

거친 바닥 위의 에크만 경계층 내의 흐름의 특성¹

나정열 · 김태연
한양대학교 지구해양학과

Characteristics of the Ekman Layer Flow over a Rough Bottom¹

JUNGYUL NA AND TAEYEON KIM

Department of Earth and Marine Sciences, Hanyang University, Ansan 425-791, Korea

거친 바닥을 포함하고 있는 laminar 에크만층 내 흐름의 방향변화를 파악하기 위하여 바닥경계조건을 Taylor 급수로 전개하여 에크만방정식의 해를 구하였다. 이때 거친 바닥의 거칠기 정도를 나타내는 변수 $h/\delta_E(h)$ (거칠기의 rms 높이; δ_E , 에크만층 두께)의 크기를 변화시켜 거칠기에 의한 에크만층 내 흐름의 방향변화(에크만 veering)를 구하였다. 거칠기 증가시 에크만층 내 일정 수심에서 변화각의 크기가 증가할 뿐만 아니라 이에 따른 cross-isobar 수송량은 도리어 감소함으로써, 결과적으로 내부의 지형류 속도가 감소함을 보여주고 있다. 이러한 이론적 결과를 증명하기 위해 회전반 실험을 실시하였고 관측된 결과는 이론적인 것과 잘 일치하고 있다.

Ekman layer equation with rough-bottom boundary condition has been solved to determine the effect of roughness on the magnitude of Ekman veering. The bottom boundary condition and the flow field were expanded in a power of roughness (h) which is always smaller than the Ekman layer thickness (δ_E). By changing the magnitude of roughness parameter (h/δ_E), the magnitude of the veering, which rotates counterclockwise from the interior geostrophic flow, has been computed. At a fixed depth within the Ekman layer, the magnitude of veering increases as the roughness parameter increases. However, the cross-isobar flux turns out to decrease with increasing roughness. To verify the analytic solution, laboratory experiments were carried out. Rough-bottom cylindrical container filled with homogeneous fluid was sit on a rotating table. The flow pattern during the period of steady spin-up shows that the degree of veering coincides well with the analytic results for various roughness parameters.

서 론

지구물리의 유체역학적 관점에서 에크만층(Ekman layer)의 중요성은 에크만층내부의 유체흐름이 내부유체흐름을 조절하는 역할을 한다는 사실이다. 즉 바닥 혹은 표면 에크만층 내의 흐름이 수렴(convergence) 혹은 발산(divergence)인가에 따라 내부흐름은 소위 vortex tube shrinking 혹은 stretching에 의해 와도 변화를 경험하게 되기 때문이다(Pedlosky, 1986). 한편 에크만층 내의 흐름에 관한 특성은 흐름이 laminar인 경우 고전적인 해석을 위시하여 여러 학자들에 의해 고찰된 바 있다(Benton and Clark, 1974; Pedlosky, 1986). 다만 평탄한 면상에 존재하는 바닥 에크만층 내의 흐름이 laminar한 경우는 Reynolds 수($Re = U\delta_E/\nu$)의 크기가 10^2 보다 작기 때문이며 이 때의 속도(U)는 내부흐름인 지형류의 속도이고 두께(δ_E)는 에크만층의 두께인 $(\nu/\Omega)^{1/2}$ 와 같은 경우이다. 여기서 ν 는 점성계수, Ω 는 지구의 자전속도이다.

한편 경계면이 거칠기를 갖고 있고 그 크기(rms 높이로 가정)가 에크만층의 두께보다 작은 경우 δ_E 의 크기는 작아져서 같은

U 값에 대한 Re 의 크기는 감소되는 결과를 갖게 될 것인 바, 거친 면상의 laminar한 에크만층을 기대할 수 있을 것이다. 이러한 에크만층 내의 흐름의 특성이 평탄한 면상의 에크만층과 비교하여 에크만층 내에서의 방향변화(Ekman veering)에 미치는 영향과 거칠기 크기 변화에 따른 내부의 지형류에 미치는 영향 여부는 에크만층의 중요성을 이해하는데 필수적인 것이다.

한편 실제 해양의 해저 경계층(bottom boundary layer)내의 흐름은 laminar가 아닌 turbulent한 특성을 갖고 있으며 경계층의 구조 역시 다층으로 형성되어 있다고 알려지고 있다. 즉 전체적으로는 Coriolis force와 Reynolds stress가 균형을 이루고 있으면서, 층의 구조는 일반적인 에크만층과 유사하여 그 두께가 kU_*/f (f , conriolis parameter; U_* , 마찰속도; k , von Karman 상수)인 에크만층과 바다가까이에 존재하는 viscous sublayer, 그리고 이 두 층 사이를 연결하는 logarithmic layer로 구성되어 있다. 특히 logarithmic layer와 viscous sublayer에서의 Coriolis force는 상대적으로 매우 작기 때문에 이 두 층내에서의 수심에 따른 흐름의 방향변화는 거의 무시되고 소위 turbulent 에크만층 내에서의 방향변화는 logarithmic layer의 상층부에서만 존재한다고 알려지고 있다(Kundu, 1976). 특히 균질 혹은 안정적으로 성층화된

¹본 연구는 1996년도 교육부 기초과학육성 연구비 지원에 의한 것임.

turbulent 에크만층 내에서의 수평흐름의 방향변화는 연안역에서의 용승과도 관련이 있기 때문에(Weatherly and Martin, 1978), 해저 경계층 내에서의 흐름의 방향변화에 대한 실제 해양에서의 관측(Kundu, 1976; Weatherly, 1972) 및 실험실 내의 실험(Caldwell et al., 1972)이 수행되었고, 그 결과 에크만층 내에서 방향변화는 내부의 지형류와 6~25°의 차이가 있음이 알려졌다. 이러한 차이는 turbulent한 흐름에서 shear stress와 평균유속을 정확히 관찰하기가 용이하지 않기 때문이다.

더구나 logarithmic layer에서의 평균 유속은 수직변화만 존재하며 수평으로의 방향변화는 무시되고 있으며, 경계면의 거칠기 변수 역시 평균유속이 0이 되는 높이의 결정에만 국한되고 있으므로 수평적인 방향변화를 파악하기가 불가능하다. 결국 logarithmic layer 상층인 에크만층에서의 방향변화만을 관찰할 수 있는 까닭에 마찰속도를 정확히 파악해야만 가능하게 된다. 따라서 거칠기에 의해 영향을 받는 laminar 에크만층 내에서의 흐름의 방향변화를 파악하여 에크만층에 의한 내부흐름의 변화 가능성까지도 동시에 관찰할 수 있는 실험의 필요성이 대두된다.

본 논문에서는 평탄한 바닥위에 불규칙한 거칠기를 주고 rms 거칠기 높이가 평탄한 바닥위의 laminar 에크만층의 두께보다 작게 하므로써 laminar 에크만층 내에서의 속도의 수평변화를 파악하고자 한다. 거칠기 높이가 에크만층 두께보다 아주 작으면 바닥면에서의 유체흐름의 수평변화는 에크만층 내에만 국한되나(Pedlosky, 1986) 수평변화가 이 층내의 흐름의 수렴 혹은 발산효과에 영향을 준다면 이러한 변화는 당연히 내부운동에 영향을 줄 것으로 사료된다. 특히 laminar 흐름하에서의 에크만층에 대한 기존의 사실(나선형 흐름 등)을 염두에 둔 거칠기 변화에 의한 laminar 흐름의 적응 혹은 변형을 turbulent 에크만층 내의 방향변화를 이해하기 위한 접근방법이기도 할 것이다.

본 논문은 우선 거친 바닥면에서의 경계조건을 Taylor 급수 전개하여 평탄한 조건과 거친 조건의 합으로 표시하므로써 에크만방정식의 해를 이론적으로 구하여 에크만층 내에서의 흐름방향을 파악하였다. 이러한 이론적결과는 회전반 실험을 통해 검증하였다. 이때 laminar 흐름을 유지하기 위해 내부흐름 즉 지형류 속도를 측정하여 Reynolds 수를 10²보다 작게 하고 거칠기의 크기를 변화시켜 이에 따른 유황변화를 관찰하였다.

거친 바닥 경계면 상의 에크만 흐름

평탄한 바닥위에 거칠기의 크기 $h(x, y)$ 가 존재한다고 가정하고 h 의 공간평균을 $\langle h \rangle = 0$ 이라고 하면, 거칠기를 포함한 바닥의 평균높이는 $z=0$ 이 된다. 이러한 가정은 결국 거친 면상에서의 경계조건을 거칠기 h 를 이용 Taylor 급수로 전개하므로써 $z=0$ 에서의 경계조건으로 변환시킬 수 있게 된다. 이미 잘 알려진 고전적인 에크만층 내의 흐름은

$$\begin{aligned} u_0 &= U(1 - e^{-z/\delta_E} \cos z/\delta_E) \\ v_0 &= Ue^{-z/\delta_E} \sin z/\delta_E \end{aligned} \quad (1)$$

이때 여기서 u_0, v_0 는 각각 x, y 성분속도이고, U 는 내부의 x 방향 지형류 속도, 그리고 δ_E 는 $(\nu/\Omega)^{1/2}$ 인 에크만층의 두께, ν 는

점성, Ω 는 회전속도이다.

식 (1)은 평탄한 면 즉 $z=0$ 에서 $u_0=v_0=0$ 인 조건과 $z \rightarrow \infty$ 일 때 $u_0=U, v_0=0$ 인 조건을 만족하고 있다. 만일 거칠기의 크기가 δ_E 보다 크게 되면 내부흐름은 지형효과를 갖게 되며 결국 $z=h$ 에서의 경계조건은 kinematic 경계조건으로 대체해야 한다.

$h < \delta_E$ 인 경우 바닥경계조건은 평균높이($z=0$)로 변환할 수 있음은 이미 언급한 바 있다. 또한 에크만층 내의 흐름을, 바닥이 평탄한 경우와 거칠기가 존재하므로써 발생하는 흐름(단, 이때의 흐름은 turbulent 하지 않고 laminar하다고 가정함)의 합으로 표시한다면 $u=u_0+u_s, v=v_0+v_s$ 라 하여 u, v 는 total flow이다. u_0, v_0 는 이미 알고 있는 평탄한 경계면상의 에크만흐름이며 u_s, v_s 는 거칠기에 의해 발생한 흐름으로 그 크기는 각각 거칠기에 의해 발생한 흐름의 first order이며 $u_0 < u_s, v_0 < v_s$ 라고 가정할 수 있을 것이다. 결국 $z=0$ 에서의 경계조건을 Taylor 급수로 전개하면

$$\begin{aligned} u + h \frac{\partial u}{\partial z} + O(h^2) + \dots &= 0 \\ v + h \frac{\partial v}{\partial z} + O(h^2) + \dots &= 0 \end{aligned}$$

혹은

$$\begin{aligned} u_0 + u_s + h \frac{\partial}{\partial z} (u_0 + u_s) + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (u_0 + u_s) + \dots &= 0, \\ v_0 + v_s + h \frac{\partial}{\partial z} (v_0 + v_s) + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (v_0 + v_s) + \dots &= 0 \text{ at } z=0 \end{aligned} \quad (2)$$

이 되어 전개된 항들은 평균 높이에서 no slip 조건을 만족하고 있다.

한편, 식 (2)에서 u_s, v_s 의 크기는 거칠기(h)의 first order에 해당하는 흐름으로 가정하였기 때문에 zeroth order 항을 정리하면

$$u_0 = 0, v_0 = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (3)$$

h 의 first order 항을 정리하면

$$\begin{aligned} u + h \frac{\partial u_0}{\partial z} &= 0, \\ v + h \frac{\partial v_0}{\partial z} &= 0 \quad \text{at } z=0 \end{aligned} \quad (4)$$

이 된다. 즉 경계조건인 식 (3)은 이미 식 (1)을 만족하는 평탄한 경계면이며 거칠기에 의한 흐름인 u_s, v_s 역시 식 (4)에 의해 표시되고 있다. 따라서 식 (4)를 식 (1)을 이용하여 정리하면 u_s, v_s 에 대한 $z=0$ 에서의 경계조건인

$$\begin{aligned} u_s &= -\frac{U}{\delta_E} h, \\ v_s &= -\frac{U}{\delta_E} h \quad \text{at } z=0 \end{aligned} \quad (5)$$

이 되고 거칠기에 의한 x, y 성분속도는 크기가 같고 h 에 비례하며 지형류와의 방향이 반시계방향으로 225°가 됨을 알 수 있다. 즉 식 (1)의 전제조건인 내부의 흐름은 x 방향 뿐이라는 점과 비

교할 때 거친 면상에서의 흐름방향이 내부의 흐름과 거의 정반대되는 상황을 보여 주고 있다. 이는 평탄한 면인 경우 경계면상에서의 흐름이 내부흐름과 반시계방향으로 45°의 방향변화를 보여 주는 것과 비교해서 매우 큰 변화를 갖고 있다.

한편 에크만 방정식의 선형적인 특성에 의해 u_s, v_s 에 관한 식 역시

$$fu_s = v \frac{\partial^2 v_s}{\partial z^2}$$

$$-fv_s = v \frac{\partial^2 u_s}{\partial z^2} \quad (6)$$

이 되고 경계조건인 식 (5) 및 $z \rightarrow \infty$ 인 경우 $u_s \rightarrow 0, v_s \rightarrow 0$ 인 조건에 의해 식 (6)의 해는 각각

$$u_s = -\frac{U}{\delta_E} h e^{-z/\delta_E} (\cos z/\delta_E + \sin z/\delta_E)$$

$$v_s = -\frac{U}{\delta_E} h e^{-z/\delta_E} (\cos z/\delta_E - \sin z/\delta_E) \quad (7)$$

가 된다. 따라서 에크만층 내에서의 u, v 는

$$u = U \left\{ (1 - e^{-z/\delta_E} \cos z/\delta_E) - \frac{h}{\delta_E} e^{-z/\delta_E} (\cos z/\delta_E + \sin z/\delta_E) \right\}$$

$$v = U \left\{ e^{-z/\delta_E} \sin z/\delta_E - \frac{h}{\delta_E} e^{-z/\delta_E} (\cos z/\delta_E - \sin z/\delta_E) \right\} \quad (8)$$

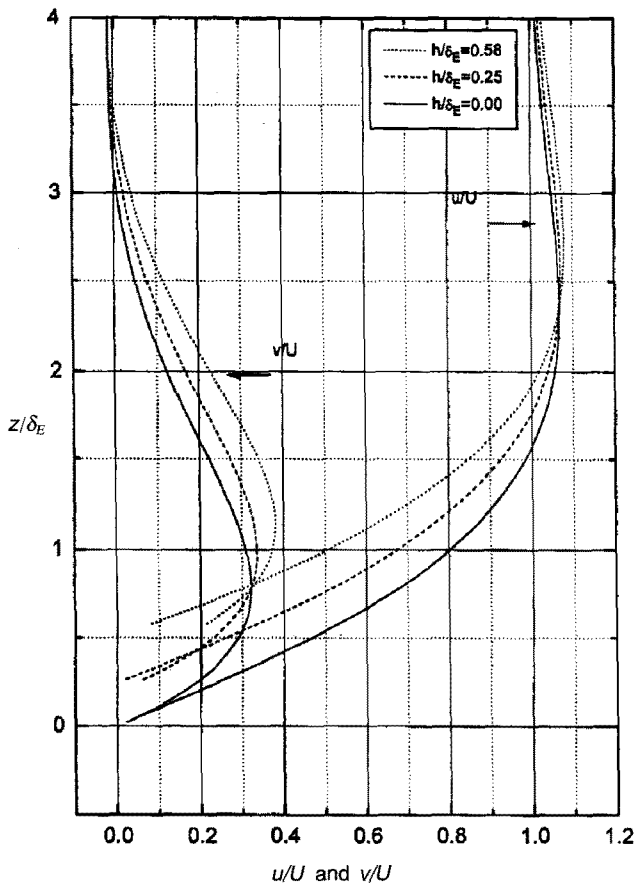


Fig. 1. Vertical profiles of velocity components u and v calculated for different roughness parameters (h/δ_E).

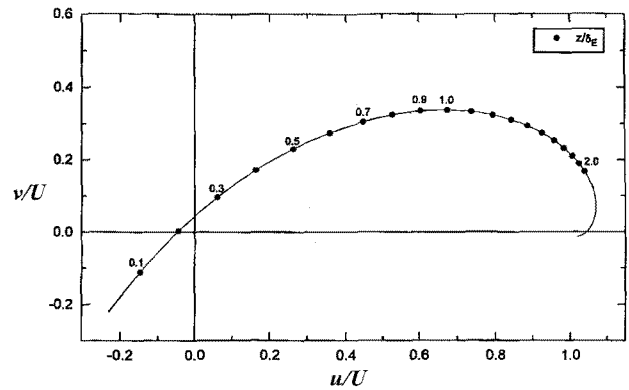


Fig. 2. Ekman spiral with rough bottom for $h/\delta_E=0.25$. The value of z/δ_E is indicated on the spiral curve.

로 표시된다.

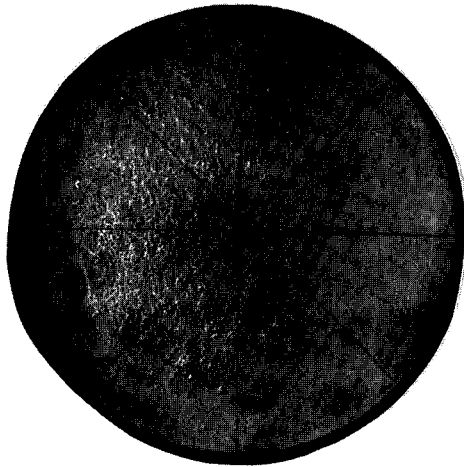
식 (8)에 의하면 평탄한 면 즉 $z=0$ 상에서는 거칠기에 의해 발생되는 흐름만 존재하며 큰 괄호안의 첫 항인 에크만흐름은 0이 된다. 한편 거친 면상 즉 $z=h$ 에서는 기존의 에크만흐름에 비하여 $O(h/\delta_E)$ 만큼 감소된 흐름이 존재함을 알 수 있다. 식 (8)을 이용 거칠기를 달리하여, $h/\delta_E=0$ 의 값이 각각 0.25 그리고 0.58인 경우와 평탄한 면의 경우인 $h/\delta_E=0$ 일 때 u, v 의 수직분포를 계산하였다(Fig. 1). 평탄한 면과는 달리 거칠기의 크기가 증가할수록 v 는 증가하는 반면 u 의 크기는 감소하는 경향이 에크만층 바로 위에서 나타난다.

한편 에크만층 내에서는 u 와 v 가 같은 수심이 거친 면위에 존재하고 이 수심이하에서는 v 의 크기가 거칠기 증가에 반비례하는 경향을 보이고 있다. 이는 평탄한 면상에 있는 에크만흐름의 방향이 내부의 흐름(x 방향의 지형류만 고려)과 반시계방향으로 45°의 각을 이루나, 거칠기가 있는 경계면인 경우 거친 면상에서의 흐름의 방향이 훨씬 더 반시계방향으로 변화하고 있음을 나타낸다. 예로 $h/\delta_E=0.25$ 인 경우 수심에 따른 흐름의 방향변화(에크만 나선)를 보면(Fig. 2), 에크만층 내에서 지형류와 이루는 각이 45° 이상으로 거친 면상에서는 거의 80°가 됨을 볼 수 있다. 즉 거칠기가 증가할수록 에크만층 내에서의 방향변화의 크기가 증가하는 경향을 나타내고 있다. 이러한 계산결과를 검토하기 위해 회전반 실험을 실시하였다.

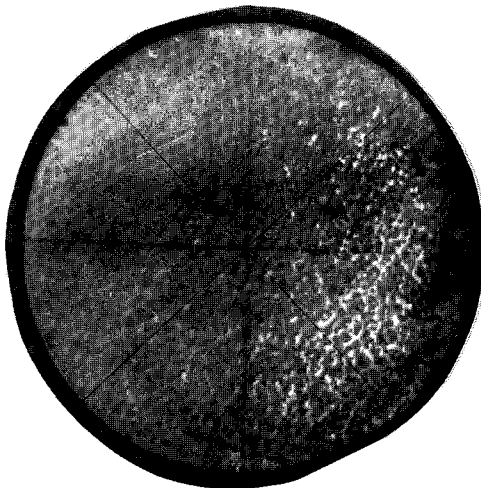
실험장치 및 방법

내부지름이 18.2 cm인 아크릴 재질의 원통형 용기의 바닥을 거칠게 하고 균질의 Thymol blue 용액(Baker, 1966)을 채운 후 회전반 위에서 강제회전을 하도록 하였다.

본 실험에서 가장 중요시되는 바닥 경계면의 거칠기를 갖게 하기위하여 두께가 0.1 mm 정도 되는 플라스틱을 평탄한 고무판 위에 놓은 후 직경이 0.5 mm의 끝이 뾰족한 침봉을 이용하여 불규칙하게 구멍을 만든다. 이때 만들어진 구멍의 반대편 플라스틱면은 늘려진 요철형태의 구멍에 의해 거친 면을 만들게 된다. 따라서 평탄한 플라스틱으로부터 돌출된 높이가 거칠기 크기가 되며 거칠기의 크기를 평균한 면이 $z=0$ 인 면이 되도록



(a) $h=0.04$ cm



(b) $h=0.08$ cm

Fig. 3. Two different types of rough bottom: (a) the rms heights of rough bottom=0.04 cm, (b) the rms heights of rough bottom=0.08 cm.

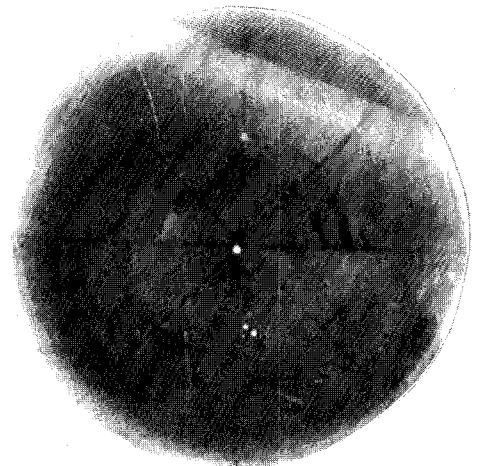
하였다. 이러한 거친 바닥을 원통의 평탄한 바닥위에 접촉시킴으로써 거친 바닥 경계면을 만들 수 있다(Fig. 3).

일단 강제회전 상태에 도달한 원통용기내의 유체에 에크만흐름을 발생시키는데는 일반적으로 두 가지 방법이 있다. 하나는 회전반의 속도를 순간적으로 증가시키거나(에크만층의 수렴, spin up) 감소시킨다(에크만 발산, spin down). 이때의 흐름은 일정하지 않고, 소위 spin-up time 내에서만 존재하기 때문에 흐름의 관측이 용이하지 않다. 또 다른 방법은 용기내의 유체와 밀도가 같은 외부 유체를 일정한 속도로 주입하여 내부유체를 일정한 속도로 상승시킴으로써 에크만층의 수렴(spine-up 효과)을 주는 것이다. 이 방법은 일정한 흐름을 얻을 수 있기 때문에 관측이 용이하고 주입속도를 조절하므로써 내부흐름의 크기를 변화시킬 수도 있다. 우선 에크만층 내의 흐름이 laminar해야 되는 조건을 만족시키기 위해서는 Reynolds 수가 10^2 보다 작아야 한다. 이를 위해 에크만층 두께(δ_E)를 감소시키거나 내부유체의 지

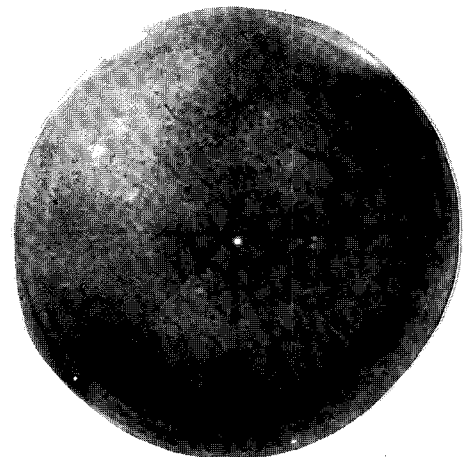
형류속도(U)를 감소시켜야 한다. 그러나 δ_E 의 감소는 관측을 어렵게 하므로 U 를 감소시키기 위해 외부유체의 유입속도를 감소시켰다. 이는 Rossby number를 작게 하는 효과와 같다(Na and Kim, 1991). 또한 거칠기 정도를 h/δ_E 즉 h 를 에크만층의 두께로 나눈 값을 택하므로 같은 h 에 대하여 δ_E 의 변화로 몇 가지의 거칠기 정도를 얻을 수 있게 된다. δ_E 의 변화는 회전반 속도(Ω)를 달리함으로써 얻을 수 있었다. 이러한 방법으로 h/δ_E 의 최소값 0.25와 최대값 0.81를 얻었다.

한편 에크만층 내의 흐름을 관측하기 위해 지름 0.01 cm의 가는 선을 0.1 cm 두께의 에크만층(Ω , 10 rpm) 내부 및 외부에 설치하여 중간수심에 위치한 VCR로 녹화하였다.

특히 원통유체의 지형류가 동심원을 이루기 때문에 에크만층 내의 흐름의 방향은 원의 접선과 이루는 각으로 나타내었다. 이때 내부의 지형류 측정은 반경의 중심에서 행하였다(Fig. 4).



(a) $\frac{h}{\delta_E}=0.41, \frac{z}{\delta_E}=1.64$



(b) $\frac{h}{\delta_E}=0.58, \frac{z}{\delta_E}=1.16$

Fig. 4. Flow direction observed using the Thymol blue solution. Very small portion of the thin wire was exposed to make a dye line: (a) the heights of the wire, $\frac{z}{\delta_E}=1.64$, (b) $\frac{z}{\delta_E}=1.16$.

실험결과 및 토론

에크만층 내부 및 외부에서 관측한 거칠기에 따른 각의 변화와 식 (8)에 의해 계산된 결과를 비교하였다(Fig. 5). 우선 거칠기가 없는 평탄한 면인 경우 관측치와 계산치가 일치함을 보이므로 본 실험의 정확성을 입증하였다. 평탄한 바닥 위에서의 에크만흐름은 바닥으로 갈수록 반시계방향으로 방향전환을 하다가 바닥에서 45°를 이루는 고전적인 결과를 보여 주고 있다. 더구나 이론적으로 나타나고 있는 거칠기 증가에 의한 변화각의 증가가 관측치와 잘 일치하고 있다. 이러한 경향은 에크만층 외부에서도 같은 경향을 보이고 있다. 그러나 일단 에크만층 내로 들어가면 각의 증가세가 거칠기가 작은 경우에 더욱 두드러짐을 보이고 있는데 이는 층의 두께가 거칠기의 크기에 따라 감소하므로 흐름의 방향변화 이전에 거친 바닥에 이르기 때문이다. 즉 방향전환을 위한 충분한 두께의 층이 없다는 것이다. 그러나 같은 수심인 경우 거칠기의 증가에 따른 각의 증가가 뚜렷한 경향을 보이고 있으며 식 (8)에 의해 계산된 결과와도 일치하고 있다. 여기서 각의 증가, 즉 반시계방향의 흐름은 결국 원통바닥의 중심을 향하여 에크만층 내에서의 수렴현상을 나타낸 것이다.

우선 거칠기에 의한 cross-isobar 흐름에서 에크만층 내 수직 단면적 당 수송량을 고려해보자.

식 (8)로부터

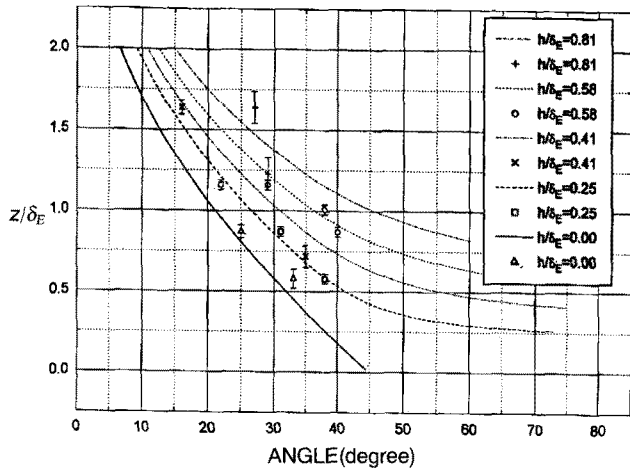


Fig. 5. Comparison between the observed Ekman veering (symbols) and theoretical results (lines) for various roughness parameters.

$$\int_h^0 v dz = \frac{U \delta_E}{2} e^{-h/\delta_E} \left(\cosh h/\delta_E + \left(1 + 2 \frac{h}{\delta_E} \right) \sinh h/\delta_E \right)$$

임을 알 수 있다. 평탄한 바닥인 경우

$$\int_h^0 v dz = \frac{U \delta_E}{2}$$

가 되는 사실로 미루어 거칠기가 존재시 수송량은 감소된다. 예로 $h/\delta_E = 0.25, 0.58$ 인 경우, 각각 $\int_h^0 v dz = U \delta_E / 2 \cdot 0.784$ 및 $U \delta_E / 2 \cdot 0.572$ 가 된다. 즉 거칠기가 클수록 cross-isobar 수송량은 감소함을 알 수 있다. 이러한 사실은 결국 에크만 pumping을 감소시켜 내부유체의 spin-up 정도인 지형류의 크기를 감소시킬 것이다. 이를 증명키 위해 거칠기에 따른 내부흐름의 속도를 관찰하였다. 관측 수심은 원통 용기내 유체의 중간 수심을 택하여 에크만층으로부터 충분한 거리를 두었으며 반경의 중심에서의 속도를 비교하였다(Table 1).

거칠기가 없는 평탄한 면인 경우 내부의 지형류 속도는 회전반 속도 및 외부유체의 주입량의 증가와 비례하는 특성이 있으며(Kuo and Veronis, 1971), 특히 회전반 속도의 변화는 거칠기 변수의 크기에도 영향을 주기 때문에 세가지 회전반 속도에 따른 거칠기 변수를 결정한 후 내부흐름의 속도 변화를 파악하였다. 그 결과 평탄한 면인 경우보다 거칠기 존재시 속도의 감소가 뚜렷하며 같은 회전반 속도인 경우 거칠기 증가시 속도의 감소 경향을 나타내고 있다. 에크만층 내의 이론적인 해가 내부의 지형류 존재를 염두에 둔 경계조건을 사용하였으나($z \rightarrow \infty, u = U, v = 0$), U 의 크기에 상관없이 때문에 에크만 pumping에 의한 내부 유체흐름의 크기를 관찰한 것은 매우 의미있다고 할 수 있다. 만일 본 연구에서 가정한 laminar의 에크만흐름보다 turbulent한 흐름이 존재시 에크만층 내의 흐름의 방향변화를 직접 관측하기란 거의 불가능하며(Kundu, 1976) 더구나 내부흐름의 관측만으로 에크만층 내의 운동특성을 파악하는 것은 거의 불가능하다고 할 수 있다.

실제 해양에서 해저면 경계층이 turbulent하다는 것은 Reynolds 수의 크기가 10^2 보다 훨씬 크다는 사실로 입증되고 있으므로 경계층내에서의 수심별 에크만 흐름의 방향변화보다는 전층에서의 각변화량에 관심을 두었고 각의 변화량이 $6 \sim 25^\circ$ 내에서 관측되고 있음이 발표된 바 있다. 더구나 균질의 해수가 아닌 성층화된 경계층인 경우가 대부분이며 이때의 부력주파수

Table 1. Interior geostrophic velocity (azimuthal component) for various roughness parameters and rotating speeds. The velocity is reduced as the roughness increases

Table speed (rpm)	Roughness (cm)		
	$h=0$	$h=0.04$	$h=0.08$
5	2.52×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0$)	1.71×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0.25$)	0.82×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0.58$)
10	3.64×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0$)	2.63×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0.41$)	1.01×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0.81$)
15	4.78×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0$)	3.10×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 0.50$)	1.14×10^{-2} cm/s ($\frac{h}{\delta_E} = 1.00$)

(Brünt-Väisälä frequency)가 증가할수록 변화각이 증가함(Weatherly and Martin, 1976)은, 거칠기 크기의 역할과 유사하며 에크만 pumping을 억제하는 효과를 의미한다고 할 수 있다.

본 실험은 laminar 에크만층 내에 국한된 것이나 거칠기 변수 h/δ_E 를 증가시켜 에크만층 밖에서의 흐름 특성을 관측할 필요를 제기한다. h/δ_E 는 Reynolds 수와 같은 역할을 하며(Schlichting, 1968), $h/\delta_E = hU_*/\nu$ 로 거칠기의 크기나 마찰속도(U_*)를 근거로 정의된다. 만일 $hU_*/\nu > 70$ 인 경우는 완전히 거친 영역에 속하며 속도의 수직분포는 지수함수 곡선을 갖게 된다. 즉 turbulent 에크만층의 구조를 포함하는 추가실험의 필요성이 제기된다.

참고문헌

- Baker, D.J., 1966. A technique for the precise measurement of small fluid velocities. *J. Fluid Mech.*, **26**: 573—575.
- Benton, E.R. and A. Clark, 1974. Spin-up. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **6**: 257—280.
- Caldwell, D.R., C.W. Van Atta and K.N. Helland, 1972. A laboratory study of the turbulent Ekman layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**: 125—160.
- Kundu, P.K., 1976. Notes and correspondence: Ekman veering observed near the ocean bottom. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**: 238—242.
- Kuo, H.H. and G. Veronis, 1971. The source-sink flow in a rotating system and its oceanic analogy. *J. Fluid Mech.*, **45**: 441—464.
- Na, J.Y. and B.H. Kim, 1991. Laboratory experiments of periodically forced homogeneous flow in a rotating cylindrical container. In: *Oceanography of Asian Marginal Seas*, edited by Takano, *Elsevier Oceanogr. Ser.*, **54**: 63—74.
- Pedlosky, J., 1986. *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, New York, 710 pp.
- Schlichting, H., 1968. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, 748 pp.
- Weatherly, G.L., 1972. A Study of the bottom boundary layer of the Florida Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**: 54—72.
- Weatherly, G.L. and P.J. Martin, 1978. On the structure and dynamics of the oceanic bottom boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**: 557—570.

1997년 10월 21일 원고 접수

1998년 3월 16일 수정본 채택