

ALE 法による 2 次元動揺数値解析を用いた浮体式 カーテンウォールの動揺・波力特性評価

中野 修*・田中伸和**・榊山 勉**
興野俊也***・大熊義夫****

1. はじめに

火力・原子力発電所の取水口構造物は、深層の清澄な海水を取水するために主として開口部を有するカーテン防波堤式取水口が設置されることが多い。しかしこの構造は、波力を構造部材の耐力や地盤支持力で負担する剛構造となることから、建設地点によっては経済性が影響される構造形式となっている。そこで取水水深の確保という必要機能に着目し、透過波を許容し、波力に対して柔構造とすることで構造の合理化を図る浮体式カーテンウォールを考案した。本構造は、図-1 に示すように浮力を確保するためのタンク部を平板構造で構成し、海底面に設置するアンカーと 2 本の脚（テンションレグ）で連結するもので、常に上向きの浮力の作用により開口高の維持を図る構造である。挙動特性は、アンカーとの連結部に設置されたヒンジ部を中心とした回転振幅運動を行うものである。そこで本研究では、本構造形式の基本的動揺・波力特性に及ぼす影響因子を把握することを目的に 2 次元水理模型実験を実施した。また実海域での波浪、流況場における動揺・波力特性の評価手法の確立を目的に、ALE 法による浮体式構造物と波浪場の連成運動を考慮した数値モデルの開発を行い、浮体式カーテンウォールの動揺・波力機構について考察を加えた。

2. 水理模型実験

(1) 実験方法

実験は、(財)電力中央研究所所有の長さ 51 m×幅 0.9 m×高さ 1.2 m の反射波吸収式 2 次元不規則波造波水路を使用した。実験縮尺は、1/25 とした。実験では、浮体式カーテンウォールの動揺量・波圧・係留力などの水理特性を調べるため規則波および不規則波を作用させた。図-2 に実験装置を、図-3 に浮体式カーテンウォール模型を示す。なお、以下の文中に示す数値は、実機換算値を示す。カーテンウォール模型は、開口高を 5.0 m、天端高を HWL+1.5 m、浮体重量を 58.8 kN/m とした。浮

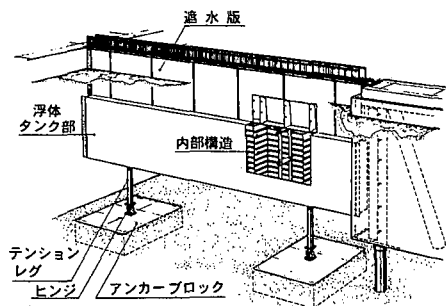


図-1 浮体式カーテンウォール概略構造

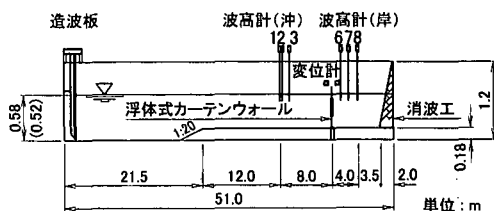


図-2 実験装置

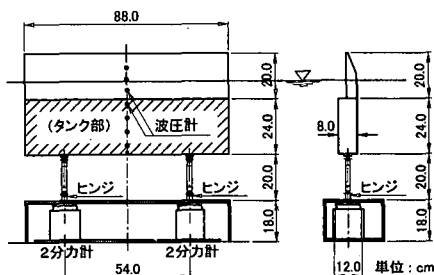


図-3 浮体式カーテンウォール模型

体動揺量に及ぼす影響を調べるため、水深は 2 種類 ($h=14.5$ m (HWL), 13.0 m (LWL)) に変化させた。波浪条件は、水深波長比が 0.09~0.18 程度になるように 4 種類の周期 ($T=8, 10, 12, 14$ s) の規則波を選び、波高を 3 種類 ($H=1.0, 1.8, 3.1$ m) 変化させた。不規則波の場合には有義波周期を 2 種類 ($T_{1/3}=10, 14$ s), 有義波高を 2 種類 ($H_{1/3}=1.0, 1.7$ m) に変化させた。またカーテンウォールの沖側および岸側に 3 台ずつ計 6 台の波高計を設置した。カーテンウォールの動揺量は図-2 に示

* 正会員 修(工) 東電設計(株) 第二土木本部 火力土木部
** 正会員 工 博 (財)電力中央研究所 水理部
*** 正会員 東京電力(株) 電力技術研究所 土木グループ
**** 正会員 東電設計(株) 第二土木本部 火力土木部

すように2台の変位計により、本体に作用する波圧は、カーテンウォール模型前面および背面に7台ずつ設置した計14台の波圧計により、ヒンジ部に作用する力は水路床下に設置した2台の2分力計により測定した。また得られた波圧を積分して波圧合力を求めた。

(2) 実験結果および考察

a) 時系列特性

水深 $h=14.5\text{ m}$ における波高 $H=1.8\text{ m}$ 、周期 $T=12\text{ s}$ の規則波を作用させた場合の水位・波力・天端変位・係留力等の時系列を図-4に示す。浮体中央部水位は、浮体中央部より25 m 沖側の水位からの推定値である。また図中の d^* は、タンク部下端から天端までの距離である。実験を観察した結果、浮体回転運動は波とほぼ同調しており、透過率は90%以上を示した。まず前背面波力差が最大となり、次に前面波力、浮体中央部水位、背面波力が、その後に天端変位と水平係留力が、更にその後に鉛直係留力が最大となる傾向にある。背面波力と浮体部水位はほぼ同位相であり、背面波力の最大値と前面波力のそれとはほぼ一致しているが、 $\Delta t/T \approx 0.05$ 程度背面波力の位相が遅れる傾向にある。この僅かな位相差が前背面波力差を生じさせ、浮体回転運動を引き起こしていると推察される。天端変位と背面波力との位相差は $\Delta t/T \approx 0.30$ 程度であり、背面波力最大時は天端変位がほぼゼロである。また天端変位と水平係留力はほぼ同位相であるが天端変位は前背面波力差より $\Delta t/T \approx 0.50$ 程度遅れて最大となる。鉛直係留力と浮体部水位との位相差は $\Delta t/T \approx 0.55$ 程度であり、浮体部水位がほぼ最小の時、鉛直係留力がほぼ最大となる傾向にある。

b) 動揺特性

図-5に天端変位 δ/H と周期 T の関係を示す。図中には、波種類(規則波、不規則波)および水深が異なる実験結果も併せて示した。また不規則波実験では、 δ , H , T を $\delta_{\max}$, $H_{\max}$, $T_{1/3}$

に対応させ図示した。これより天端変位 δ/H は $T=12\text{ s}$ 付近でややばらついているが、波高の相異にあまり依存せず、周期とともに増大する傾向にある。また天端変位はLWLの方がHWLより大きい。これは、LWLの方がHWLより作用波力は小さいが、それ以上に流体の付加質量が減少するためであると推察される。また不規則波実験での値は、規則波実験のそれより大きい傾向にある。これは規則波実験では、浮体動揺周期と波周期が一致するのに対して、不規則波実験では、浮体動揺周期は浮体の固有周期に引張られて、波周期と浮体固有周期の間へ変化するためと推察される。浮体固有周期を測定したところ、 $T_N \approx 41\text{ s}$ (HWL), 31 s (LWL) となっており、本実験の波周期より大きく、また水深の相異による付加質量の相異が現れた結果となっている。これより不規則波の浮体動揺周期は波周期より大きくなるため、天端変位は規則波実験値より大きくなると推察される。

c) 波圧分布特性

図-6に周期 $T=12\text{ s}$ 、水深 $h=14.5\text{ m}$ (HWL) における前面および背面波力最大時の前面および背面に作用する波圧 p の鉛直分布を p/wH で示す。これより前面および背面の波圧分布はほぼ等しいこと、波高による相異は殆どなく、波圧分布 p/wH はほぼ1本の線にのっていることなどが確認される。また図中に有限振幅進行波第3次近似解による波圧分布も併せて示した。有限振幅理論と波圧実験値は良く一致しており、これは浮体運動が

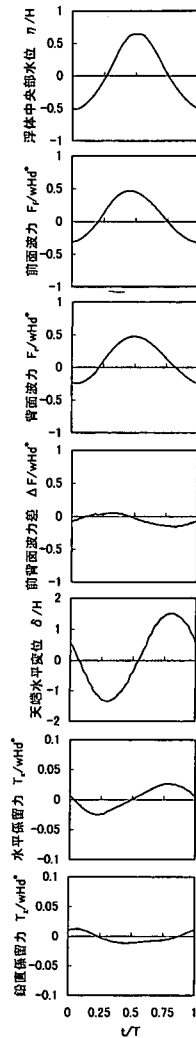


図-4 時系列の例
($H=1.8\text{ m}$, $T=12\text{ s}$, $h=14.5\text{ m}$)

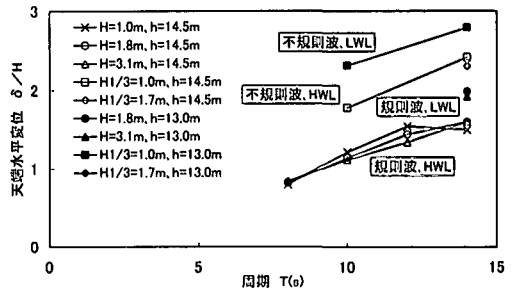


図-5 周期 $T \sim$ 天端水平変位 δ/H 関係

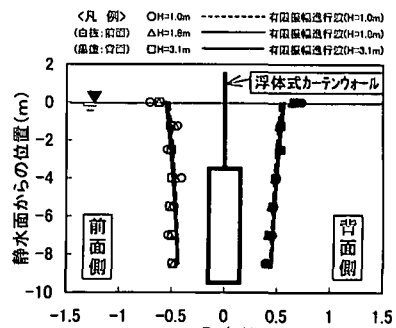


図-6 波圧鉛直分布 ($T=12\text{ s}$, $h=14.5\text{ m}$)

波と同調していることに起因すると推察される。

3. ALE法に基づく2次元動揺数値解析

(1) 解析概要

波と浮体の連成運動に関する解析において、近年 Navier-Stokes 方程式と浮体の連成運動の解析法として座標変換などを用いた方法が開発されつつある。そこで、本研究では、田中・(1996)が開発した ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) 法を適用し、数値解析モデルを、波により構造物が時々刻々と変位する構造物に対して拡張した(田中・榊山, 2000)。以下に支配方程式を示す。

$$\text{流体連続方程式} \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \cdots (1)$$

$$\text{流体運動方程式} \quad \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nu_t \nabla^2 u \quad \cdots (2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \nu_t \nabla^2 w \quad \cdots (3)$$

$$\text{液面保持式} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + u_s \frac{\partial h}{\partial x} = w_s \quad \cdots (4)$$

$$\text{浮体運動方程式} \quad I \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = M \quad (\text{ヒンジ点回り}) \quad \cdots (5)$$

ここに、 u , w : x , z 方向流速, ν_t : 渦動粘性係数, p : 変動圧, h : 水位, u_s , w_s : 水面上の x , z 方向流速, I : ヒンジ点回り慣性モーメント, θ : 浮体回転角, M : ヒンジ点回り合力モーメントである。

数値解析の手順は以下の通りである。まず、①構造物を含む境界を図-7(a)に示す液面と座標軸が一致する境界適合座標系に変換して、連続式と運動方程式 (Navier-Stokes 方程式) から流体場を解く。②これより構造物に作用する流体力(ヒンジ点回り合力モーメント)を算出し、③構造物の運動方程式に基づき、回転変位を算出する。①から③を完全陰的に連続式が収束するまで繰り返し、次の時間ステップに進む。以上のようにして波と構造物の連成運動を解く。図-7(b)に浮体構造近傍

の格子分割を示す。これより浮体剛体運動に伴い格子分割されていることがわかる。

境界条件としては、水面において圧力が大気圧と等しく、風などの外力が作用しない応力解放条件を満足するものとした。また、壁面では固定壁および浮体部においてフリースリップ条件とした。収束計算は、圧力 p の補正量で他の変数を逐次補正していく SIMPLER 法に基づいて行った。また移流項の離散化は、数値粘性の発生を抑制するため、境界線に最も近い点の法線方向を1次、その他を3次風上差分とし、浮体運動方程式の時間積分法は Adams-Bashforth 法を採用した。

(2) 解析条件

表-1に実験結果との比較解析ケースおよび解析に用いた構造物諸元等を示す。開口高、浮体部形状は断面実験と同一とした。計算領域は、構造物位置で6周期分計算できるように、表-1での解析ケース中の最大波長 L に対して、 $7.5L$ ($=1200$ m) に設定し、浮体構造設置位置は、造波側から $2.5L$ (岸側から $5L$) とし、浮体構造物で反射した波が造波境界で再反射して再び浮体構造物に返ってくる手前まで計算した。造波境界は、微小振幅波理論での流速および水位を与えて設定した。格子幅は、 x 方向の格子数を1波長当り100分割になるように設定し、浮体構造物直近を $\Delta x = 0.4$ m として、岸方向または沖方向に向かって徐々に大きくなるようにした。 z 方向格子は格子数を28 ($\Delta z = 0.5$ m) に設定した。時間増分はクーラント条件を満足するよう最も大きい周期 T に対して $\Delta t = T/560$ ($=0.025$ s) で一定とした。

表-1 数値解析ケースおよび解析諸元

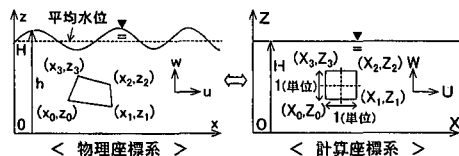
case No.	波種類	波高	周期	水深	開口高	重量	慣性 ^{a)} モーメント	重心 ^{a)} 位置
1	規則波	1.8 m	14 s	14.5 m	5 m	62.5 kN/m	4390.4 kN・m ² /m	8.03 m
2			12 s					
3			10 s					
4			8 s					
5			14 s	13.0 m				

^{a)} ヒンジ点を基準とした値

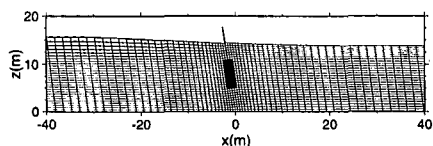
(3) 解析結果

a) 時系列の比較

ケース2 ($H=1.8$ m, $T=12$ s, $h=14.5$ m (HWL)) についての水位、波圧、天端変位、係留力の実験値との時系列比較を図-8に示す。計算値と実験値の比較は、水位計算値の図中第5波目でのゼロアップクロス点を同期させて行った。水位および前面・背面波圧時系列は、ピーク値および位相ともに実験値と計算値が良く一致している。天端変位時系列では、計算値は実験値よりやや小さい結果となっている。また天端変位計算値において、波周期と異なる長周期成分が確認されるが、これは浮体の自由振動成分および計算水路の副振動のいずれかまたは双方に起因するものと推察される。係留力時系列では、



(a) 座標変換



(b) ALE法による格子分割の例

図-7 数値解析モデル

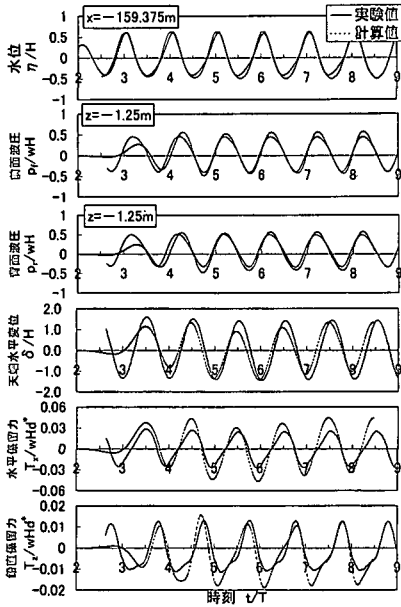


図-8 解析値と実験値の時系列比較 (ケース2)

鉛直方向の最大値は比較的一致しているが、水平・鉛直方向ともに計算値が実験値より振幅が大きい傾向となっている。水平係留力は、天端変位と同様に長周期成分がのっていることが確認される。また計算結果を示していないが、浮体運動方程式の慣性モーメントを実機の1倍、2倍、4倍にした計算も行い、変位特性に及ぼす影響を調べた。その結果、これら天端変位計算値の差は、最大で5%程度であり、顕著な差は見られなかった。このことから、本構造の動揺特性に及ぼす慣性モーメントの影響は小さく付加慣性モーメントの影響が大きいことが確認された。

b) 天端変位・波圧分布

図-9に天端変位 δ/H に対する実験値と計算値の比較を示す。計算値については、(3) a) で述べた長周期成分を除去して比較を行った。これより実験値と計算値は良く一致しており、変位比(実験値/計算値)で0.97~1.23程度であった。またケース2, 4 ($T=12$ s, 8 s)での前面および背面波力最大時の前面および背面波圧分布を実験値と計算値で比較したものを図-10に示す。分布形状を含めて計算値と実験値は良く一致している。また、波力比(実験値/計算値)も前面で1.03~1.06, 背面で0.96~1.05程度と高い精度で再現できており、解析手法の妥当性を確認した。

c) 流況分布

図-11にケース1 ($H=1.8$ m, $T=14$ s, $h=14.5$ m (HWL))の流速ベクトルを示す。ここでは、浮体位置水位がほぼ最大となる時刻($t/T=0.50$)および浮体天端変

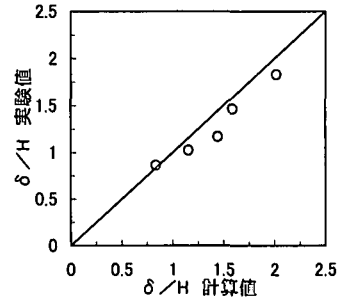


図-9 天端変位の計算値と実験値の比較

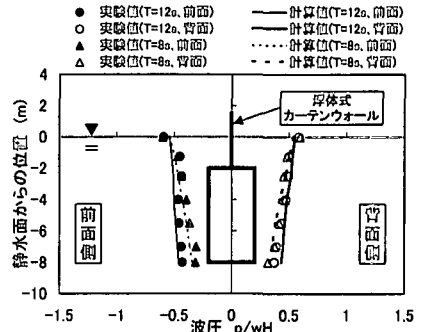
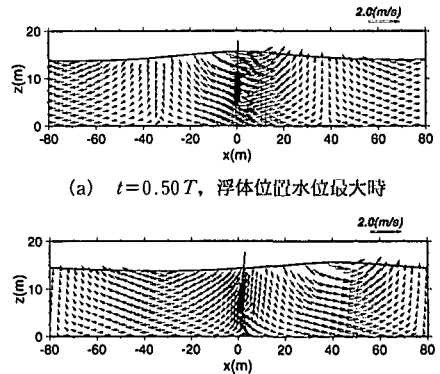


図-10 波圧鉛直分布の計算値と実験値の比較

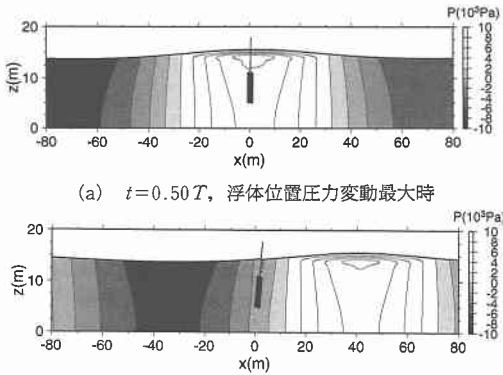
位がほぼ最大となる時刻($t/T=0.75$)における流速ベクトルの変化を示した。図-11において浮体前背面の水位差および浮体があることによる流速ベクトルの顕著な影響は認められず、浮体構造物は波と共に同調して運動しているのが確認できる。また波と浮体構造物との相対速度は小さいため、渦等が発生してないこと、また水位より $t/T=0.25$ 程度遅れて浮体変位がほぼ最大となることも確認できる。またケース1における浮体に作用する波圧分布を把握するため、図-12に流速ベクトルで示した同じ時刻での圧力変動を示す。浮体位置付近の圧力変動が最大時の $t/T=0.50$ において天端変位がほぼゼロ



(a) $t=0.50T$, 浮体位置水位最大時

(b) $t=0.75T$, 天端変位最大時

図-11 流速ベクトルの変化 (ケース1)

(b) $t = 0.75 T$, 天端変位最大時

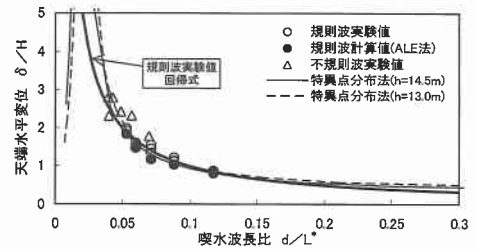
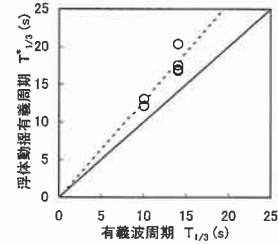
図一12 圧力変動分布 (ケース 1)

でかつ浮体前面の圧力変動がほぼ等しいこと、天端変位最大時の $t/T = 0.75$ で浮体位置付近の圧力変動がほぼゼロになる傾向は実験で見られたものと一致する。また時間の経過と共に圧力分布がほぼ変化せず波と共に移動していることから、浮体運動は波と同調しているのが確認される。

4. 動揺量の推定について

水理模型実験において天端変位は周期とともに増大することが確認されたが、ここでは、水深 h や喫水長 (静止状態でのタンク部下端と静水面との距離) d が異なる場合の諸元を明確にするため、天端変位 δ/H と喫水波長比 d/L との関係を図一13 に整理した。また図中には、特異点分布法および ALE 法による計算結果、規則波実験値の回帰曲線も併せて示した。不規則波に対しては δ , H を $\delta_{\max}$, $H_{\max}$ に、また 2. (2) b) で述べた実験結果から浮体動揺周期が固有周期の影響を受け、波周期と異なることを考慮して、波長 L については浮体動揺周期 T_{δ} から算出した L_{δ} に対応するものとして示した。特異点分布法の解析結果において固有周期は、 $T_N = 45$ s (HWL), 35 s (LWL) となっており、水深または喫水長の変化による付加慣性モーメントの影響が現れた結果となっているが、本実験の周期範囲内では、図一13 における水深の相異による差異は殆どないことが確認される。また同周期範囲内では、実験値は特異点分布法の解析結果と比較的一致している。ALE 法による計算結果も実験値および特異点分布法解析結果と良く一致している。

図一14 に不規則波実験での浮体動揺有義周期と有義波周期の関係を示す。浮体動揺周期は波周期より大きい結果となっており、およそ 1.3 倍程度である。よって波浪条件が与えられれば図一13, 14 から動揺有義周期および回帰曲線より動揺量を推定することが可能であると考えられる。なお動揺量推定の適用に際しては、本実験の波

図一13 天端変位 δ/H ~ 喫水波長比 d/L 関係

図一14 浮体動揺有義周期と有義波周期の相関

浪条件における、 $0.006 < H/L < 0.04$ 程度、喫水長については、 $0.65 < d/h < 0.75$ 程度の条件に限定される。

5. ま と め

本研究によって明らかになった点を示す。

① 水深および喫水長が異なる条件に対して、浮体式カーテンウォールの動揺量は、喫水波長比でほぼ推定できる。不規則波では、固有周期の影響を受け、動揺周期が波周期と異なることを考慮する必要がある。

② 今回新たに開発した ALE 法に基づく二次元動揺数値解析モデルは、動揺量、水位、波圧分布等について実験値とよく一致した。また、計算値の流速ベクトル、圧力、水位の空間分布は水理模型実験を良く説明する結果であった。

数値計算には(株)電力計算センターの神崎 潔氏、実験には(株)八重洲土木技術センターの吉岡武男氏と(株)土木技術開発の関根 満氏の協力を得ました。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 菅 信 (1977): 2次元造波理論, 3次元造波理論, 日本造船学会, 第2回耐航性に関するシンポジウム, pp. 17-40.
- 合田良実・鈴木康正・蜂須賀和吉 (1978): 直立式円筒浮体の波浪中の動揺振幅に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第17巻, 4号, pp. 89-120.
- 田中伸和 (1996): 移動座標系による自由液面の自励振動解析, 電力中央研究所報告, 研究報告, U95034, 32 p.
- 田中伸和・榊山 勉 (2000): 移動座標系による浮体式カーテンウォールの動揺解析, 電力中央研究所報告, 研究報告 (印刷中).