

# 結氷時に氷海構造物に作用する 地震時動水圧の解析

ANALYSIS OF HYDRODYNAMIC PRESSURE ACTING ON OFFSHORE  
STRUCTURES IN AN ICE SEA REGION DURING EARTHQUAKES

清川哲志<sup>1</sup>・小林 浩<sup>2</sup>・黒川 明<sup>3</sup>

Tetsushi KIYOKAWA, Hiroshi KOBAYASHI and Akira KUROKAWA

<sup>1</sup>正会員 工博 株式会社大崎総合研究所 (〒100-0011 東京都千代田区内幸町2-2-2富国生命ビル)

<sup>2</sup>正会員 Eng. Sc. D. ハイテクリサーチ株式会社 (〒271-0047 千葉県松戸市西馬橋幸町112)

<sup>3</sup>社団法人日本海洋開発産業協会 (〒105-0001 東京都港区虎ノ門2-8-10第15森ビル)

This paper presents an analysis method for hydrodynamic pressures acting on offshore structures installed in an ice sea region. The Green function is derived to satisfy a energy absorption condition at both the seabed and ice sheet. The proposed method is based on a boundary integral equation method. The effects of ice covering the water surface upon the characteristics of the hydrodynamic pressures are investigated numerically. The numerical results show the coupling effects of fluid compressibility and ice cover upon the characteristics of the hydrodynamic pressures. Influence of an open area in ice sheet is also investigated numerically.

*Key Words* : hydrodynamic force, offshore structures, earthquakes, Green function, integral equation, cold sea

## 1. はじめに

サハリン周辺海域は有望な海底油田・ガス田の宝庫として知られ, 多くの開発プロジェクトが計画されている。また, その一部には既に実施段階のものもある。この海域は, 1年の1/3以上の長期間にわたって海氷の影響を受ける, いわゆる氷海域として知られているが, 同時に北米プレート, ユーラシアプレート等が接する海洋性地震の多発地帯としても知られている。これらの事実から, サハリン周辺海域に石油・ガス開発用の大型海洋構造物を設置した場合, 結氷時に地震が発生し, 氷と地震の影響を同時に受ける可能性が高いことがわかる。特に大型海洋構造物の場合, 地震時動水圧により, あたかも質量が大幅に増したかのようになり, その地震時挙動に与える地震時動水圧の重要性については古くから研究されてきた。しかし, 地震時動水圧に与える氷盤の影響については, わずかな研究例しかなく<sup>1)~3)</sup>, 定量的な議論によりどのような場合にどの程度の影響を考慮すべきかという一般論がない, 等の問題がある。

本研究では, この結氷時における地震時動水圧の問題を海水の圧縮性, 海底, 氷水面での任意の反射

率(エネルギー吸収率)を考慮した3次元波動のグリーン関数を導き, 境界積分方程式法により定式化した。また, それを用いてサハリン海域で検討されている典型的な大型海洋構造物に対して系統的な数値計算を行った。特に, 地震時には構造物周辺の氷盤が破碎することによって圧力, あるいはエネルギーが解放されることが予想され, 完全密閉時に比較して動水圧が小さくなることが期待される。本研究ではこれらを踏まえ, 構造物周辺の氷盤の一部が破碎した場合についても解析できる手法を示した。

## 2. 解析理論

### (1) 速度ポテンシャルに関する基礎方程式と境界条件

図-1に示すように, 平坦な海底上に任意形状構造物があり, 海面はやはり平坦な氷盤で無限遠まで覆われているものとする。そして, 構造物は水平地震動により水平方向に微小振動をしているものとする。理論解析上は微小運動を仮定するが, 実際現象としては, 構造物の運動により周辺の氷盤が破碎する場合も考えられる。したがって, 氷盤の一部が破碎によって開放またはエネルギー吸収状態になる場合も

考慮することとする。周辺流体は、非粘性の圧縮性流体とし、その運動は非回転とする。このとき、流体運動は速度ポテンシャルによって記述することができる。振動数領域の解析を行うことにし、速度ポテンシャルを時間項を分離して  $\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$  と置く。ただし、 $i$  は虚数単位 ( $=\sqrt{-1}$ )、 $\omega$  は角振動数、 $t$  は時間である。このとき、速度ポテンシャルの空間部分  $\phi(x, y, z)$  は次の基礎方程式と境界条件を満足する必要がある。

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad (1)$$

$$\partial \phi / \partial z = -ikA_- \phi \quad (\text{on } S_B) \quad (2)$$

$$\partial \phi / \partial z = +ikA_+ \phi \quad (\text{on } S_I) \quad (3)$$

$$\partial \phi / \partial z = \begin{cases} ikA_0 \phi \\ (\omega^2/g)\phi \end{cases} \quad (\text{on } S_0) \quad (4)$$

$$\partial \phi / \partial n = v_n \quad (\text{on } S_W) \quad (5)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r(\partial \phi / \partial r - ik\phi) = 0 \quad (6)$$

ここに、 $\nabla^2$  は3次元ラプラシアン ( $=\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ )、 $k$  は波数 ( $=\omega/c$ ) で、 $c$  は水中音速である。式(1)はこの問題の基礎方程式で、3次元 Helmholtz 方程式である。また、式(2)、(3)における  $A_{\pm}$  はそれぞれ海底面  $S_B$  と氷盤の下面  $S_I$  におけるアドミッタンスである。これら式(2)、(3)はそれぞれの面におけるエネルギー吸収条件を表しており、アドミッタンス  $A$  と、振幅反射率  $K_r$  の間には、

$$A = (1 - K_r)/(1 + K_r) \quad (7)$$

の関係がある。ただし、海底面、氷盤下面を表す添字  $\pm$  は省略してある。エネルギーは振幅の二乗に比例するから、エネルギー吸収率を  $q_a$  とすると、

$$K_r = \sqrt{1 - q_a} \quad (8)$$

である。また、式(4)は氷盤の破碎領域  $S_0$  におけるエネルギー吸収条件(上)、自由表面条件(下)で、 $A_0$  は破碎領域のアドミッタンスである。破碎氷が密な状態の場合エネルギー吸収条件、自由表面状態とみなせる程疎な場合自由表面条件のように、破碎領域の状態によって両者を使い分けるものとする。

また、式(5)は構造物壁面  $S_W$  の運動速度と水粒子速度の連続条件で、 $n$  による微分は流体から見た外向き法線方向微分、 $v_n$  は構造物壁面運動速度の法線方向成分である。式(6)は放射条件で、無限遠方では外向き進行波成分しかないことを表している。 $r$  は  $z$  軸からの水平距離である。

以上が、速度ポテンシャルの空間部分  $\phi(x, y, z)$  に関する基礎方程式と境界条件である。

## (2) グリーン関数

速度ポテンシャルに関する境界値問題(1)～(6)を解くためにグリーン関数  $G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$  を次の境界値問題の解として定義する。ただし、 $(\xi, \eta, \zeta)$  は流体領域  $\Omega$  内の点を表すパラメータである。

$$\nabla^2 G + k^2 G = -\delta(x - \xi)\delta(y - \eta)\delta(z - \zeta) \quad (9)$$

$$\partial G / \partial z = -ikA_- G \quad (\text{on } S_B) \quad (10)$$

$$\partial G / \partial z = +ikA_+ G \quad (\text{on } S_I) \quad (11)$$

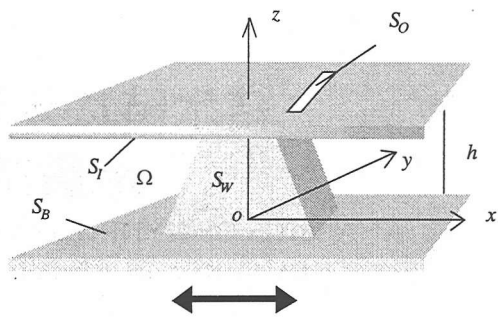


図-1 座標系と音源の定義

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r(\partial G / \partial r - ikG) = 0 \quad (12)$$

ここに、 $\delta()$  はDiracのデルタ関数である。また、 $A_{\pm}$  は海底面  $S_B$  と氷盤の下面  $S_I$  におけるアドミッタンスで、それぞれ式(2)、(3)と同じ値をとるものとする。

式(9)～(12)を満足するグリーン関数を求めるには、幾通りかの方法が考えられるが、ここでは以下のように求める。まず、変数  $z$  に関してグリーン関数  $G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta)$  を変数分離する。そうすると、 $z$  に関する解は、一般に次のような形に仮定することができる。

$$Z_n(z) = a_n \cos(\pi\mu_n z / h) + b_n \sin(\pi\mu_n z / h) \quad (13)$$

ここに、 $a_n, b_n$  は任意複素係数、 $\mu_n$  は境界条件(10)、(11)から定められる複素固有値で、次式の根として求められる。

$$(k^2 h^2 A_- A_+ + \pi^2 \mu_n^2) \tan \pi\mu_n = -ikh\pi\mu_n (A_- + A_+) \quad (14)$$

この複素固有値  $\mu_n$  を用いて式(13)が境界条件(10)、(11)を満足するように  $a_n, b_n$  を求め、さらに正規化すると次式が得られる。

$$Z_n(z) = \sqrt{\frac{1}{D_n}} \cos\left(\frac{\pi\mu_n z}{h} + \alpha_n\right) \quad (15)$$

ここに、 $D_n, \alpha_n$  は次式で定義される複素定数である。

$$\begin{cases} D_n = \frac{h}{2} \left\{ 1 + \frac{\tan \pi\mu_n (1 - \tan^2 \alpha_n - 2 \tan \pi\mu_n \tan \alpha_n)}{\pi\mu_n (1 + \tan^2 \alpha_n) (1 + \tan^2 \pi\mu_n)} \right\} \\ \alpha_n = \tan^{-1}(ikA_- h / \pi\mu_n) \end{cases} \quad (16)$$

複素固有関数(15)を用いると、グリーン関数は次のような形に仮定できる。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} g_n(x, y; \xi, \eta) Z_n(\zeta) Z_n(z) \quad (17)$$

ここに、 $g_n(x, y; \xi, \eta)$  は  $x, y$  に関する部分である。

式(17)を式(9)の左辺に代入し、右辺の  $\delta(z - \zeta)$  も固有関数(15)で展開すると、 $g_n(x, y; \xi, \eta)$  に関する方程式が次のように得られる。

$$\frac{\partial^2 g_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g_n}{\partial y^2} + \lambda_n^2 g_n = -\delta(x - \xi)\delta(y - \eta) \quad (18)$$

ここで、 $\lambda_n$  は次式によって定義される複素定数である。

$$\lambda_n = \sqrt{k^2 - (\pi\mu_n / h)^2} \quad (19)$$

式(18)は端の無い2次元空間の主要解を求める問

題であり、その解はよく知られている。すなわち、

$$g_n(x, y, \xi, \eta) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(\lambda_n r), \quad r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \quad (20)$$

ここに、 $H_0^{(1)}()$  は0次の第一種Hankel関数である。

以上得られたそれぞれの成分を線形重ね合わせすればよい。この結果を示すと次式のようなものである。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i}{4D_n} \cos\left(\frac{\pi\mu_n}{h} \zeta + \alpha_n\right) \times \cos\left(\frac{\pi\mu_n}{h} z + \alpha_n\right) H_0^{(1)}(\lambda_n r) \quad (21)$$

なお、式(21)で表されるグリーン関数は、海底面と氷盤下面のアドミッタンスが同時に0(完全反射)になることは無いとして導いたもので、同時に0になる場合は、式(21)の代わりに次式を用いる(同時に0になる場合は、 $n=0$ に対して別途考慮する必要がある)。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \sum_{n=0}^s \frac{i\varepsilon_n}{4h} \cos k_n \zeta \cos k_n z H_0^{(1)}(\lambda_n r) + \sum_{n=s+1}^{\infty} \frac{1}{\pi h} \cos k_n \zeta \cos k_n z K_0(\lambda_n r) \quad (22)$$

ここに、 $\varepsilon_n$  はNeumann数( $n=0$ のとき1、その他のとき2)。また、式(14)からわかるように、アドミッタンス  $A_{\mp} = 0$  のときは、 $\mu_n = n$  と固有値は整数となる。そして、式(19)の  $\lambda_n$  は  $n$  が小さいうちは実数、 $n$  が大きくなると純虚数となる。式(22)では、 $\lambda_n$  を実数とする最大の整数  $n$  を  $s$  とし、 $\lambda_n$  が虚数になるときは、実数  $\lambda_n$  を  $\lambda_n = i\lambda_n$  によって定義して用いている。

### (3) 境界積分方程式と離散化

グリーンの定理とグリーン関数を用いて式(1)～(6)で定義された速度ポテンシャルに関する境界値問題と等価な積分方程式を導き、それを離散化して数値的に解く方法を示す。

グリーンの定理をグリーン関数  $G$  と速度ポテンシャル  $\phi$  に関して適用すると次式を得る。

$$\iiint_{\Omega} (G\nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 G) dV = \iint_S \left( G \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (23)$$

ここで、右辺の  $S$  上の面積分を海底面  $S_B$ 、氷盤下面  $S_I$  等に分割し、 $S = S_B \cup S_I \cup S_O \cup S_W \cup S_{\infty}$  とする。ただし、 $S_{\infty}$  は  $z$  軸からの水平距離  $r$  を半径とする仮想円筒面で  $r \rightarrow \infty$  とした面である。 $S$  を分割した上で、各面上でそれぞれグリーン関数  $G$  と速度ポテンシャル  $\phi$  に関して与えられた境界条件を適用すると、同じ境界条件を満足する境界面上での積分は互いにキャンセルして消えることが簡単に確かめられる。したがって、この結果、 $S_B$ 、 $S_I$ 、 $S_{\infty}$  上での積分が消える。式(23)の左辺も式(1)および式(9)を適用すると簡単に積分できて次のようになる。

$$\iiint_{\Omega} (G\nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 G) dV = \phi(\xi, \eta, \zeta) \quad (24)$$

したがって、結局グリーンの定理に式(1)～(6)、式(9)～(12)を適用することにより、次式を得る。

$$\gamma \phi = \iint_{S_W} \left( G \cdot \nu_n - \phi \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS + \iint_{S_O} G \cdot (f - ikA_+) \cdot \phi dS \quad (25)$$

ここに、 $\gamma$  は定数で点  $(\xi, \eta, \zeta)$  が  $S_W$  または  $S_O$  上にある場合  $1/2$ 、流体  $\Omega$  中にある場合  $1$  である。また、 $f$  は氷盤の破碎状態で決まる係数で、エネルギー吸収状態のとき  $f = ikA_+$ 、完全に自由表面のとき  $f = \omega^2/g$  とする(式(4)参照)。

点  $(\xi, \eta, \zeta)$  を  $S_W$  または  $S_O$  上の点とすると、式(25)は  $S_W$  および  $S_O$  上の速度ポテンシャルに関する積分方程式である。 $S_W$  および  $S_O$  をそれぞれ  $L$  個、 $M$  個の要素に分割し、各要素に  $1$  から通し番号を付ける。そして、それぞれの要素上の速度ポテンシャル値を代表値(例えば平均値)で代表させると、式(25)は次式のように表すことができる。

$$\frac{1}{2} \phi_l + \sum_{m=1}^L \iint_{\Delta_m} \frac{\partial G}{\partial n} dS \cdot \phi_m + (ikA_+ - f) \sum_{m=L+1}^{L+M} \iint_{\Delta_m} G dS \cdot \phi_m = \sum_{m=1}^L \iint_{\Delta_m} G dS \cdot \nu_{nm} \quad (l=1, 2, \dots, L+M) \quad (26)$$

ここに、 $\phi_l$  ( $l=1, 2, \dots, L+M$ ) は  $l$  番目要素のポテンシャル値、 $\Delta_m$ 、 $\nu_{nm}$  は、それぞれ  $m$  番目要素、およびその法線方向速度成分である。

式(26)は  $\phi_l$  ( $l=1, 2, \dots, L+M$ ) に関する複素係数連立一次方程式であり、通常の数値計算アルゴリズムによって解くことができる。式(26)を行列表示すると次のようになる。

$$\begin{bmatrix} \hat{G}_{11} & \hat{G}_{12} & \dots & \hat{G}_{1N} \\ \hat{G}_{21} & \hat{G}_{22} & \dots & \hat{G}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{G}_{N1} & \hat{G}_{N2} & \dots & \hat{G}_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix} \quad (27)$$

ただし、 $N = L+M$  である。また、行列の要素  $\hat{G}_{lm}$  は次式によって計算する。

$$(a) \text{ 非対角要素 } (m \neq l) \quad \hat{G}_{lm} = \begin{cases} \partial G(P_l, P_m) / \partial n \cdot \Delta_m & (m=1, 2, \dots, L) \\ (ikA_+ - f) \cdot G(P_l, P_m) \cdot \Delta_m & (m=L+1, \dots, N) \end{cases} \quad (28)$$

(b) 対角要素 ( $m=l$ )

$$\hat{G}_{mm} = \begin{cases} 1/2 & (m=1, 2, \dots, L) \\ (1/2) \cdot \{1 + (i/k)(ikA_+ - f)(1 - e^{ika})\} & (m=L+1, \dots, N) \end{cases} \quad (29)$$

ここに、 $P_l$  は  $l$  番目要素の座標を示し、 $G(P_l, P_m)$  等はグリーン関数の観測点、ソース点の座標に  $P_l$ 、 $P_m$  を入れたものである。また、 $\Delta_m$  は  $m$  番目要素の面積、 $a$  は面積が  $\Delta_m$  に等しい円の半径である。

式(27)の右辺の定数ベクトル項の要素  $c_l$  は、次式によって計算する。

$$c_l = \sum_{m=1, m \neq l}^L G(P_l, P_m) \cdot v_{nm} \cdot \Delta_m + (i/k) \cdot (1 - e^{ika}) \quad (30)$$

以上、式(28)、(29)は $m \neq l$ のとき要素上での積分を要素代表座標での関数値と要素面積の積で近似し、 $m=l$ のときにはグリーン関数を主要解で近似して面積が等価な円上で解析的に積分を行って得たものである。複素係数連立一次方程式(27)を解くことによって各要素上における速度ポテンシャル値が数値的に求められる。

#### (4) グリーン関数の計算

グリーン関数(21)あるいは(22)は無限級数となっているため、実際の計算では $n$ 項目の奇与分が連続してある一定基準値以下になったとき、収束したものとみなすこととした。以下の計算では、連続5回、0.5%以下となったときに収束と判定している。また、要素分割の仕方によっては、要素中心が鉛直線上に並ぶことがあるが、その場合 $r=0$ となり、そのままではHankel関数が発散して計算できない。ここでは、そのような場合、要素面積と等しい円の半径の1/2を与えて計算している。

#### (5) 動水圧

圧力等の物理量は速度ポテンシャルの数値解から得られる。構造物表面上の点 $P_l$ における動水圧 $p_l$ は、線形化したベルヌーイの式より、

$$p_l = i\rho\omega\phi_l \quad (31)$$

によって求められる。ただし、 $\rho$ は流体密度である。また、任意点 $P$ の動水圧は次式によって求められる。

$$p(P) = i\rho\omega \left\{ - \sum_{m=1}^L \frac{\partial G(P_m, P)}{\partial n} \cdot \phi_m \cdot \Delta_m - (ikA_p - f) \times \sum_{m=L+1}^N G(P_m, P) \cdot \phi_m \cdot \Delta_m + \sum_{m=1}^L G(P_m, P) \cdot v_{nm} \cdot \Delta_m \right\} \quad (32)$$

### 3. 数値計算結果と考察

#### (1) コーン型構造物

##### a) 計算モデル

サハリン周辺の水深が10~100m程度の海域が石油掘削プラットフォームの設置海域になる。本研究では、まず、比較的浅海域を対象としたコーン型の重力式プラットフォームを計算モデルとする。計算モデルを図-2に示す。これを周方向16、縦方向20の要素に分割した。

##### b) 付加質量の基本特性

Kiyokawa and Inadaは、コーン型構造物の付加質量の基本特性を明らかにしている<sup>1)</sup>。以下の検討をよりよく理解するためにその一部の結果をここに引用する。付加質量係数を $D_1/D_2$ をパラメータにし、 $D_1/h$ の関数として表したのが図-3である。縦軸は付加質量係数、すなわち付加質量と構造物が排除し

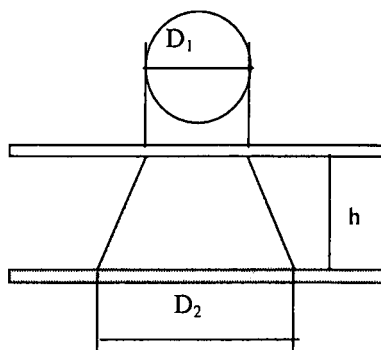


図-2 コーン型計算モデル

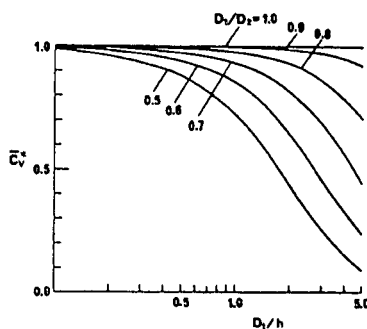


図-3 付加質量の基本特性<sup>1)</sup>

た流体の質量の比である。この図からわかるように $D_1/D_2$ が大きくなる程、また、 $D_1/h$ が小さくなる程、付加質量係数は大きくなるのがわかる。なお、この計算結果から、コーン型の構造物の場合、比較的浅い海域に設置し、側面の勾配を大きくすると付加質量が小さくなって、地震時の慣性力を小さくできるのがわかる。

##### c) 流体の圧縮性の影響<sup>1)</sup>

図-4に流体の圧縮性が付加質量係数に及ぼす影響を示す。横軸 $cT/h$ は無次元周期で、 $T$ は振動周期である。縦軸 $(\bar{C}_v - \bar{C}_v^*)/\bar{C}_v^*$ は、付加質量 $\bar{C}_v$ は圧縮性を考慮した付加質量係数、 $\bar{C}_v^*$ は圧縮性の影響が無い場合の付加質量係数である。 $D_1/D_2$ による違いは大きくないが、 $D_1/D_2$ が小さくなるにつれ、長い周期まで圧縮性の影響が残る。ちなみに、水深を50mとし、水中音速を1450m(0℃)とすると、振動数が2Hzから5Hzの間で顕著な付加質量の増加が見られる。これは通常地震の卓越振動数領域に入っており、設計時に流体の圧縮性の影響を考慮することが必要なことを示している。

##### d) 動水圧分布

次に、動水圧分布の一例を図-5に示す。これは、 $D_1 = 30m$ 、 $D_2 = 60m$ 、 $h = 35m$ の場合の例で、加振振動数は5Hzである。また、氷盤は全面結氷状態を仮定しており、海底面、氷盤下面は完全反射(アドミッタンス0)としている。図は、振動の正面を $0^\circ$ とし、周方向 $0^\circ$ 、 $22.5^\circ$ 、 $45.0^\circ$ 、 $67.5^\circ$ における動水圧の鉛直分布を示している。この例では比較的単純な分布となっているが、側面勾配、振動数等によって分布形状が変化する。

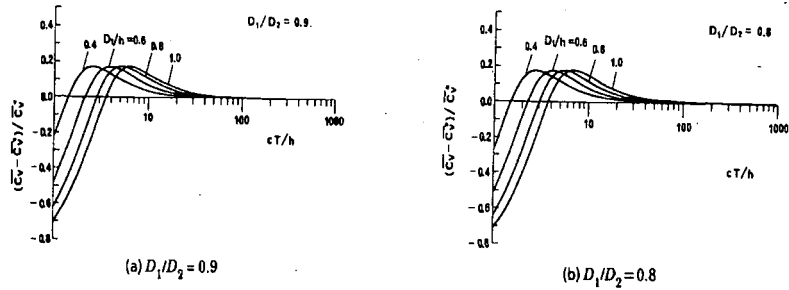


図-4 流体の圧縮性の影響<sup>1)</sup>

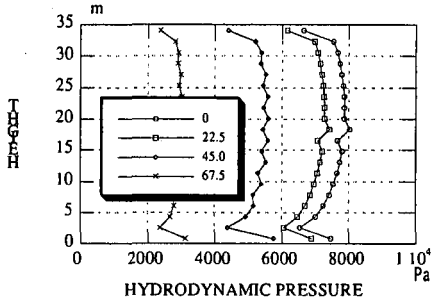


図-5 コーン型構造物の動水圧分布

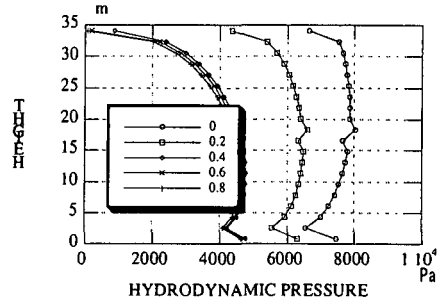


図-6 氷盤の破碎による解放領域の影響

### e) 破碎による解放領域の影響

三菱重工(株)長崎研究所で実施された氷海水槽を用いた模型振動実験<sup>4)</sup>の結果、周辺の氷盤が破碎すると完全結氷時に比べ動水圧が小さくなるのがわかった。ここでは、破碎による解放領域を構造物周りにリング状に設け、その幅を0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8mに変化させて動水圧に及ぼす解放領域の影響を調べた。なお、リングの内径はその面における構造物の外径に等しくとった。図-6はその計算結果の一例を示したものである。加振振動数は5Hzで、振動正面(図-5における0°位置)における動水圧の鉛直分布である。解放領域により、地震時動水圧は下がり、解放領域の幅が0.4m以上になると完全結氷時に比べ約1/2となる。この結果は、実験結果<sup>4)</sup>を定性的に良く説明しているものである。

### f) 破碎領域におけるエネルギー吸収の影響

上では破碎部分を完全に自由表面としてその影響を検討したが、ここではエネルギー吸収領域として検討する。図-7は、エネルギー吸収率 $q_a$ を0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5としたときの正面動水圧の鉛直分布を示している。この場合も加振振動数は5Hzで、リング幅は0.8mとしている。図からわかるように、完全自由表面とした図-6の結果に比較して大幅な動水圧の低減は見られないが、エネルギー吸収率が大きくなるにつれ動水圧が低減している。

## (2) コーン・円筒複合型構造物

### a) 計算モデル

コーンと円筒の組み合わせ型構造物も氷海構造物の形式として一般的である。次に図-8に示すような形状の構造物に関して地震時動水圧を検討する。これから述べる数値計算では、これを周方向に16分

割、縦方向にはコーン部分6分割、円筒部分を14分割した。

### b) 動水圧分布

動水圧分布の一例を図-9に示す。加振振動数は5Hzである。また、氷盤は全面結氷状態を仮定しており、海底面、氷盤下面は完全反射(アドミタンス0)としている。図は、振動の正面を0°とし、周方向0°, 22.5°, 45.0°, 67.5°における動水圧の鉛直分布を示している。特徴的なのは、鉛直壁となっている円筒部分の動水圧が、ほぼ一緒となっている点である。また、コーン部分では、コーンの中間部分に極大値を持つ分布となっており、単純なコーン型構造物の分布性状によく似ている。この結果から、地震時動水圧の観点から見ると、単純コーン型の方が有利な形状ということが出来る。

### c) 破碎による解放領域の影響

コーン型構造物と同様に、構造物の外周にリング状のオープン領域を設け、破碎による圧力解放が動水圧分布に及ぼす影響を調べた。リング幅は、0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5mで、リングの内径はその面における構造物外径に等しくとってある。図-10がその結果を示したものである。図からわかるように、コーン・円筒構造物の場合、コーン型構造物に比べ僅かでも解放領域があると動水圧が大きく減少する。

### d) 破碎領域におけるエネルギー吸収の影響

図-11にエネルギー吸収率を変化させたときの動水圧分布を示す。リング幅は1mとしている。図から、コーン・円筒型構造物の場合、破碎領域におけるエネルギー吸収の影響が小さいことがわかる。このように構造物形状によって氷盤の破碎の影響が大きく異なることは興味深い。図-12はエネルギー吸収率

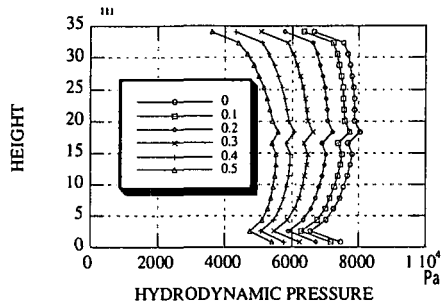


図-7 エネルギー吸収の影響

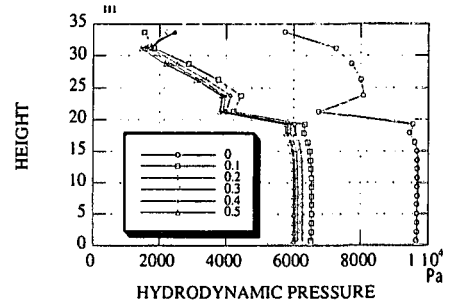


図-10 氷盤の破碎による解放領域の影響

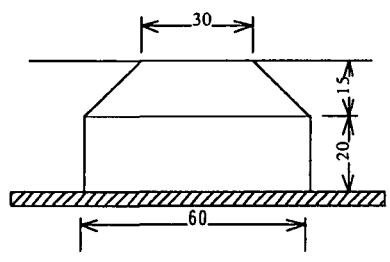


図-8 コーン・円筒型計算モデル

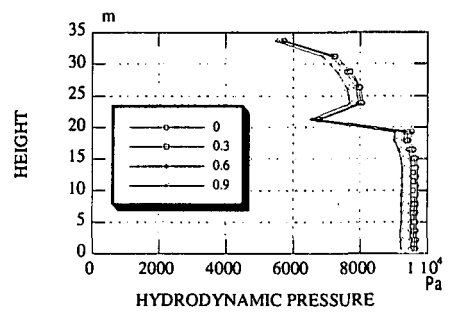


図-11 エネルギー吸収の影響

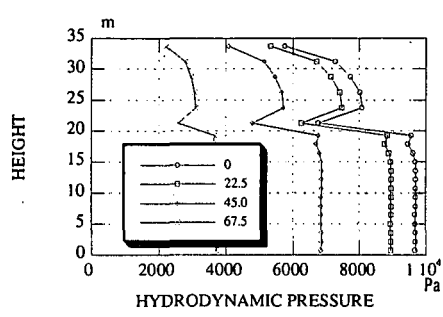


図-9 コーン円筒型構造物の動水圧分布

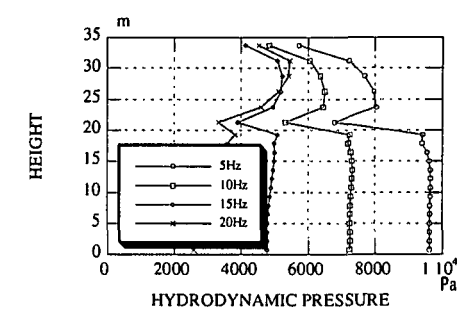


図-12 振動数の影響

を0.3に固定し、振動数を変化させたときの動水圧分布の一例である。振動数が高いほど動水圧の低減効果があることがわかる。

#### 4. 結論

海水の圧縮性、海底、氷盤下面における任意の反射率を考慮した3次元波動のグリーン関数を求めた。そして、系統的な数値計算により、氷盤が動水圧に及ぼす影響を明らかにした。また、氷盤の破碎によるエネルギー開放の影響を考慮した解析を行い、破碎によるエネルギー解放の影響を調べた。この結果、破碎によって構造物周りが完全にオープン状態になると、約1/2程度の動水圧の減少が見られることがわかった。そして、この結果は、大略模型実験の結果と一致するもので、本解析法の妥当性が示されたものといえる。

謝辞：本研究は、社団法人日本海洋開発産業協会(JOIA)が(旧)通商産業省の委託を受けて実施した「海洋石油技術調査 極限海域における海洋構造物

の基礎調査研究 海洋構造物に及ぼす氷荷重に関する研究」の一部をまとめなおしたものである。これを記し、関係各位に深甚なる謝意を表す。特に地震基礎WGのメンバーには有意義な議論をいただいた。

#### 参考文献

- 1) Kiyokawa, T, and Inada, H (1989). "Hydrodynamic Forces Acting on Axisymmetric Bodies Immersed in Ice Covered Sea During Earthquakes," Proc Int Conf Offshore Mech and Arctic Eng, The Hague, Vol 2, pp153-160.
- 2) Kiyokawa, T, Ishikawa, S, Nishigaki, M, and Kurokawa, A (1999). "Analysis of Hydrodynamic Forces Acting on Offshore Structures Surrounded by Ice Sheet During Earthquakes," Proc Int Conf Offshore Mech and Arctic Eng, St. Johns, OMAE99/P&A-1142.
- 3) Kato K., Toyama Y, Yamauchi Y., Kiyokawa T., Nakazawa N., Kurokawa A. (2001). "Ice and Earthquake Loads on a Structure in the Okhotsk Sea," International Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol. 11, No. 4, December 2001 (ISSN 1053-5381)
- 4) 平成10年度海洋石油開発技術調査 極限海域における海洋構造物の基礎調査研究 海洋構造物に及ぼす氷荷重に関する研究成果報告書, (社)日本海洋開発産業協会