격이 임계거리보다 클 경우의 진화 벡터장과 작은 경우의 진화 벡터장에 대해 두 벡터장의 합이 되는 방향을 따르는 것으로 보인다. 사구열 간의 간격과 임계거리 간의 균형이 이루어진 이후 사구 간격과 사구의 평균 높이 간의 멱함수 관계를 조사해 보면 지수값은  $n$  값이 4일 때 1.035, 7일 때 1.022, 10일 때 1.062 정도

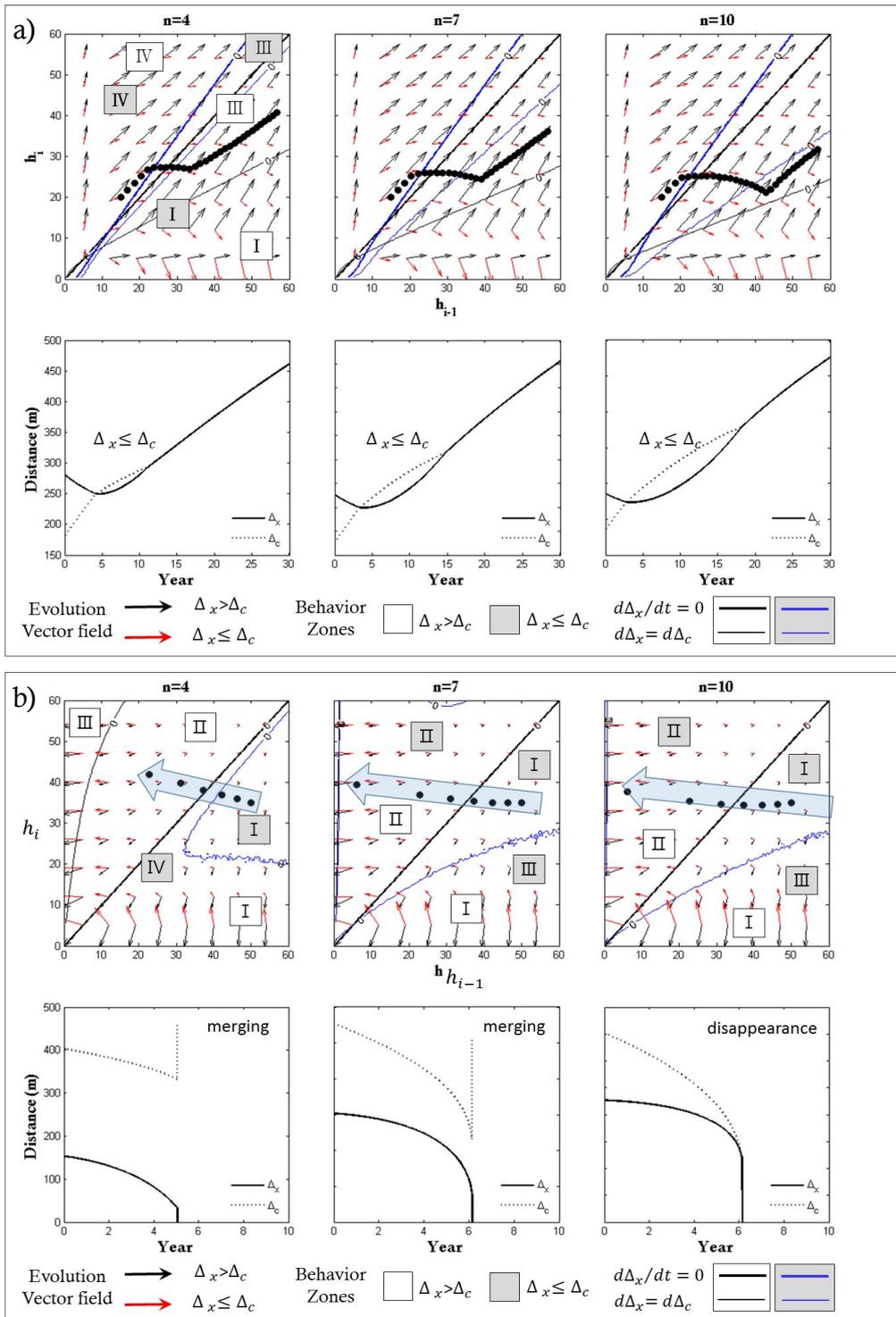


그림 9. 시구열의 진화 궤적 분석 (a) 퇴적국면 ( $u_{*0} = 0.5 \text{ m/s}$ ,  $D_g = 0.20 \text{ mm}$ ) (b) 침식국면 ( $u_{*0} = 0.8 \text{ m/s}$ ,  $D_g = 0.20 \text{ mm}$ )

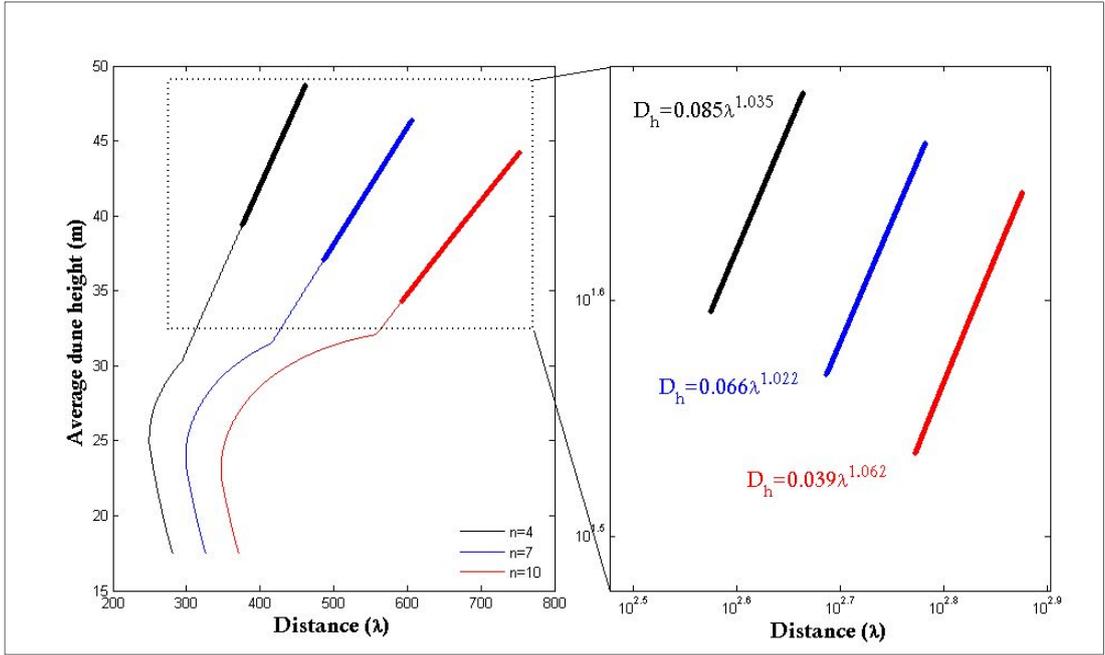


그림 10. 횡사구열 모형의 사구고-간격 관계

의 값을 가지는 것으로 나타난다. Lancaster(1988)에 따르면 이 값은 나미브 사막의 횡사구열에서 확인된 값(0.97)과 유사하다(그림 10).

침식 국면의 사구열 진화 궤적의 일반 패턴은 다음과 같다. 침식 국면에서 사구열의 진화는 바람 그늘에 의한 상호작용이 일어나지 않을 경우에는 대체로 축소와 소멸을 향한다. 초기조건을 두 사구열이 임계거리 내에 위치하도록 조치한 이유이다. 초기 상태에서 두 사구열은 영역 I에 위치하며 진화 벡터장의 방향은 서북서를 향한다. 진화 벡터장의 방향을 따라 전방의 사구열은 고도가 감소하는 반면 후방의 사구열은 고도가 다소 증가한다. 그러나 곧 IV 영역에 진입하면서 사구열 간의 간격은 점차 감소하고 최종적으로는 병합이 일어나거나 사구의 소실이 일어난다.  $n$  값이 커지면 거동 공간 내에 영역 I과 II가 확대되어 사구열 간의 거리가 감소하는 것보다 임계거리의 감소가 더 빠르게 일어난다. 이것은 그만큼 사구열의 높이가 더 빠르게 변한다는 것이다. 퇴적 국면과 마찬가지로 침식 국면에서도 바람그늘의 기울기가 미치는 영향은 사구열의 진화 궤적의 변화를 초래하는 데 국한되며, 사구열의 거동 공간 내에 수

렴 영역을 생성하는 효과를 주지는 못한다.

#### 4. 논의 및 결론

이 논문은 바람그늘이 횡사구의 지형패턴 형성 과정에서 담당하는 역할을 탐색하고자 하는 것이다. 특히 바람그늘의 기울기로 대표되는 바람그늘의 효과가 횡사구 지대에서 확인되는 지형 안정성의 형성에 영향을 미치는지 여부를 확인하고자 하였다. 이 논문의 분석을 따르면 기본적으로 횡사구의 지형 발달을 지배하는 기본변수는 전단풍속과 모래의 평균입도이다. 이 두 가지 조건에 따라 횡사구의 지형 발달이 퇴적·성장 국면을 보이는지, 침식·축소 국면을 보이는지가 기본적으로 결정된다. 바람그늘의 기울기는 횡사구의 거동 공간과 진화 벡터장의 패턴에 영향을 미쳐 사구의 지형발달 궤적에 영향을 미치지, 지형 안정성을 지지하는 수렴 영역을 생성하는 데 영향을 미치지 못한다. 이는 Diniega *et al.*(2010)의 주장과 일치하는 결과이다. 그러나 Diniega *et al.*(2010)이 제시한 ‘충돌을 통한 모래의 재분배’라는 기작 외에도 이 논문의 분석 결과는 전단풍속의 조건이

시간적으로 변화를 보이며 퇴적·성장과 침식·축소 국면을 넘나들 경우 사구지대가 일정한 상태를 유지할 가능성이 있음을 보여준다. 이는 바른 사구지대에서 확인되는 지형 안정성의 동인으로 충돌과 함께 풍향의 변화 및 폭풍의 발생을 제시한 Elbelrhiti *et al.*(2008)의 분석과도 연결되는 결과이다. 다만 본 연구에서 확인된 침식·축소 국면을 주도하는 전단풍속의 범위는 현실에서는 매우 극단적인 기상 상태에서 경험하는 값이므로 일반적인 경우는 대체로 퇴적·성장 국면에 해당된다고 간주하는 것이 적합하다고 본다. 그러므로 충돌 기작을 배제한 본 연구의 횡사구 모형은 일반적인 상황에서 횡사구의 지속적 성장을 지시하는 결과를 주게 된다.

바람그늘의 효과는 횡사구의 지형발달 궤적에 영향을 미친다는 데 있다. 결과에서 제시한 바와 같이 전단풍속과 모래의 평균입도가 주어진 상황에서 횡사구의 거동 공간과 진화 벡터장은 사구열 간의 거리가 임계거리보다 큰 경우와 작은 경우에서 서로 다른 구조를 지닌다. 바람 그늘의 기울기는 위의 두 가지 경우에 대하여 서로 다른 거동 공간과 진화 벡터장을 형성하게 하는 동인이 된다. 결과에서 본 바와 같이 동일한 초기 조건이 주어진다고 하더라도 바람 그늘의 기울기의 차이에 의해 사구열은 서로 다른 궤적을 따라 변화하게 된다. 일반적으로 퇴적 국면의 경우에는 주어진 초기 조건 하에서 병합이 되지 않은 상태로 영역 I에 들어오게 되면 사구열 간의 거리와 임계 거리가 동일해지는 경계선 상의 진화 벡터장의 효과로 인해 전·후방 사구열의 높이가 일정한 관계를 유지하면서 지속적으로 성장하게 된다. 바람그늘의 기울기는 사구열 간의 거리와 임계 거리의 변화가 균형을 이루어 지속적 성장으로 패턴이 전환되기까지의 궤적을 결정하는 원인으로 작용한다. 침식 국면의 경우에는 전방사구의 바람그늘 안에 위치할 때 상대적으로 축소·소멸 국면에 저항하는 궤적을 보일 수 있다. 바람그늘의 기울기는 사구열의 진화 궤적이 병합으로 이어지는지 소멸로 이어지는지의 여부에 영향을 미친다.

사구 높이-간격의 멱함수 지수로 확인한 지속적 성장 과정의 패턴은 현실 세계에서 관측되는

횡사구의 값과 유사한 범위로 확인된다. 이런 점에서 보면 이 논문에서 제시한 모형은 횡사구의 지형 안정성을 재현하지는 못하지만, 횡사구의 장기진화를 모의하는데 활용할 수 있는 여지는 충분하다.

바람그늘 기울기의 효과를 탐색하기 위해 이 논문이 제시한 분석 방식은 한 쌍의 인접한 사구열에 대해서 조사하는 방식에 국한되어 있다. 사구지대 수준의 사구열 거동을 분석하기 위해서는 다수의 사구열로 구성된 초기조건을 분석할 수 있어야 한다. 이를 위해서는 인접한 사구열을 하나의 순서쌍으로 볼 때 얻어지는 궤적의 그룹에 대한 분석이 병행되어야 할 것이다. 이에 대한 접근은 추후의 연구과제로 돌린다.

### 부록 1. $\Delta H_i$ 의 유도

사구의 바람맞이 사면이 전방 사구의 바람그늘의 영향을 받게 되면, 이에 따라 사구정상의 모래이동 플럭스  $\phi_i$ 의 값도 식(11)과 같이 달라진다. 이 때  $\Delta H_i$ 는  $\Delta H_i = h_i - z_w$ 로 정의된다(그림 A1-1).  $(i-1)$ 번 째 사구의 바람그늘선과  $i$ 번 째 사구의 바람맞이 사면은 각각 아래의 식(A1-1)과 식(A1-2)와 같다.

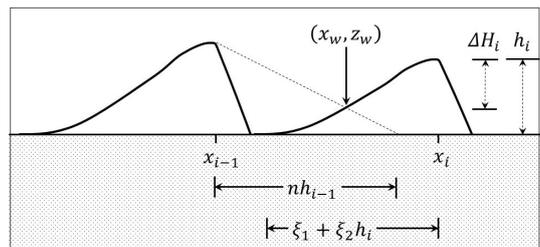


그림 A1-1. 전방 사구의 바람그늘과  $\Delta H_i$

$$z_1 = -\frac{1}{n}(x - x_{i-1}) + h_{i-1} \quad \text{식 (A1-1)}$$

$$z_2 = \frac{h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i}(x - x_i) + h_i \quad \text{식 (A1-2)}$$

이 때,  $(x_w, z_w)$ 는 두 직선  $z_1$ 과  $z_2$ 의 접점, 즉  $z_1 = z_2$ 라 둘 때의 해이다. 해를 구하면

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

$$x_w = \frac{(h_{i-1} - h_i) + \left( \frac{h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i} x_i + \frac{1}{n} x_{i-1} \right)}{\frac{h_i}{\xi_1 + \xi_2 h_i} + \frac{1}{n}} \quad \text{식 (A1-3)}$$

$$z_w = \frac{nh_i(h_{i-1} - h_i) + h_i(x_{i-1} - x_i)}{nh_i + \xi_1 + \xi_2 h_i} + h_i \quad \text{식 (A1-4)}$$

식 (A1-4)로부터,

$$\Delta H_i = h_i - z_w = \frac{h_i \{ x_i - x_{i-1} + n(h_i - h_{i-1}) \}}{nh_i + \xi_1 + \xi_2 h_i} \quad \text{식 (A1-5)}$$

## 부록 2. 모래포집효율 $T_i$ 의 유도

높이가  $H$ 이고 바람그늘 사면의 사면각이 안식각  $\phi$ 를 이루는 사구 단면에 대하여 사구 정상을 원점으로 하는 좌표계를 설정하면 바람그늘 사면은  $x > 0$ ,  $-H \leq z \leq 0$  인 영역에 위치한다(그림 A 2-1).  $N(x')$ 를  $z=0$ ( $x$ 축) 상의 구간  $[x' \ x' + dx']$  ( $x' < 0$ )를 통과하는 모래입자의 플럭스라고 하고,  $N(x|x')$ 는  $[x' \ x' + dx']$ 를 통과하여  $[x \ x + dx]$  ( $x > 0$ )에 진입하는 모래입자의 플럭스라고 하자. 다시 말해  $N(x')$ 는 바람맞이 사면에서 발생하여 대기 중으로 공급된 모래입자의 플럭스이며,  $N(x|x')$ 는  $[x' \ x' + dx']$ 를 통과한 모래입자 중 사구 배후 지역인  $[x \ x + dx]$ 으로 진입한 모래입자의 플럭스이다. 이 때 도약거리  $\lambda (= x - x')$ 는 모래입자의 이륙속도  $v_{lo}$ 에 대해 식(A2-1)과 같은 역함수로 표현된다(Anderson, 1988).

여기서  $u_*$ 는 사구 정상부의 전단속도(단위  $m/s$ ),  $D_g$ 는 모래의 입경(단위  $mm$ ),  $D_s (= 0.25mm)$ 는 표준입경,  $U_*(= 0.5m/s)$ 는 표준전단속도이다. 모래이동이 발생할 때 모래입자의 이륙속도  $v_{lo}$ 는 식(A2-2)로 결정되는 이륙속도 평균  $\overline{v_{lo}}$ 을 변수로 포함하는, 식(A2-3)와 같은 지수분포를 따른다(White and Schulz, 1977; Anderson and Hallet, 1986; Anderson, 1988).

$$\overline{v_{lo}} = \frac{0.64u_*}{\sin(50^\circ)} \left( \frac{D_s}{D_g} \right)^{1.5} \quad \text{식 (A2-2)}$$

$$p(v_{lo}) = \frac{1}{v_{lo}} \exp \left[ - \frac{v_{lo}}{v_{lo}} \right] \quad \text{식 (A2-3)}$$

식(A2-1)과 (A2-3)에 따르면, 도약거리  $\lambda$ 의 확률분포  $p(\lambda)$ 는 식(A2-4)와 같다.

$$p(\lambda) = p(v_{lo}) \frac{dv_{lo}}{d\lambda} = \frac{1}{v_{lo}} \exp \left[ - \frac{1}{v_{lo}} \left( \frac{\lambda}{c} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right] \frac{1}{c\delta} \left( \frac{\lambda}{c} \right)^{\frac{1}{\delta}-1} \\ = \frac{\lambda^{\frac{1}{\delta}-1}}{c^{\frac{1}{\delta}} \delta v_{lo}} \exp \left[ - \frac{1}{v_{lo}} \left( \frac{\lambda}{c} \right)^{\frac{1}{\delta}} \right] \quad \text{식 (A2-4)}$$

$$\lambda = cv_{lo}^\delta = 0.36 \sqrt{\left( \frac{D_s}{D_g} \right) \left( \frac{u_*}{U_*} \right)^{2.0} v_{lo}^{\delta} \left( \frac{u_*}{U_*} \right)^{0.4}} \quad \text{식 (A2-1)}$$

$N(x|x')dx = N(x')dx'p(\lambda = x - x')$  이므로  $[x \ x + dx]$ 를 통과하는 모래의 총수  $N(x)$ 는 식(A2-5)와 같다.

$$N(x) = \int_{-\infty}^0 N(x')p(x-x')dx' = \int_x^{\infty} N(\lambda-x)p(\lambda)d\lambda \tag{A2-5}$$

Anderson(1988)은  $u_*$ ,  $D_g$ 가 취할 수 있는 현실적인 값의 범위를 고려하면 대체로  $p(x-x')$ 의 값은  $x-x'$ 의 값이 수 m를 초과할 경우 무시할 만한 값을 가지므로  $N(x')$ 의 값을 사구정상부 근방의 값으로 취급하여도 무방하며, 이에 따라 상수로 취급할 수 있다고 주장한다. 이 논문은 Anderson(1988)의 근사를 수용하여  $N(x') = N_0$ (상수)로 둔다. 따라서 식 (A2-5)는 식 (A2-6)의 형태로 간략화된다.

$$N(x) = N_0 \int_x^{\infty} p(\lambda)d\lambda = N_0 \exp\left[-\frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}\right] \tag{A2-6}$$

본문에서 언급한 바와 같이  $T_i$ 는 사구 정상부를 넘어 이동하는 모래 중  $z=0$ ,  $0 \leq x \leq x_c$ 인 영역을 통과하여 바람그늘 사면에 안착하여 포획되는 모래의 비율에 해당한다. 따라서 사구포집효율  $T_i$ 는 식 (A2-7)과 같이 주어진다.

$$T = \frac{\int_0^{x_c} N(x)dx}{\int_0^{\infty} N(x)dx} = \frac{\int_0^{x_c} \exp\left[-\frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}\right]dx}{\int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}\right]dx} \tag{A2-7}$$

$t = \frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}$  라 두면,  $t^\delta = \left(\frac{1}{v_{lo}}\right)^\delta \left(\frac{x}{c}\right)$ 로부터  $dx = c\delta v_{lo}^{\delta-1} dt$  이다.  $\kappa = \frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x_c}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}$  라 두면 식

$$T = \frac{\int_0^{\kappa} \exp\left[-\frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}\right]dx}{\int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{v_{lo}}\left(\frac{x}{c}\right)^{\frac{1}{\delta}}\right]dx} = \frac{\int_0^{\kappa} t^{\delta-1} e^{-t} dt}{\int_0^{\infty} t^{\delta-1} e^{-t} dt} = \frac{\gamma(\delta, \kappa)}{\Gamma(\delta)} \tag{A2-8}$$

(A2-7)은 식 (A2-8)과 같이 변환된다.

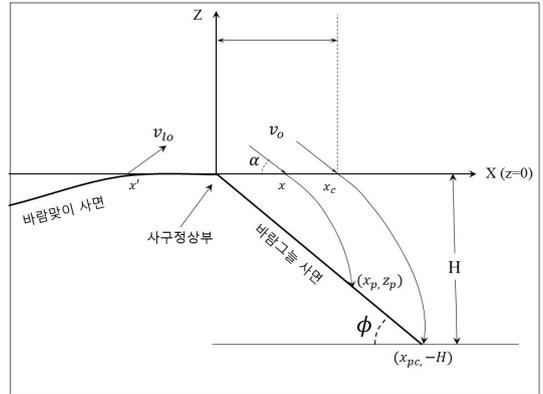


그림 A2-6. 바람그늘 사면 좌표계와 모래입자 궤적

### 부록 3. $x_c$ 의 유도

모래 입자가  $z=0$  평면 위의  $x$  지점을 속도  $v_0$ , 입사각  $\alpha (=10^\circ)$ 인 상태로 통과하여  $t$  시간 후에 바람 그늘 사면의 점  $(x_p, z_p)$ 로 안착했다고 가정하자(그림 A2-1). 앞에 이미 언급한 바와 같이  $x=0$ 는 바람그늘 사면이 시작되는 지점이다. 또한 사구의 높이를  $H$ 라 하고 바람 그늘의 사면 각, 곧 안식각을  $\phi$ 라고 두자. 모래 입자가 바람그늘 사면에 안착할  $x$ 의 범위를  $[0, x_c]$ 라 두면,  $x = x_c$ 에서  $z_p = -H$ ,  $x_p = -\frac{z_p}{\tan\phi} = \frac{H}{\tan\phi}$  이 된다. 모래 입자가 일단 사구 배후의 바람그늘 영역으로 진입하면 바람에 의한 영향을 거의 받지 않는다고 가정할 수 있으므로, 모래입자는 중력가속도에 의한 낙하운동을 하게 된다.  $z=0$ 인 평면에서  $x$  지점을 통과한 모래입자가 사구 후면에 도달하는 지

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

점  $(x_p, z_p)$ 는 아래의 식 (A3-1), (A3-2), (A3-3)으로 기술된다.

$$x_p = x + [v_0 \cos \alpha] t \quad \text{식 (A3-1)}$$

$$z_p = -[v_0 \sin \alpha] t - \frac{1}{2} g t^2 \quad \text{식 (A3-2)}$$

$$z_p = -x_p \tan \phi \quad \text{식 (A3-3)}$$

$x = x_c$ 를 지난 입자의 낙하속도를  $t_f$ 라 하면, 식 (A3-2)로부터

$$t_f^2 + \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} t_f - \frac{2H}{g} = 0$$

$$t_f = -\frac{v_0 \sin \alpha}{g} + \sqrt{\left(\frac{v_0 \sin \alpha}{g}\right)^2 + \frac{2H}{g}} \quad \text{식 (A3-4)}$$

$$= \frac{v_0 \sin \alpha}{g} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{\sqrt{2gH}}{v_0 \sin \alpha}\right)^2} - 1 \right\}$$

또한  $x = x_c$ ,  $t = t_f$ 일 때,  $x_p = x_{pc} = \frac{H}{\tan \phi}$  이므로 식 (A3-1)과 (A3-4)로부터

$$x_c = \frac{H}{\tan \phi} - \frac{v_0^2 \cos \alpha \sin \alpha}{g} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{\sqrt{2gH}}{v_0 \sin \alpha}\right)^2} - 1 \right\} \quad \text{식 (A3-5)}$$

이 때,  $x_c \geq 0$ 이어야 하므로, 식 (A3-5)로부터

$$v_0 \leq \frac{gH}{2} \cdot \frac{1}{\tan \phi} \cdot \frac{1}{\tan \phi - \tan \alpha} \quad \text{식 (A3-6)}$$

식 (A3-5)로부터  $x_c$ 의 값을 결정하려면,  $x = x_c$  지점을 통과하는 모래입자의 입사속도  $v_0$ 을 알아야 한다. Anderson(1988)에 따르면 입사속도  $v$ 를 모래입자의 도약거리  $\lambda$ 에 대한 멱함수인 식 (A3-6)과 같이 기술될 수 있다.

$$v = a\lambda^b = 5.8 \left(\frac{u_*}{U_*}\right)^{0.4} \left(\frac{D_g}{D_s}\right)^{-0.2} \lambda^{0.48} \left(\frac{u_*}{U_*}\right)^{0.2} \quad \text{식 (A3-7)}$$

(단,  $U_* = 0.5\text{m/s}$ ,  $D_s = 0.25\text{mm}$ )

모래입자의 도약거리  $\lambda$ 는 지수함수를 따르므로, 대부분의 입자는 최소 도약거리를 비행한다고 간주할 수 있다. 다시 말해  $x = x_c$  지점을 통과하는 모래입자의 대부분은  $\lambda \approx x_c$ 인 것으로 간주할 수 있다. 따라서  $x = x_c$  지점을 통과하는 입사속도  $v_0$ 는 식 (A2-7)과 같다.

$$v_0 = ax_c^b = 5.8 \left(\frac{u_*}{U_*}\right)^{0.4} \left(\frac{D_g}{D_s}\right)^{-0.2} x_c^{0.48} \left(\frac{u_*}{U_*}\right)^{0.2} \quad \text{식 (A3-8)}$$

식 (A3-5)와 (A3-8)을 식 (A3-7)의 범위 안에서 연립하여 풀면  $x_c$ 의 값을 얻을 수 있다. <그림 A3-1>은  $u_* = 0.5\text{m/s}$ ,  $D_g = 0.25\text{mm}$  이고, 사구의 높이  $h = 10\text{m}$  인 경우 식 (A3-5)와 식 (A3-8)을 동시에 표현한 것이다.  $x_c$ 의 값은 두 식의 교점에 서 구할 수 있다.

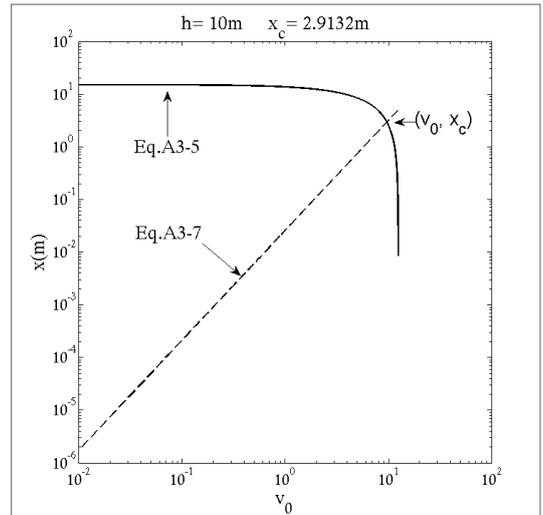


그림 3A-7.  $x_c$ 의 결정

## 주

- 1) '횡사구(transverse dune)'는 그 명칭에서 짐작할 수 있듯이 풍향에 대해 수직인 방향으로 사구의 형태가 발달하는 사구를 통칭한다. 문헌에 따라서는 바른한 사구 역시 횡사구의 일부로 간주하고 논의를 진행하기도 한다. 이 논문에서는 특별한 언급이 없는 한 바른한 사구와 횡사구를 구분한다. 즉 이 논문에서 지칭하는 횡사구란 풍향에 수직인 방향으로 사구열

이 상당한 길이로 발달한 사구이다. 다시 말해 단면의 규모에 비해 사구열의 길이가 충분히 길어서 단면의 거동으로 전체 거동을 대표한다고 간주할 수 있는 사구이다.

- 2) 바르한 사구나 횡사구의 바람맞이 사면은 영미권에서는 windward slope, stoss slope, backslope 등의 용어가 사용된다. 사구 정상부 배후에 모래사태에 의해 형성되는 급사면은 영미권에서는 통상 slipface 라고 한다. 권혁재의 <지형학 (제4판)>에서는 이 용어를 따로 번역하지 않고 ‘슬립페이스’로 기술한다. 이 논문에서는 사구 전면의 사면은 ‘바람맞이 사면’으로, 사구 후면의 안식각을 이루는 배후 사면은 ‘배후 급사면’으로 지칭한다.
- 3) Murray *et al.*(2014)은 물이나 바람과 같은 지형형성기구와 지표 기복 간의 상호작용에 의해 광범위한 지역에 걸쳐 발생하는 지형 패턴을 시간적 변화 양상에 따라 ‘조기 안정 유형(simple stablization)’, ‘성장 후 안정 유형(significant coarsening en route to saturated wavelength)’, ‘지속적 성장 유형(perpetual coarsening)’, ‘느린 전이 유형(slow evolution toward a different attractor)’ 등 4가지로 구분한다.
- 4) ‘바르한 사구 통로(barchan dune corridor)’란 유사한 높이와 규모를 지닌 바르한 사구가 상대적으로 좁은 띠를 이루며 이동하는 사구지대를 지칭한다. 서아프리카 모로코 해안에 인접한 사구지대에서 뚜렷이 나타난다.
- 5) Parteli and Herrmann(2003)이 제시한 3가지 기본 규칙을 수식으로 표현하면 아래와 같다. 단,  $x_i$ 는 사구의 위치,  $v_i$ 는 사구열의 이동속도,  $h_i$ 는 사구열의 높이,  $\phi_i$ 는 사구열 정상부의 모래이동 플럭스를 의미한다. 아래첨자  $i$ 는 다수의 사구열 중  $i$ 번째 사구열을 지시한다.

규칙 1.  $\frac{dx_i}{dt} = v_i = \frac{a}{h_i}$

규칙 2.  $\phi_i = bh_i$

규칙 3.  $\frac{dh_i}{dt} = c\sqrt{|\phi_i - \phi_{i-1}|} \times \text{sign}(\phi_i - \phi_{i-1})$

여기서  $a$ ,  $b$ ,  $c$ 는 임의로 부여될 수 있는 계수처럼 취급되고 있으며, 논문에서는  $a = 300m^2/\text{년}$ ,  $b = 1500/\text{년}$ ,  $c = 0.05$ 를 사용한다. 그러나 Bagnold(1954)나 Momiji and Warren(2000)의 유도에 따르면  $a = \phi_i$  또는  $a = T_i\phi_i$  (단,  $T_i$ 는 사구포집효율)이어야 하며,  $b = v_i$

또는  $b = \frac{v_i}{T_i}$  이어야 한다. 다시 말해  $a$ 와  $b$ 는 임의의 계수처럼 취급되기 어렵다. 규칙 3의 경우는 사구열의 단면을  $A_i$ 로 보고  $dA_i \sim d(h_i^2) \sim (dh_i)^2$ 라는 방식으로 유도하고 있는데, 이 유도의 마지막 고리  $d(h_i^2) \sim (dh_i)^2$ 는 명백한 오류이다.  $d(h_i^2) \sim h_i dh_i$  이어야 한다. 다시 말해 Parteli and Herrmann(2003)이 채택한 3가지 기본규칙은 상호 정합성을 갖추지 못한 규칙이다. Lee *et al.*(2005)의 경우 P-H모형을 이용했다는 면에서 위에서 언급한 근본 오류로부터

자유롭지는 못하지만, 사구가 충돌할 때 병합과 재분배가 결정되는 임계값이 존재하며, 그 값의 크기에 따라 사구의 거동이 달라진다는 논문의 핵심 주장은 별도의 알고리즘에 기초하여 제시한 것이므로, 본문에서 인용한 내용이 평가 절하되는 것은 아니다.

- 6) Sauer mann *et al.*(2000)이 모로코의 바르한 사구 8개로부터 얻은 값은  $a_0 = 4.6$ ,  $b_0 = 18.5$ 였다. Andreotti *et al.*(2002)는 페루 남부 La Joya 지방의 바르한 사구지대에 얻어진 40여 개의 관측치로부터  $a_0 = 5.5$ ,  $b_0 = 10.8$ 의 값을 얻었다. 이 연구에서는 Andreotti *et al.*(2002)에서 제시된 값을 따른다(표 2).
- 7) 여기서 제시된  $\Delta_c$ 에는 ‘모래의 공급이 충분할 경우 바람에 의한 모래이동 플럭스가 포화되는 데 필요한 거리’로 정의되는 포화거리(saturation length)가 포함되지 않았다. 이 논문에서는 포화거리에 대한 고려를 무시할 수 있다고 가정한다.
- 8) 바람그늘의 영향을 벗어난 이후 모래이동 플럭스가  $\phi_0$ 을 회복하려면 포화거리  $l_s$ 만큼의 거리가 필요하다. 엄밀하게 말하면  $\Delta H_i$ 는  $\Delta H_i = h_i - z_w - l_s \sin \theta_i$ 로 계산되어야 하지만 이 논문에서는 포화거리에 대한 고려를 무시할 수 있다고 가정한다.
- 9) 병합되는 두 사구의 단면적(부피)을 각각  $A_{i-1}$ ,  $A_i$ 라 두고 병합된 사구의 단면적(부피)을  $A_m$ 이라 두면, 질량보존의 법칙에 따라  $A_{i-1} + A_i = A_m$  이어야 한다. 사구의 형태계측학적 특성을 이용하면 병합된 사구의 높이를  $h_m$ 이라 할 때, 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$\frac{1}{2}(\xi_2 + \cot \phi)(h_{i-1}^2 + h_i^2) + \frac{1}{2}\xi_1(h_{i-1} + h_i)$$

$$= \frac{1}{2}(\xi_2 + \cot \phi)h_m^2 + \frac{1}{2}\xi_1 h_m$$

$$h_m^2 + \frac{\xi_1}{\xi_2 + \cot \phi}h_m - (h_{i-1}^2 + h_i^2) -$$

$$\frac{\xi_1}{\xi_2 + \cot \phi}(h_{i-1} + h_i) = 0$$

$\beta = \frac{1}{2} \frac{\xi_1}{\xi_2 + \cot \phi}$ 라 두면,  $h_m > 0$  이므로 근의 공식으로부터

$$h_m = \beta \left[ \sqrt{1 + \frac{h_{i-1}^2 + h_i^2 + 2\beta(h_{i-1} + h_i)}{\beta^2}} - 1 \right]$$

$$= \beta \left[ \sqrt{\left(\frac{h_{i-1} + h_i}{\beta} + 1\right)^2 - \frac{2h_{i-1}h_i}{\beta^2}} - 1 \right]$$

- 10) Jackson-Hunt 이론에서  $\epsilon$ 값은 사구 단면의 형태에 따라 달라진다. Lancaster(1985)에 따르면, 횡사구에서 관찰되는 전형적인 풍속증가율은 1.15~1.62 정도이다.  $\epsilon = 5$ 로 둘 경우  $h \geq 1$ 인 영역에서 풍속 증가율이 1.15~1.38의 값을 가지므로, 모형의 거동을 살피는 데 큰 무리는 없다고 보았다.

- 11) 이 논문에서 검토한 전단풍속 0.2m/s, 0.5m/s, 0.8m/s, 1.1m/s를 ‘벽의 법칙’(Law of the Wall)에 따라 표준 풍속관측값인 지면 10m 상의 풍속으로 변환해 보자. 모래의 평균입경을 0.25mm라 할 때 지면의 거칠기

바람그늘의 기울기가 횡사구의 지형발달에서 담당하는 역할

$z_0$  는 Zingg의 경험식에 의해  $z_0 = 0.081 \log_{10}(d/0.18) = 0.081 \log_{10}(0.25/0.18) = 0.0116(mm) = 1.16 \times 10^{-5}(m)$  으로 계산된다. 이 때 각각의 전단풍속에 대응되는 10m 상 풍속은 아래와 같다. 전단풍속 0.5m/s도 작지 않은 값임을 알 수 있다.

$u_* = 0.2$ :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{0.2}{0.4} \ln(8.6 \times 10^5) = 6.83(m/s),$$

$u_* = 0.5$ :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{0.5}{0.4} \ln(8.6 \times 10^5) = 17.0(m/s)$$

$u_* = 0.8$ :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{0.8}{0.4} \ln(8.6 \times 10^5) = 27.3(m/s)$$

$u_* = 1.1$ :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{1.1}{0.4} \ln(8.6 \times 10^5) = 37.6(m/s)$$

- 12) 각각의 그래프에서  $d\Delta_x/dt = 0$ 인 직선에 대하여 하부가  $d\Delta_x/dt > 0$ , 상부가  $d\Delta_x/dt < 0$ 인 영역이다.

## 문헌

- Anderson, R.S. and Hallet, B., 1986, Sediment transport by wind: toward a general model, *Geological Society of America Bulletin*, 97(5), 523–535.
- Anderson, R.S., 1988, The pattern of grainfall deposition in the lee of aeolian dunes, *Sedimentology*, 35, 175–188.
- Andreotti, B., Claudin, P. and Douady, S., 2002, Selection of dune shapes and velocities. Part 1: Dynamics of sand, wind and barchans, *The European Physical Journal B*, 28, 321–339. doi:10.1140/epjb/e2002-00236-4.
- Bagnold, R.A., 1954, *The physics of blown sand and desert dunes*, Chapman & Hall.
- Diniega, S., Glasner, K. and Byrne, S., 2010, Long-time evolution of models of aeolian sand dune fields: influence of dune formation and collision, *Geomorphology*, 121, 55–68.
- Ewing and Kocurek (2010) “Aeolian dune-field pattern boundary conditions, *Geomorphology*, 114, 175–187.
- Hersen, P. and Douady, S., 2005, Collision of barchan dunes as a mechanism of size regulation, *Geophysical Research Letters*, 32, L21403, DOI:10.1029/2005GL024179.
- Jackson, P.S. and Hunt, J.C.R., 1975, Turbulent wind flow over a low hill, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101, 929–955.
- Kocurek, G., Ewing, R.C. and Mohrig, D., 2010, How do bedform patterns arise? New views on the role of bedform interactions within a set of boundary conditions, *Earth Surface Processes and Landforms*, 35, 51–63.
- Kroy, K., Sauermann, G. and Herrmann, H.J., 2002, Minimal model for sand dunes, *Physical Review Letters*, 88(5), 054301, DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.054301.
- Lancaster, N., 1985, Variation in wind velocity and sand transport on the windward flanks of desert and dunes, *Sedimentology*, 32, 581–593.
- Lancaster, N., 1988, Controls of eolian dune size and spacing, *Geology*, 16, 972–975.
- Lee, J.H., Sousa, A.O., Parteli, E.J.R. and Herrmann, H.J., 2005, Modelling formation and evolution of transverse dune fields, *International Journal of Modern Physics C*, 16(12), 1879–1892.
- Momiji, H. and Bishop, S., 2002, Estimating the windward slope profile of a barchan dune, *Sedimentology*, 49, 467–481.
- Momiji, H. and Warren, A., 2000, Relations of sand trapping efficiency and migration speed of transverse dunes to wind velocity, *Earth Surface Processes and Landforms*, 25, 1069–1084.
- Momiji, H., Carretero-González, R., Bishop, S.R. and Warren, A., 2000, Simulation of the effect of wind speedup in the formation of transverse dune fields, *Earth Surface Processes and Landforms*, 25, 905–918.
- Murray, A.B., Goldstein, E.B. and Coco, Giovanni, 2014, The shape of patterns to come: from initial formation to long-term evolution, *Earth Surface Processes and Landforms*, 39, 62–70.

- Nield, J.M. and Baas, A.C.W., 2008, Investigating parabolic and nebkha dune formation using a cellular automaton modelling approach, *Earth Surface Processes and Landforms*, 33, 724–740.
- Parteli, E.J.R. and Herrmann, H.J., 2003, A simple model for a transverse dune field, *Physica, A*, 327, 554–562.
- Parteli, E.J.R., Durán, O., Tsoar, H., Schwämmle, V. and Herrmann, H.J., 2009, Dune formation under bimodal winds, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 106(52), 22085–22089. doi: 10.1073/pnas.0808646106.
- Pelletier, J.D., 2009, Controls on the height and spacing of eolian ripple and transverse dunes: A numerical modeling investigation, *Geomorphology*, 105, 322–333.
- Ritter, D.F., Kochel, R.C. and Miller, J.R., 2011, *Process Geomorphology* (5th ed.), Waveland Press.
- Saueremann, G., Rognon, P., Poliakov, A. and Herrmann, H.J., 2000, The shape of the barchan dunes of Southern Morocco, *Geomorphology*, 36, 47–62.
- Strogatz, S.H., 1994, *Nonlinear Dynamics and Chaos*, Addison–Wesley Publishing Company.
- Walker, I.J. and Nickling, W.G., 2002, Dynamics of secondary airflow and sediment transport over and in the lee of transverse dunes, *Progress in Physical Geography*, 26(1), 47–75.
- Wasson, R.J. and Hyde, R., 1983, Factors determining desert dune type, *Nature*, 304, 337–339.
- White, B.R. and Schulz, J.C., 1977, Magnus effect in saltation, *Journal of Fluid Mechanics*, 81, 497–512.
- 교신 : 류호상, (우) 54896 전북 전주시 덕진구 백제대로 567, 전북대학교 사범대학 지리교육과, serious53@jbnu.ac.kr (Tel) 063-270-2725 (Fax) 063-270-2730.
- Correspondence : RHEW, hosahng, Department of Geography Education, College of Education, Chonbuk National University, 567 Bakjedaero, Duckjin-gu, Jeonju, Chollabuk-do, Korea, serious53@jbnu.ac.kr, (Tel) +82-63-270-2725 (Fax) +82-63-270-2730
- (접수: 2016.11.10, 수정: 2016.11.22, 채택: 2016.11.25)