

大韓造船學會論文集  
 第28卷 第2號 1991年 10月  
 Transactions of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol.28, No.2, October 1991

## 자유수면 근처에서의 보오텍스 방출 현상에 관한 고찰

홍석원\*, 이관묵\*

### Study on the Vortex Shedding Phenomena Near Free Surface

by

Seok Won Hong\* and Pan Mook Lee\*

#### 요 약

자유수면 근처에서의 박리유동 현상을 수치 시뮬레이션 방법과 유선 가시화 시험 방법으로 연구하였다. 수치 시뮬레이션은 물체표면에서 유기되고 확산(diffusion) 및 대류(convection)에 의해 유동중으로 박리되어 방출되는 보오티시티(vorticity)를 다수의 보오텍스로 치환하여 유동의 변화와 유체력을 구하는 보오텍스블럽 법을 사용하여 수행하였다. 이 방법으로 대규모의 와류의 생성 및 변화를 추정할 수 있으며 또한 자유수면과 와류유동의 상호간섭현상 그리고 동 유체력 등을 추정할 수 있었다. 유선 가시화 시험은 해사기술연구소의 공동수조에서 수행하였으며, 직류 전원 에 의해 얻어진 수소기포를 가시화 입자로 이용하였다. 조명장치는 할로겐 램프를 이용하였고, 연속사진을 가시화의 결과로 사용하였다. 또한 자유수면의 시간적 공간적 변화를 파고계를 이용하여 계측하고 이로부터 와류유동의 변화 주기를 추정하였다.

#### Abstract

The effects of free surface on vortex shedding phenomena around a bluff body were studied by both numerical simulation and flow visualization experiments. A vortex method, which approximates the vorticity field as the sum of discrete vortices, was used for the numerical simulation. Flow visualization experiments were performed in the KRISO cavitation tunnel. Hydrogen bubble was used as illumination material. Free surface elevation was also measured during experiments. The hydrodynamic drag and lift were predicted by numerical simulation. The predicted period of vortex shedding was compared with the results of experiments.

발표: 1990년도 대한조선학회 추계연구발표회 ('90. 11. 10)

접수일자: 1990년 11월28일, 재접수일자: 1991년 3월14일

\* 정회원, 한국해사기술연구소

1. 서 론

해양구조물을 구성하고 있는 요소 부재의 형태는 많은 경우 원형 또는 사각형의 주상체로 이루어져 있다. 따라서 해양구조물에 작용하는 환경하중을 추정하기 위하여는 이러한 요소부재에 작용하는 유체 동역학적인 힘을 알아야 한다. 그러나, 이러한 요소부재 주위의 유동은 박리현상(flow separation)과 와류현상이 동반되는 매우 복잡한 특성을 갖고 있어 이론적인 유동해석에 의해 유체동역학적 힘을 추정하는 것은 매우 어려운 실정이며, 현재까지는 경험식에 바탕을 둔 소위 Morrison방정식 등이 평균 항력(mean drag)과 반복양력(oscillatory lift)을 추정하는데 주로 사용되고 있으며, 공학적인 측면에서 그 유용성이 인정되고 있다.

그러나, 항력계수와 양력계수 등은 실험결과 등에 바탕을 둔 자료로 부터 얻어지며, 물체의 형상, 표면의 거칠기, KC수, Reynolds수 등에 따라 다르며 이에 대하여는 Sarpkaya와 Isaacson[1]이 잘 정리하고 있다.

한편, 양력계수에 대하여는 통일된 자료가 부족한 실정이며, 또한 계류삭, 시추보호관, 테더등과 같이 유동과 연성한 비선형 운동을 하는 경우에는 Morrison방정식의 유용성이 불확실하다. 이러한 문제점을 해결하기 위해, Navier-Stokes 방정식을 직접 풀어 유동을 해석하고, 유체동역학적 하중을 구하여 보려는 노력이 행하여진 바 있으나[2,3,4], 아직까지는 비교적 작은 Reynolds수의 유동해석에 머무르고 있으며 또한, 계산시간이 유동 초기로부터 짧은 기간만이 가능하다. 한편, 높은 Reynold수에서의 유동에서는 물체 표면에서 생성되고, 박리되어 유동중에 유입되는 보오티시티를, 비점성 보오텍스들의 분포로 등가시킬 수 있다는 가정하에, Navier-Stokes 방정식을 직접 푸는 대신, 보오티시티의 대류와 보오티시티로 인한 유체속도를 순차적으로 계산하여 유동을 해석하여 보려는 노력이 행하여지고 있

으며, 이를 보오텍스 방법이라 한다. 예로, 이차원 문제의 경우 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같은 보오티시티, 유량함수 방정식으로 바꾸어 진다.

$$\nabla^2 \psi = -\omega \tag{1}$$

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \nabla^2 \omega \tag{2}$$

(1)식의 우변은 점성에 의해 보오티시티가 확산되는 항을 나타낸다. 따라서 비점성 또는 점성이 아주 작은 경우는 보오티시티가 유체입자를 따라 다니며 보존된다. 이 경우 보오티시티의 분포를 여러개의 독립된 보오텍스의 합성으로 모형화하면, 결국 (2)식은 각 보오텍스가 유동을 따라 이동하게 함으로써 만족되며, 이때 유동의 속도는 (1)식에서 구하여진 유량함수로 부터 구하게 된다.

보오텍스방법에서의 문제점은 물체표면에서 생성된 보오티시티가 유동내부로 유입되는 현상을 어떻게 모형화 하는가에 있다. 즉, 보오티시티가 물체표면의 경계층으로부터 박리되어 나오는 위치와, 보오티시티의 세기를 주어진 유체 유동의 속도로 표시할 수 있는 방법이 주어져야 한다. 일반적으로 비정상 박리현상이 일어나는 곳은 유체의 전단응력이 영이며 동시에 유속이 영인 곳(MRS point)으로 되어 있으나, 이를 수치적으로 찾아내기는 매우 어렵다.

Graham [5], Faltinsen & Petterson [6], 그리고 Sarpkaya [7] 등은 예각경계면을 가지는 주상체에 대한 문제들, 이방법으로 다루었으며 이 경우 박리현상이 일어나는 곳은 예각경계면이 되어 어려움을 피해 갈 수 있게 된다.

주상체에 유입되는 흐름의 속도가 균일한 경우에도, 비대칭적인 와류생성으로 인하여 비정상 유동이 형성이 되며 박리점의 위치도 변동하게 된다. 이러한 박리점의 운동을 층류경계층이론, 또는 난류경계층이론의 사용으로 예측하고 박리 보오티시티의 세기를 박리점위의 경계층 외곽속도로 부터 구하면 보오텍스방법을 적용할 수가 있다. 그러나, 불균일 흐름에 놓여 있는 경우는 박리점의 이동이 매우 큰 범위로

일어나기 때문에 경계층이론의 사용이 어렵게 된다. 또한 균일 흐름중의 물체표면상에서 또다른 경계층이 형성되고 보오티시티가 생성되는데, 이를 고려하는 수학모형은 현재까지 없다.

한편, 보오티스 방출 현상에 대한 연구는 이론적인 연구보다는 실험적인 연구에 의해 많은 발전을 하였다. 특히, 1900년대 초 Prandtl and Tietjens[8], 1960년대 Gerrard[9] 등의 유선가시화기법을 사용한 실험으로 경계층 및 와류운동을 관찰하고 보오티스 방출 기구를 설명함으로써 이론해석을 가능케 하였다. 또한 최근에는 왕복운동하는 주상체주위의 보오티스 방출 현상을 Williamson[10], Tatsuno & Bearman[11] 등이 유선가시화 기법으로 연구하여 와류로 인한 진동, 록크인(lock-in) 현상 등을 물리적으로 설명한 바 있다. 유선가시화는 유체의 유동을 가시화시켜 유속분포와 유선의 현상을 양적으로 측정하는 것을 목적으로 수행되는데, 그 방법은 작동유체의 종류, 평균 유속의 크기, 측정하고자 하는 물리량, 시험시설, 촬영방법 등에 따라 다양하다.

Reynolds, Prandtl 등이 개발한 기초적인 외래물질 투입법 (연기, 페인트, 잉크, 알루미늄가루 등)으로부터 최근에는 자장, 전장을 이용한 광학적인 방법까지 많은 방법이 개발되고 있다.

국내적으로는, 공기중의 흐름의 가시화는 풍동시설을 중심으로 개발 사용하고 있으나, 물과 같이 밀도가 큰 유체흐름의 가시화는 터프트, 페인트, 알미늄분 등을 이용한 시험정보가 사용되고 있다. 터프트나 페인트들은 유체장내에서 물체 표면의 흐름을 관찰할 수는 있으나, 유체장 내부의 상태는 관찰하기 어렵다. 또한 알미늄분은 유속이 크지 않은 경우의 실험에 적합하며, 유속이 큰 경우에는 수소기포법, 전해침전법 등의 사용이 바람직하다.

본 연구에서는 보오티스 방법으로 등속도로 운동하는 원형 주상체 주위의 비정상 와류유동

을 해석하여, 물체에 작용하는 유체력을 예측하는 수학모형을 자유 수면이 있는 경우에 대하여 개발하였으며, 이로부터 자유수면과 와류의 상호간섭과 물수깊이의 영향을 조사하였다.

그리고, 보오티스 방출 현상의 규명에 필수적인 유선가시화법에 의한 실험으로 자유수면 근처에서 일어나는 보오티스 방출 현상을 관찰하고, 새로이 개발된 이론 모델의 검증을 수행하였다.

## 2. 수치 시뮬레이션

자유수면하에 몰수되어 있는 이차원 주상체 주위의 유동을 해석하기 위한 수학모형을 개발하기 위해 다음과 같은 가정을 하였다.

- (1) 유체는 비압축성이고 Newtonian이다.
- (2) Reynolds수는 충분히 커서 점성의 영향은 얇은 경계층 내부와, 와류근처에서만 중요하다.
- (3) 경계층 내부에서 생성된 보오티시티는 박리점에서 면보오티스의 형태로 경계층 밖으로 방출된다.
- (4) 경계층 내에서의 유동은 층류이다(층류경계이론을 적용하기 위함)
- (5) 박리점에서 방출되는 보오티시티의 세기와 박리점의 변동은 현상학적으로 모형화할 수 있다.
- (6) 자유수면에서의 경계층은 무시한다.
- (7) 자유수면에서의 법선응력 즉 압력은 동일하다.

Fig.1과 같이 좌표계를 설정하고, 위의 가정을 고려하면 물체표면 주위의 경계층과, 후류의 와류영역을 제외한 유체의 유동은 포텐시얼 유동이 된다. 그리고, 후류영역의 와류영역을 보오티스방법에 의해 여러개의 단독 보오티스의 집합으로 나타내면, 후류지역도 각 보오티스가 놓여 있는 곳을 제외하면 포텐시얼 유동으로 나타낼 수 있다. 따라서, 유체 영역을 포텐시얼 영역과, 물체표면의 경계층 영역으로 나눌 수 있고, 각 영역에서의 유체유동을 지배

하는 방정식을 풀면 유동을 시뮬레이션 할 수 있다.

2.1 포텐시얼 유동

포텐시얼 유동은 속도장  $\vec{V}$ 와 압력  $p$ 에 의해 표시되며, 이때 유동의 지배방정식은 Euler의 방정식과 연속방정식으로 주어진다.

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - g \vec{j}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0. \quad (4)$$

포텐시얼 유동에서의 속도장  $\vec{V}$  대신 속도 포텐시얼  $\phi$ 를 도입할 수 있으며, 이 경우 지배방정식은 속도 포텐시얼  $\phi$ 에 대한 Laplace 방정식과 압력에 대한 Bernoulli 방정식으로 연성되지 않은 형태로 주어진다. 따라서 속도 포텐시얼을 구하면 유동의 속도와 압력을 동시에 구할 수 있다.  $\phi$ 에 대한 Laplace 방정식을 푸는 방법은 여러가지가 있으나, 임의의 형상의 경계면을 갖는 문제에는 Green함수를 사용한 경계요소법이 많이 쓰인다. 본 논문에서는 이차원 문제만을 다루고 있는 점을 감안하여 복소변수에 의한 경계요소법(Vinje & Brevig [12])을 사용하였다. 복소변수로는 다음으로 정의되는 복소속도를 사용하였다.

$$\beta(z,t) = u(z,t) - iv(z,t) \quad (5)$$

여기서,  $Z = x + iy$ ,  $u$ 는  $x$ 방향속도,  $v$ 는  $y$ 방향속도이다. 해석함수  $\beta$ 에 Cauchy의 적분을 적용하면 다음과 같은 방정식을 얻는다.

$$\oint_{\partial\Omega} \frac{\beta(z,t)}{z - z_k} dz = i\alpha\beta(z_k,t) \quad (6)$$

여기서, 유체영역은 Fig.1에서와 같이  $\Omega$ 이며  $\partial\Omega$ 는 경계면이다. 그리고,  $\partial\Omega$ 는 자유수면  $S_f$ , 물체표면  $S_b$ , 바닥면  $S_B$ 와 좌측 및 우측 경계면  $S_L$  및  $S_R$ 로 구성되어 있다. 전체 복소속도를 입사류에 의한 것 ( $\beta_1$ ) 보오텍스에 의한 것 ( $\beta_v$ ) 및 그 외의 교란에 의한 것 ( $\beta_d$ )으로 나누어 다음과 같이 쓰면,

$$\beta = \beta_1 + \beta_v + \beta_d \quad (7)$$

$\beta_d$ 도  $z$ 의 해석함수이므로 Cauchy의 적분을 적

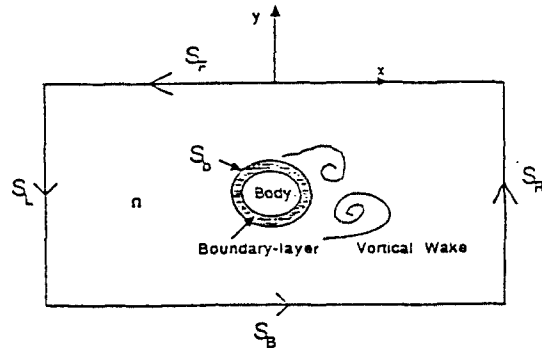


Fig.1 Coordinate System

용할 수 있다. 또한,  $\beta_1$  및  $\beta_v$ 는 알려져 있는 것으로  $\beta_v$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\beta_v = \frac{1}{2\pi i} \sum_{j=1}^{N_v} \frac{\Gamma_j}{z - \zeta_j(t)} \quad (8)$$

여기서,  $N_v$ 는 전체 보오텍스  $m$ 의 수,  $\Gamma_j$  및  $\zeta_j$ 는  $j$ 번째 보오텍스의 세기 및 위치를 나타낸다. 그러면  $\beta_d$ 에 대한 다음과 같은 방정식이 얻어진다.

$$\oint_{\partial\Omega} \frac{\beta_d(z,t)}{z - z_k} dz = i\alpha\beta_d(z_k,t) \quad (9)$$

$Z_k$ 를  $\partial\Omega$ 의 밖에 설정하면  $\alpha=0$ 이며,  $Z_k$ 가  $\partial\Omega$  가까이 있을 때는 (9)의 좌변의 적분을 수행할 때 유의해야 한다. 물체에 의해 유기되는 교란속도는 무한원방으로 가면서 크기  $0(1/z^2)$ 로 감소하나, 자유수면에 의해 교란된 유체의 유속은 순간순간의 지역적인 자유수면 형상에 따라 달라지므로, 일반적으로  $S_L$ ,  $S_R$ 에서의 적분을 무시할 수 없다.

본 연구에서는,  $S_L$  및  $S_R$ 에서의 적분을 제거하기 위하여, 초기치 문제를 가정하여 교란이 물체 주위의 적은 영역에만 국한되는 경우를 다루었다. 그러나, 이때도 포텐시얼 유동은 elliptic형의 지배방정식의 해가 되기 때문에 자유수면의 교란이 전 영역에 걸쳐 일어나고, 따라서  $S_L$ 과  $S_R$ 에서의 적분을 제거하기 위하여는 특별한 방사조건(radiation condition)을 사용하여야 한다. 본 연구에서는 계산 영역의 양 끝에 감쇠영역을 두어 이 영역에서 자유수면의 교란 에너지를 효과적으로 흡수함으로써  $S_L$ 과

$S_R$ 에서는 교란 유동이 영이 되게끔 하였다[13].  
그러면 식(9)은 다음과 같이 자유수면과, 물체표면에서의 적분으로 표시된다.

$$\oint_{S_F + S_b} \frac{\beta_n(z,t)}{z - z_k} dz = 0 \quad (10)$$

따라서 자유수면  $S_F$ 와 물체표면  $S_b$ 에서의 경계조건이 주어지면 포텐셜 유동을 해석할 수 있게 된다.

자유수면상에서는 두가지 경계조건을 만족해야 한다. 첫째, 자유수면상의 유체입자는 자유수면을 따라 이동하여야 한다는 조건 (운동학적 경계조건)으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\frac{Dz}{Dt} = \beta^* \quad \text{on } S_F \quad (11)$$

여기서,  $z$ 는 자유수면 위의 유체입자의 복소좌표이고  $\beta^*$ 는  $\beta$ 의 공액 복소수이다.

다음으로, 자유수면상에서는 법선응력(압력)이 일정하여야 한다는 조건(동역학적 경계조건)으로, 다음으로 주어진다[13].

$$\frac{DV_s}{Dt} = -g \sin \theta - V_n \frac{D\theta}{Dt} \quad (12)$$

여기서,  $\frac{D}{Dt}$ 는 전미분이고,  $V_s, V_n$ 는 각각 접선 및 법선속도를 나타낸다. 그리고,  $\theta$ 는 접선 벡터가  $x$ 축과 이루는 각을 나타낸다. 접선속도, 법선 속도와 복소속도와는 다음과 같은 관계식이 있다.

$$V_s + iV_n = \beta e^{i\theta}$$

다음으로 물체표면에서의 경계조건을 만족하기 위하여는, 물체표면상의 유체입자의 법선방향 속도는 물체표면의 법선방향운동 속도와 같아야 된다. 즉,

$$V_n = V_{nb} \quad \text{on } S_b \quad (13)$$

여기서,  $V_{nb}$ 는 물체표면의 법선방향 운동속도이다.

물체표면의 경계층으로부터 박리되어 나오는 면 보오텍스로 인하여, 박리점의 전과 후에서의 접선 방향 속도가 불연속이 되며, 그 크기는 면 보오텍스의 두께가 얇다는 가정하에,

면 보오텍스의 세기와 같은 값이 된다. 따라서 포텐셜 유동이 이와 같은 접선방향 속도의 변화량을 따라가 주어야 한다. 이는 양력면 이론에서의 소위 Kutta 조건과 같은 것이다.

즉,

$$V_s^- - V_s^+ = \gamma \quad (14)$$

여기서,  $V_s^-$ 는 박리점 전의 접선속도이고,

$V_s^+$ 는 박리점 후의 접선속도이며,

$\gamma$ 는 면 보오텍스의 박리점에서의 세기이다.

Kelvin의 이론에 의하면, 초기치 문제에서는, 포텐셜 유동의 전체 순환량(circulation)은 항상 영이 되어야 하므로 물체 경계층 주위의 순환량은 유체중에 박리되어 나간 보오텍스들의 순환량의 합과 같은 크기가 되어야 한다. 즉,

$$\int_{S_b} V_s \cdot ds = \sum_{i=1}^{N_c} \Gamma_i \quad (15)$$

## 2.2 경계층 유동

일반적으로 비유선형 물체 주위의 경계층 유동은, 비정상 유동이 되며, 따라서 경계층의 박리점과, 박리되는 vortex sheet의 세기를 추정하기 위하여는 비정상 경계층 유동 방정식을 풀어야 한다. 그러나 본 연구에서는 일정한 속도의 균일한 흐름중에 있는 물체주위의 유동을 다루고 있으며, 따라서 Alexandrou[14]가 논의한 바와 같이 경계층 방정식에서 비정상항이 대류항보다 작아서, 비정상 효과를 무시하고 준정상유동과 같이 취급할 수 있다고 가정하였다. 즉, 매순간 경계층 유동은, 포텐셜 유동에서 구하여진 순간의 접선속도를 정상경계층 방정식의 외곽속도로하여 구하였다.

본 연구에서는 경계층 유동을 구하는 목적이, 박리점과 박리점에서의 면 보오텍스의 세기를 추정하는 것이기 때문에 가장 간단한 경계층 유동해법을 사용하였다. 이 방법은 모우멘텀방정식과, 연속방정식을 분리시키기 위하여 모우멘텀방정식을 선형화 하는 방법으로

Panton[15]이 개발한 바 있다. 다음 박리되는 면 보오텍스의 세기는 Fage & Johanson[16]의 방법을 사용하여 다음과 같이 구하였다.

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = 0.5 U_s^2 \quad (16)$$

### 2.3 Vortex 시스템의 운동

물체의 표면에서 생성된 보오텍스들은 포텐셜 유동을 따라 후류지역으로 이동되며, 보오텍스들간의 상호작용 등에 의해 복잡한 와류를 형성하게 된다.

본 연구에서는 보오텍스방법의 가정에 따라, 분포되어 있는 보오티시티를 여러개의 보오텍스블럽의 합으로 근사시키고, 각각의 보오텍스의 운동을 추적함으로써 유동을 해석하는 방법을 사용하였다. 보오텍스블럽은 원형보오텍스와 같이, 유기속도 분포가 보오텍스 위치에서 유한(finite)하게 되고, 보오텍스핵 밖에서는 이산 보오텍스와 같은 속도 분포를 가지는 보오텍스로, 이를 사용함으로써 보오텍스 시스템의 불안정한 운동을 억제할 수 있다. 따라서 보오티시티 분포는 다음과 같이 보오텍스 블럽의 합으로 표현하였다.

$$w(z,t) = \sum_{j=1}^{N_0} \Gamma_j \gamma_j(j, \zeta_j(t)) \quad (17)$$

여기서,  $\Gamma_j$ 는 보오텍스 블럽의 세기

$\gamma_j$ 는 블럽내에서의 보오티시티 분포 함수  $\zeta_j(t)$ 는 보오텍스 블럽의 위치

본 연구에서는  $\gamma_j$  대신 유기속도 보정 함수  $F_j$ 를 사용하였다. 즉, 유기속도가 블럽핵 밖에서는 이산보오텍스에 의한 것과 같이 하고, 블럽내에서는 유한한 값이되게끔 이산보오텍스에 의한 유기속도에 함수  $F_j$ 를 곱하여 유기속도를 정의하였다. 그러면  $|z-\zeta_j| > \delta$ (블럽크기)일때  $F_j$ 는 1이 되어야 하며 블럽 내에서는  $|z-\zeta_j|$ 와  $\delta$ 의 함수가 되어야 한다.

본 연구에서는 전산프로그램의 편의성과, 블럽 중심에서의 자체 유기속도가 영이되게끔  $F_j$ 를 다음과 같이 정의하였다.

$$F_j = \frac{99(r/\delta)^n}{1+99(r/\delta)^n} \quad (18)$$

여기서,  $r = |z-\zeta_j|$ ,  $\delta$ 은 블럽크기

한편  $n$ 는 Hong[17]이 논의한 바와 같이 4로 채택하였다. 그러면  $j$ 번째 보오텍스 위치에서의 유속은 다음과 같이 되며,  $j$ 번째 보오텍스는 이러한 속도로 운동하게 된다.

$$k_j = \beta_j(\zeta_j) + \frac{1}{2\pi i} \int_{S_F+S_b} \frac{\beta_a(z)}{z-\zeta_j} dz + \frac{1}{2\pi i} \sum_{k=1, \dots, j}^{N_0} \left( \frac{\Gamma_k}{\zeta_j - \zeta_k} \right) F_k \quad (19)$$

한편, Sarpkaya[18]에 의하면, 물체표면에서 생성된 보오티시티는, 반대부호의 보오티시티를 갖는 유동에 의한 상쇄, 3차원 불안정성, 난류현상 등으로 인해 와류를 형성하는 과정에서 약 40%정도가 소멸되는 것으로 추정되고 있다.

본 연구에서는 이러한 보오텍스의 소멸을 고려하기 위해 Alexandrou[14]가 사용한 보오텍스소멸 모델을 사용하였는데, 이는 각 보오텍스 블럽의 세기를 보오텍스의 운동거리에 따라 지수함수적으로 감소 시키는 것으로 다음과 같다.

$$\Gamma_j = \Gamma_j^0 e^{-\mu s} \quad (20)$$

여기서,  $\Gamma_j^0$ 는 초기의 세기

$S$ 는 이동거리

$\mu$ 는 수치계산의 파라미터

한편, 점성에 의한 보오티시티의 확산 효과는 유동 속도가 작은 영역에서는 무시할 수 없어, 본 연구의 수치모델로는 완전하게 고려할 수 없으며, 다만 블럽의 크기를 변화시켜 이를 간접적으로 고려 할 수 있다. 점성유체중 정지 상태에 있는 보오텍스 블럽이 확산하는 거리는  $\sqrt{\nu t}$ 에 비례하는 것을 고려하여, 본 연구에서는 각 보오텍스의 블럽 크기를 시간의 제곱근에 비례하여 증가시켰으며, 한편 블럽초기의 크기는 또하나의 수치계산의 파라미터로서 수치실험을 통하여 결정하였다.

2.4 유체력의 계산

물체에 작용하는 유체력은, 접선응력(shear stress)에 의한 기여성분이 작다는 가정하에 법선응력인 압력에 의한 성분만을 계산하여 얻을 수 있는데, Lagally 공식이나, 모우멘텀 적분등을 이용하여 전체의 유체력을 계산할 수도 있으나, 본 연구에서는 지역적인 압력분포를 구하여 적분하는 방법으로 유체력을 구하였다. 물체와 함께 운동하는 좌표계에서 본 Euler방정식은 다음과 같다.

$$\frac{D^i \vec{V}^i}{Dt} = \frac{1}{\rho} \nabla^i p - g \vec{j} - \vec{a}, \quad (21)$$

여기서  $\vec{a}$ 는 물체의 운동가속도 이고 '윗첨자'는 이동좌표계에 대한 물리량을 의미한다. 이동좌표계에서 본 물체표면에서의 유속은 접선 성분( $V_s^i$ )만 존재하므로 Euler방정식(21)는 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = -(g + a_s) \sin \theta - a_x \cos \theta - \frac{\partial V_s^i}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial V_s^{i2}}{\partial s} \quad (22)$$

여기서  $\theta$ 는  $+x$ 축과의 접선각이고,  $a_x$ ,  $a_s$ 는  $a$ 벡터의  $x$ 성분과  $s$ 성분이고,  $s$ 는 접선방향의 길이 좌표이다. 식(22)를  $s$ 를 따라 적분하면 다음과 같은 압력에 대한 Bernoulli방정식을 얻게 된다.

$$p(s) = P_0 - \rho(g + a_s)(y - y_0) - \rho a_x(x - x_0) - \frac{1}{2} \rho (V_s^2 - V_{s_0}^2) - \rho \int_{s_0}^s \frac{\partial V_s^i}{\partial t} ds \quad (23)$$

그런데 Fig.2와 같이 면 보오텍스가 물체에 붙어 있고, 박리점에서의 접선속도가 불연속인 경우에는, 면 보오텍스를 지나면서 압력이 연속이 되게끔 식(23)의 적분항의 계산에 유의해야 한다.  $s=s_1$ 에서 접선속도가  $V_1^-$ 에서  $V_1^+$ 로 커진 경우에  $s_1$ 의 전후에 Bernoulli방정식을 적용하면 압력변화량  $\Delta p$ 는 다음이 된다.

$$\Delta p = -\frac{1}{2} \rho \{(V_1^-)^2 - (V_1^+)^2\} + \rho \int_{s_1^-}^{s_1^+} \frac{\partial V_s^i}{\partial t} ds \quad (24)$$

그런데  $\Delta P$ 는 영이 되어야 하므로 결국 다

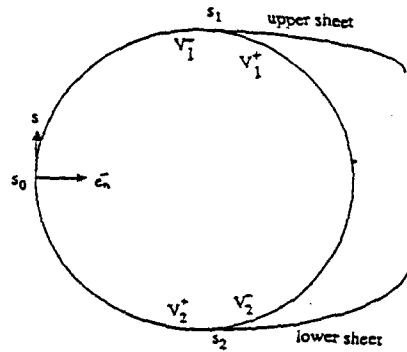


Fig.2 Attached Vortex Sheet and Tangential Velocity Jumps

음에 얻어진다.

$$\rho \int_{s_1^-}^{s_1^+} \frac{\partial V_s^i}{\partial t} ds = \frac{1}{2} \rho \{(V_1^-)^2 - (V_1^+)^2\}$$

마찬가지로  $s_2$ 에서,

$$\rho \int_{s_2^-}^{s_2^+} \frac{\partial V_s^i}{\partial t} ds = \frac{1}{2} \rho \{(V_2^-)^2 - (V_2^+)^2\}$$

따라서, Bernoulli방정식은 다음과 같이 된다.

$$p(s) = P_0 - \rho(g + a_s)(y - y_0) - \rho a_x(x - x_0) - \frac{1}{2} \rho (V_s^2 - V_{s_0}^2) - \rho \int_{s_0}^s \frac{\partial V_s^i}{\partial t} ds - \rho \{H(s - s_1) \dot{\Gamma}_u + H(s - s_2) \dot{\Gamma}_l\} \quad (25)$$

여기서, 적분항은  $s=s_1$ 과  $s=s_2$ 에서의 적분은 제외하여야 하며,  $H$ 는 Heaviside 계단함수이고,  $\dot{\Gamma}_u$ ,  $\dot{\Gamma}_l$ 은 다음과 같다.

$$\dot{\Gamma}_u = \frac{1}{2} \{(V_1^-)^2 - (V_1^+)^2\}$$

$$\dot{\Gamma}_l = \frac{1}{2} \{(V_2^-)^2 - (V_2^+)^2\}$$

다음 전체 유체력은 압력을 적분하여 얻어지며, Green 정리를 적용하고 압력을 적분하면  $\vec{F}_b$ 는 다음이 된다.

$$\vec{F}_b = \rho A_b \vec{a} + \rho g A_b \vec{j} - \frac{1}{2} \rho \oint V_s^2 \vec{e}_n(s) ds - \rho \oint \vec{e}_n(s) ds \left[ \int_{s_0}^s \frac{\partial V_s^i}{\partial t} (\xi) d\xi - (H(s - s_1) \dot{\Gamma}_u \right]$$

$$+ H(s-s_2) \dot{\Gamma}_L \Big] \quad (26)$$

여기서  $A_b$ 는 물체의 단면적이다.

### 2.5 박리유동과 자유수면

무한유체중의 박리유동현상을, 보오텍스 방법으로 시뮬레이션하여 평균항력과, 박리주기를 실험치와 비교함으로써 본연구에서 사용한 수치 파라미터중 보오텍스 감쇠계수  $\mu$ 와, 초기 불림의 크기  $\delta_0$ 를 Hong[17]은 다음과 같이 정하였다.

$$0.01 \leq \mu \leq 0.05$$

$$0.2 \leq \delta_0 \leq 0.4.$$

이때 시간중분량  $\Delta t$ 동안 물체의 이동거리는  $\delta_0$ 보다 작게하여, 연속적인 보오티시티분포를 이산 보오텍스로 치환함으로써 생기는 문제를 최소화 하여야 한다.

위와 같은 수치실험 결과를 토대로, 자유수면하의 박리유동의 시뮬레이션에서는  $\mu=0.05$ ,  $\delta_0=0.3$ 으로 고정하였다. 자유수면이 있는 경우는 무한수심과는 달리 물체의 몰수깊이  $f$ 가 새로운 "길이 scale"(length scale)로 주어지기 때문에 이의 영향을 조사하는 것이 중요하다. 모든 물리량은, 원형실린더의 반경과 중력가속도, 그리고 유체의 밀도로 무차원화 하였다.

Hong[17]이 논하였듯이 가속시간이 짧으면 자유수면에 유기된 표면파가 쇄파되는 현상을 가져와 계속적인 수치계산이 불가능하기 때문에, 물체의 속도  $c=1$ 일때 가속시간  $Tac$ 는 10 이상이 되어야 한다.  $Tac$ 는 속도  $c$ 의 함수가 되며,  $c$ 가 작을수록  $Tac$ 도 작아질 수 있다.

Fig.3는  $f=5$ ,  $c=1$ 일 때의 수면변위와 와류의 생성을 보여주고 있는데, 반복적인 와류의 생성으로 자유수면의 변위가 변화하는 것을 보여준다. Fig.4은 이때의 무차원화된 항력과 양력의 변화를 보여준다.

다음 시뮬레이션 프로그램에 의해 얻어진 총류 박리점 위치 변동을 Fig.5에 도시하였는데, 충분한 시간후 박리점의 위치는 물체 앞의 정류점(stagnation point)로 부터 윗면은  $55^\circ$ , 아

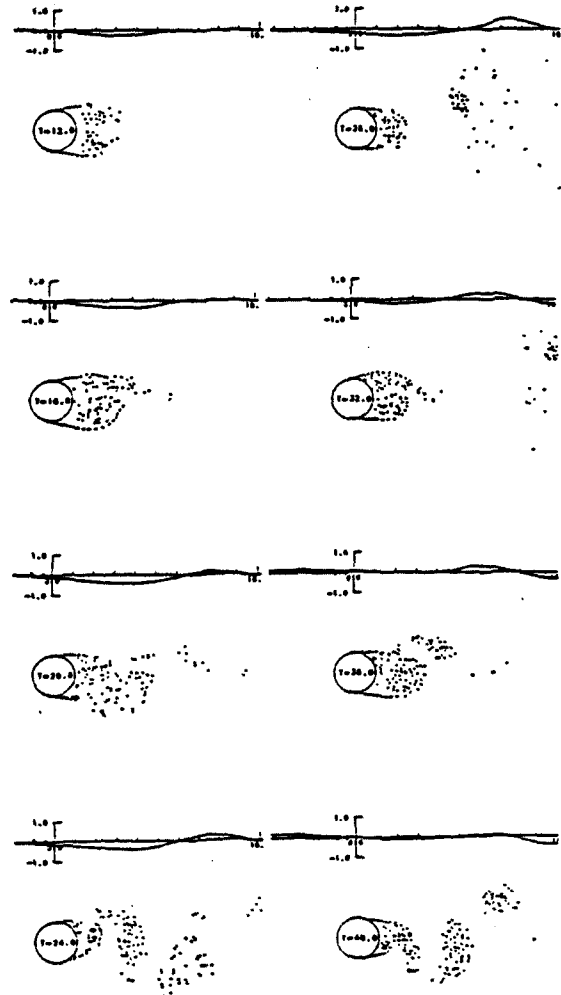


Fig. 3 evolution of a Vortical Wake Under a Free Surface, ( $f=5$ ,  $c=1$ ,  $\mu=0.05$ ,  $\delta_0=0.3$ )

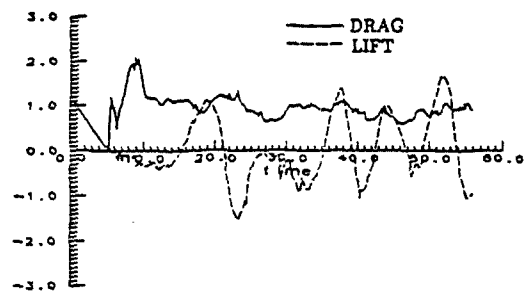


Fig. 4 Variation of Drag and Lift Forces, ( $f=5$ ,  $c=1$ ,  $\mu=0.05$ ,  $\delta_0=0.3$ )



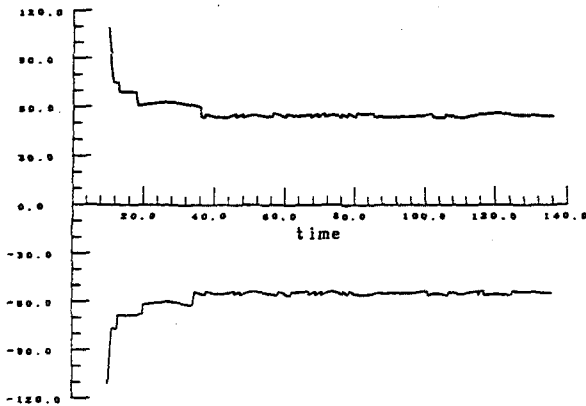


Fig. 5 Variation of the Location of Separation Points,  
( $f=4, c=1, \mu=0.05, \delta_0=0.3$ )

랫면은  $54^\circ$  부근에서 미세하게 변동하고 있음을 보여준다. 이는 실제로 무한 유체중에 있는 원형주상체에서 관측되는 박리점의 위치보다 앞쪽에 있는데, 난류의 영향을 고려하지 않은 것과, 또 본 논문에서 사용한 수치모델의 문제점에 기인한 것이다. 즉, 물체에서 최종적으로 방출된 보오텍스는 물체가 가까이 있기 때문에 매우 큰 접선속도를 경계층에 유기하게 되고 따라서 큰 역의 압력구배가 생기기 때문에 경계층 계산에 의한 박리점의 위치가 이점을 지나 후류쪽으로 이동되기가 매우 어렵다. 그러나, 앞에서 보여준 와류의 형상을 살펴보면  $55^\circ$  부근에서 박리된 보오텍스는  $90^\circ$  이후에서 비로서 후류지역으로 방출되는 현상을 보여주어, 어느정도 실제 관측되는 와류의 형태를 보여주고 있다. 또한 물체 윗면의 박리점이 아랫면의 박리점 위치 보다 늦게 되는 이유는 자유수면의 영향에 기인하는 것임을 보여준다.

Fig.6는  $c=1$ 일 때 평균항력이 물수 수심  $f$ 에 따라 달라지는 것을 보여주며, Fig.7은  $c=1$ 일 때 와류주기 Strouhal 수가 물수 수심  $f$ 에 따라 달라지는 것을 보여 준다. 물수 깊이가 얇아짐에 따라 박리유동의 주기가 짧아져 Strouhal수는 증가하며, 그 값은 자유수면에 유기되는 수면파의 특성주기로 접근함을 보여준다. 한편, 박리유동 주기가 짧아지는 영향으로

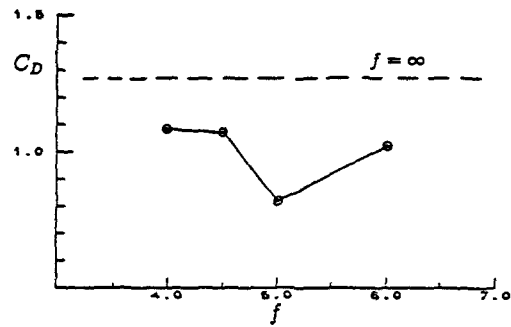


Fig. 6 Variation of Mean Drag with the Submerged Depth

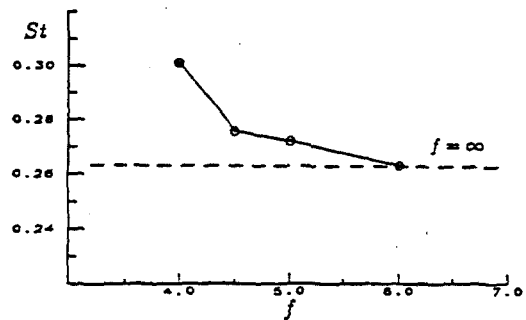


Fig. 7 Variation of the Strouhal Number with the Submerged Depth

어느정도까지 평균항력은 감소하나 물수 깊이가 더 작아지면 자유수면에 유기되는 파에 의한 조파저항이 지수함수로 증가하게 되어 전체 평균항력이 크게 증가함을 보여준다.

### 3. 공동수조에서의 유선가시화 시험

#### 3.1 시스템 구성 및 시험 조건

공동수조는 밀폐된 수조를 따라 물을 흐르게 하고 터널 내부의 수압을 조절하여 주로 프로펠러의 캐비테이션 특성을 해석하는데 사용되는 시설이다. 이 시설의 기본적인 구조는 회류수조와 유사하며 감압 및 가압 장치가 수압 조절을 위하여 설치되어 있다.

본 연구에서는 자유수면이 있는 경우에 대한 실험을 수행하기 위하여, 수로를 완전히 밀폐하지 않고, 물의 양을 조절하여 수면 높이를

변경시킬 수 있게 하였다. 한편, 중앙 계측부의 상단 덮개를 자유수면 효과를 구현하기 위해 개방한 상태로 실험을 수행하였다.

실험의 모형은 직경 6cm인 원형 실린더로, 폭은 중앙관측부의 폭과 같이 60cm로 하였다. 관측부의 관측창에 모형을 고정시키고, Fig.8과 같은 수소기포 발생전원 장치를 제작하여 모형의 전방에 설치한 가는 구리선에 모형내부를 통하여 연결하였다. 직류 발생 장치에 의해 발생된 직류 전원의 음극을 수소발생 구리선에 연결하고 양극을 수조벽에 연결하였다.

가시화의 성능을 높이기 위하여 관측창 내부의 벽을 흑색 페인트로 칠하였으며, 조명은 할로겐 램프와 슬리트를 이용하여 관측부 아래의 투명 관측유리를 통하여 빛이 모형에 수직인 평면에 비추도록 하였다. 한편, 자유수면의 파고는 저항식 파고계로 계측하여 신호증폭기와 A/D 변환기를 거쳐 P/C에 자료를 수록하도록 하였다.

3.2 시험결과 및 해석

유선가시화 결과는 사진기의 조리개를 1.4노출시간을 1/2초로 하였다. 사진은 연속으로 촬영하였으며, 사진간의 시간차는  $\Delta t=0.82\text{sec}$ 로 하였다.

Fig.9는 수심이 6cm이고 유속이 0.288m/s일 때의 가시화 결과이며, Fig.10는 수심이 9cm이고, 유속이 0.288m/s일때의 가시화 결과를 보여준다.

유속이 작을때는 발생하는 수소기포의 양은 충분하나, 수소기포의 부력효과로 인해 실제 유동과 다른 가시화 결과가 얻어짐을 보여주었다.

유속이 0.4m/s일때는 유동의 변화가 빠르게 일어나, 수소기포의 발생량이 상대적으로 적고, 후류의 길이가 커짐에 따라, 조명시설이 충분히 길어야 하는 등의 문제점으로 인해 가시화 결과의 정도가 급격히 떨어진다.

수심이 얇을 경우에는 와류의 생성이 상당히 비대칭이 되어 상층의 면 보오텍스는 거의 와류를 형성하지 않고 자유수면에 유기되는 파동의

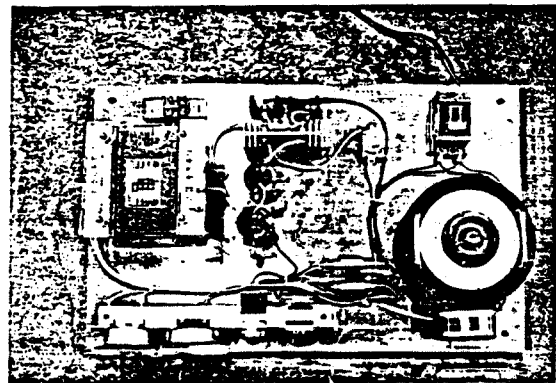
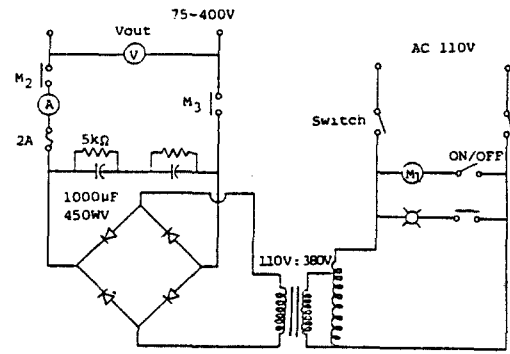


Fig. 8 DC Power Supply for a Hydrogen Bubble Generator

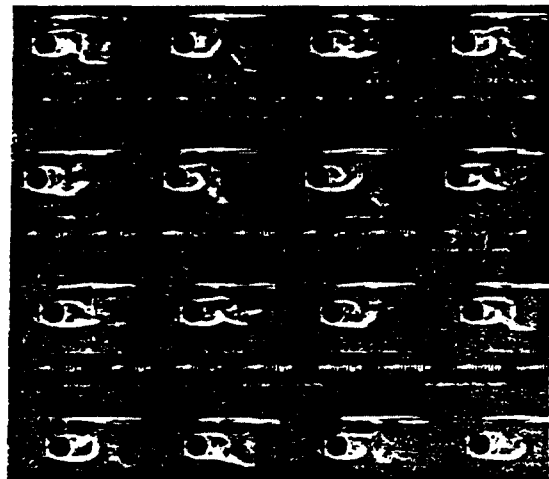


Fig. 9 Results of Flow Visualization for  $f=6\text{cm}$ ,  $U=0.288\text{m/s}$

영향을 크게 받음을 보여준다. 한편, 수심이 깊어지면 상하의 면 보오텍스가 거의 대칭으로 변화하여 와류를 생성함을 보여준다.

와류생성 지역의 길이는 유속이 빨라지면 커지고, 몰수수심이 커지면 약간 길어진다. 와류의 폭은 크게 변화하지 않음을 보여준다.

모형의 후류가 보오텍스 방출 현상에 의해 비정상 유동이 되며, 유속이 클수록 방출 주기는 작아지고, 몰수수심에 따라 주기가 변동함을 가시화 결과가 보여 준다. 이는 앞의 이론 계산 결과와 일치하는 경향을 보여준다.

자유수면의 변위는 모형에 의한 교란 및 비

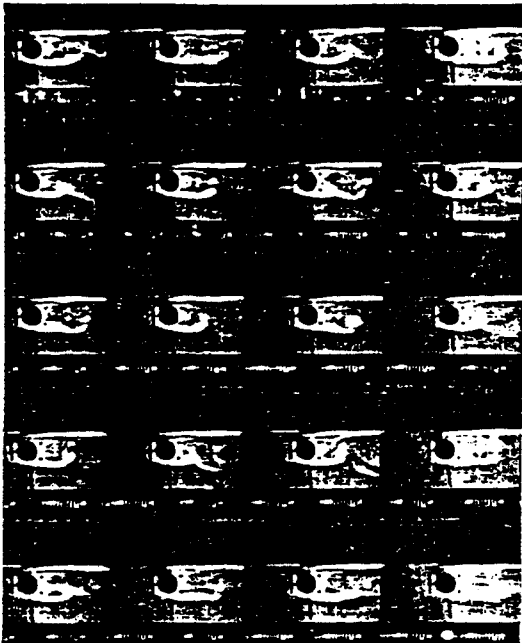


Fig. 10 Results of flow Visualization for  $f=9\text{cm}$ ,  $U=0.288\text{m/s}$

정상 후류의 영향으로 그 크기가 위치 및 시간에 따라 변동한다. 이를 계측하기 위하여 저항식 파고계를 모형 중심으로부터 후류방향으로 4cm, 6cm, 9cm, 12cm, 15cm, 21cm, 27cm 및 30cm 위치로 이동하면서 일정시간 동안 수면의 변위를 계측하였다. Fig. 11 및 Fig. 12는 몰수수심 12cm일때, 유속이 각각 0.4m/s, 0.5m/s일때 자유수면 변위이다.

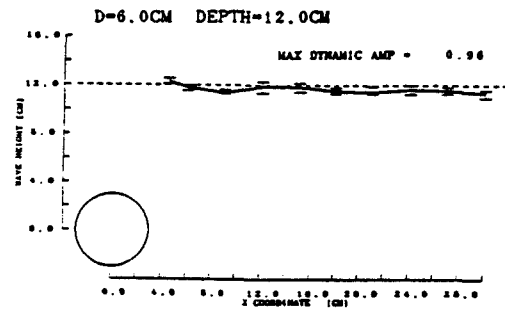


Fig. 11 Variation of Free Surface Elevation for  $f=12\text{cm}$ ,  $U=0.4\text{m/s}$

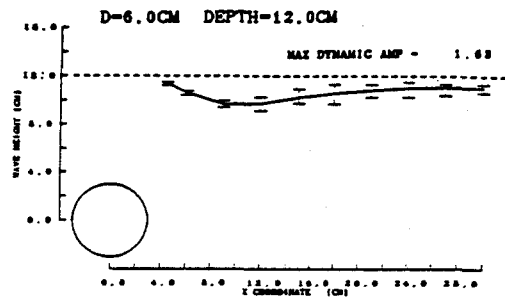


Fig. 12 Variation of Free Surface Elevation for  $f=12\text{cm}$ ,  $U=0.5\text{m/s}$

유속이 커지고 몰수수심이 작아짐에 따라 수면의 변위가 급격히 변화하며, 쇄파현상이 나타났다. 쇄파현상이 일어난 곳에서 수면 변동의 크기가 크게 계측되었으며, 쇄파지점은 유속이 커짐에 따라 후류방향으로 이동하였다.

다음 자유수면의 변동주기를 스펙트럼 해석으로 부터 구하여 Fig.13과 Fig.14에 도시하였

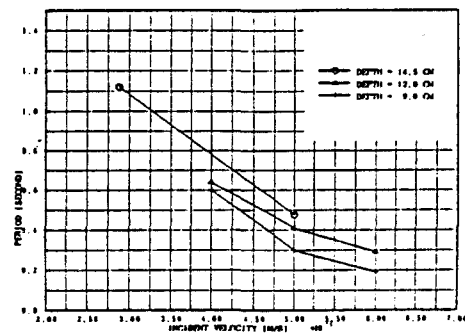


Fig. 13 Effects of incoming Velocity on the Main Period of Fluctuation

다. Fig.13는 유속에 따른 주기변화이고, Fig.14는 물수수심에 따른 주기변화이다.

이 변동 주기는 다음과 같은 두 가지 특성주기의 지배를 받는다. 즉, 자유수면의 영향이 없을 때 보오텍스 방출로 인한 와류주기  $T_v$ 와, 보오텍스 방출이 일어나지 않을 때 자유수면 영향으로 발생하는 표면파의 특성주기  $T_w$ 의 지배를 받으며, 물수 수심이 작을 때는  $T_w$ 의 영향이 크고 물수수심이 커지면  $T_v$ 의 영향이 커

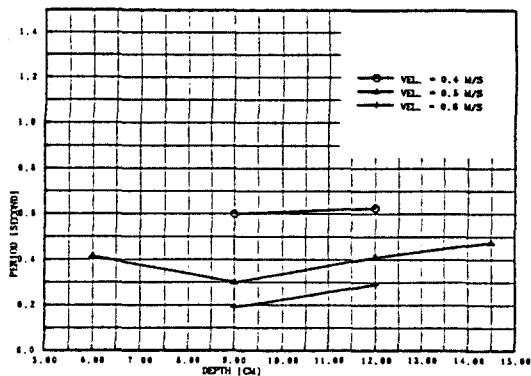


Fig. 14 Effects of Submerged Depth on the Main period of Fluctuation

지게 된다. 모형의 반경과 중력가속도로 무차원화 하면  $T_v$ 와  $T_w$ 는 다음과 같이 무한 유체중 Strouhal 수( $St$ )와 유속  $c$ 의 함수로 주어진다.

$$T_v = 2 / (St * c)$$

$$T_w = 2\pi c$$

따라서  $St = 0.22$ 인 경우  $c$ 가 1.2보다 크면  $T_v$ 가  $T_w$ 보다 작고  $c$ 가 1.2보다 작으면  $T_v$ 가  $T_w$ 보다 크게 된다.

본 논문에서는  $c$ 가 1.2보다 작은 경우만을 다루었으므로 Fig. 14 및 Fig. 15에서 보듯이 물수수심이 작아지면 수면변동 주기가 짧아져 ( $St$ 는 증가)  $T_w$ 의 값으로 접근하게 된다. 그러나, Fig. 14에서 물수수심 6cm 일때의 결과는 격심한 쇄파현상이 동반되면서 얻어진 결과로 믿을 만하지 않은 결과로 판단된다. 한편 Fig. 13과 같이 동일한 물수수심에서는 유속이 커

짐에 따라 보오텍스 방출로 인한 변동주기는 작아지며 이는  $T_v$ 의 특성과 일치하는 것이다.

한편 이론 계산에 의한 주기와 비교하기 위하여 Strouhal 수를 계산하여 Fig. 15에 비교 도시하였다. 이론 계산의 유속은  $c=1.0$ 으로 이의 결과는 실험 결과보다 약간 작은 값을 보여 주고 있으나 실험결과가 불충분하여 정확한 비

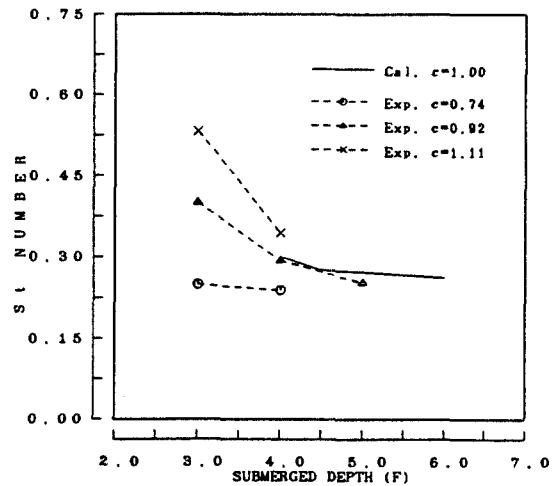


Fig. 15 Comparison of the Strouhal Numbers between Experiment and Numerical Simulation

교는 어렵다. 그러나 대체로 두 결과가 일치하는 경향을 보여주고 있다고 할 수 있다. 본 논문의 경우와 비교할 수 있는 기존의 연구결과가 없기 때문에 앞으로 이 분야에 대한 지속적인 연구가 필요하다.

#### 4. 결 언

자유수면하에서의 박리유동 현상을 보오텍스 방법으로 수치 시뮬레이션 하는 기법을 개발하였다. 계산결과 대규모의 와류의 형성과 자유수면의 변동을 수치적으로 관찰할 수 있었으나 박리점의 추정위치를 좀 더 정확하게 찾는 방법의 개발 그리고 막대한 계산시간을 줄이는 기법의 개발이 필요하다.

수소기포를 이용한 유선가시화 시험기법을 개발하여 공동수조에서 2차원 실린더에 의해 생기는 자유수면과 보오텍스 방출 현상의 상호 간섭 효과를 살펴보았다. 이론 모델에서 예측한 바와 같이 보오텍스 방출 주기는 몰수수심에 따라 크게 달라짐을 보여 주었다. 실험한 범위내에서는 유속이 커지거나, 몰수수심이 작아지는 경우에 수면의 변위가 커지고, 쇄파현상이 동반되며 쇄파지점도 후류쪽으로 이동해 가는 것을 보여주었으며, 자유수면 변동주기는 대체로 짧아짐을 보여주었다.

가시화 결과는 조명과 사진기술의 영향에 따라 그 질이 크게 차이난다. 앞으로 우수한 조명장치의 개발이 필요하며, 수소기포 발생 구리선의 길이를 증대시켜 많은 양의 가시화 입사를 발생할 수 있는 장치의 개발이 필요하다.

## 후 기

본 연구는 과학기술처의 기본연구사업으로 해사기술연구소가 1988년도에 수행한 “수면 근처에서 정속운동하는 물체에 의한 보오텍스 방출 시뮬레이션” 과제와 1989년도에 수행한 “수면근처에서 정속운동하는 물체 주위의 보오텍스 방출 현상의 유선가시화 시험기법 개발” 과제의 결과임을 밝혀둔다. 아울러 본 연구에 여러가지로 도움을 준 해사기술 연구소의 홍사영 씨와 안종우 씨께 깊은 감사를 드립니다.

## 참 고 문 헌

- [ 1 ] Sarpkaya, T. and Isaackson, M., “Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures”, Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1981.
- [ 2 ] Payne, R.B., “Calculations of Unsteady Viscous Flow Past a Circular Cylinder”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 4, 1958.
- [ 3 ] Loc, Ta Phuoc and Bouard, R., “Numerical Solution of the Early Stage of the Unsteady Viscous Flow Around a Circular Cylinder : A Comparison with Experimental Visualization and Measurements”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 160, 1985.
- [ 4 ] Baba, N. and Miyata, H., “Higher-Order Accurate Difference Solutions of Vortex Generation From a Circular Cylinder in an Oscillatory Flow”, *J. Computational Physics*, Vol. 69, No. 2, 1987.
- [ 5 ] Graham, J.M.R., “Numerical Simulation of Steady and Unsteady Flow About Sharp-edged Bodies”, *Proc. Symp. for Separated Flow around Marine Structures* Norwegian Inst. of Tech. Trondheim, Norway, 1985.
- [ 6 ] Faltinsen, O.M., and Petterson, B., “Vortex Shedding Around Two Dimensional Bodies at High Reynolds Number”, *Proc. 14th Symp. on Naval Hydrodynamics*, The Univ. of Michigan, Ann Arbor, August 1982.
- [ 7 ] Sarpkaya, T., “An Inviscid Model of Two-dimensional Vortex Shedding for Transient and Asymptotically Steady Separated Flow Over an Inclined Plate”, *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 68, 1975, pp. 109–128.
- [ 8 ] Prandtl, L. and Tietjens, O.G., “Applied Hydro-and Aeromechanics”, Dover Pub., New York 1934.
- [ 9 ] Gerrard, J.H., “The Mechanics of Formation Region of Vortices Behind Bluff Bodies”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 25, 1966.
- [ 10 ] Williamson, C.H.K., “Sinusoidal Flow Relative to Circular Cylinders”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 155, 1985.
- [ 11 ] Tatsuno and Bearman, “振動圓柱により誘起させる 流れの 可視化 實驗”, *日本 Transactions of SNAK*, Vol. 28, No. 2, October 1991

- Kyoshu 대학 應用力學 研究所 Report Vol. 66, 1988.
- [12] Vinje, T. and Brevig, P., "Numerical Simulation of Breaking Waves", *Adv. Water Resources*, Vol. 4, 77-82, 1982.
- [13] Hong, S.W., Schultz, W.W., Graebel, W. P., "An Alternative Complex Boundary Element Method for Nonlinear Free Surface Problems", *Tech. Report No. 88-02*, Dept. of ME/AM, the Univ. of Michigan, 1988.
- [14] Alexandrou, A.N., "Numerical Simulation of Separated Flows Past Bluff Bodies", Ph. D. Thesis, Dept. Mechanical Eng., The Univ. of Michigan, 1986.
- [15] Panton, R.L., "Incompressible Flow", John Wiley Pub., 1984.
- [16] Fage, A. and Johansen, F.C., "On the Flow of Air Behind an Inclined Flat Plate of Infinite Span", *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, Vol. 116, 1927.
- [17] Hong, S.W., "Unsteady Separated Flow Around a Two-Dimensional Bluff Body Near a Free Surface", Ph. D. Thesis, Dept. Applied Mechanics, the Univ. of Michigan, 1988.
- [18] Sarpkaya, T., "Past Progress and Outstanding Problems in Time-Dependent Flows about Ocean Structures, *Proc. Symp. for Separated Flow around Marine Structures*", Norwegian Inst. of Tech. Trondheim, Norway, 1985.