

## 論 文

2016年6月28日に函館沖津軽海峡で発生した  
低層波状雲の事例解析

村松貴有\*

## A Case Study of the Low-Level Wave Cloud

Observed over the Tsugaru Strait off the Coast of Hakodate, Northern Japan on 28 June 2016

Takanari MURAMATSU

## 要 旨

2016年6月28日午後、北海道函館市沖の津軽海峡で雲頂が約200mとごく低い波状雲が現れた。本研究ではこの波状雲を地上及び上空から撮影した写真・動画、数値予報資料、気象衛星画像等を用いて調査した。大気の安定度や水平風の鉛直シアに着目して調べた結果、この波状雲は海面付近の冷氣層（強安定層）を伝播する内部重力波（風下波）に伴って生じたと考えられる。津軽海峡東部で地峡風が発生し冷氣層中で風速が極大となっていたことが、風下波発生に好適な環境場の形成に強く寄与していた。また、地峡風先端部での跳ね水現象が風下波の波源となった可能性が高いことが分かった。

## 1. はじめに

複数の細長い雲が平行に並んだ雲列を波状雲と呼ぶ。代表例は衛星画像で山脈の風下側に見られる波状雲（Fritz（1965）など）である。冬季の日本海上で現れる筋状雲（岡林，1969）のように対流雲を主体とする雲列は一般的には波状雲と呼ばないが、本稿では衛星画像又は地上からの目視観測で雲列が確認できる場合には全て波状雲と呼ぶことにす

る。

世界初の気象衛星 TIROS-1 が米国によって 1960 年に打ち上げられる以前より、地上や航空機から波状雲は観測されてきた（Henry, 1899 ; Colson and Lindsay, 1959 ; Kuettner, 1959）。その後気象衛星画像が定常的に入手できるようになると、波状雲は世界各地で頻繁に発生していることが明らかになった（気象庁気象衛星センター，2000 ; Lutzak,

\* 新千歳航空測候所（現気象庁観測部）

（2017年7月27日受領，2018年11月5日受理）

2013 ; Alexander, 2017). また, 波状雲は対流圏下層から上層までの様々な高度で出現する. 例えば, ジェット気流帯でジェット軸に直交して現れるトランスバースラインと呼ばれる巻雲は対流圏界面付近に現れる (気象庁気象衛星センター, 2000). また, 山越え気流による波状雲は山頂高度より上層側に現れる (Scorer, 1972). 高度 500m 以下の低空に現れる波状雲 (本研究では低層波状雲と呼ぶ) としてはオーストラリア北東部で春季に発生するモーニンググローリーが有名で, 雲底高度は 100m 程度まで低下する時もある (Goler and Reeder, 2004).

波状雲の一般的な成因は内部重力波, ケルビン・ヘルムホルツ (KH) 波, 境界層中のロール状対流, 変曲点不安定の 4 つである. 第 1 の成因の内部重力波は安定成層した大気中 ( $\partial\theta/\partial z > 0$ ; ここで  $\theta$  は温度 [K],  $z$  は高度 [m]) で重力を復元力として上下振動する波である. 内部重力波が伝播する高度に適度に湿った層があると波状雲として可視化される (Queney *et al.*, 1960 ; Fritz, 1965 ; Scorer, 1972). 内部重力波の代表例は山越え気流による山岳波で, 稜線の風下側で気流の強い乱れを伴うと航空事故の原因になる (Carney *et al.*, 1997).

第 2 の成因の KH 波は大気の成層の安定度に対して大きな鉛直シアがある場合に等密度面上で発生する不安定波である. KH 波は航空気象の分野では晴天乱気流の主因とされる (Overeem, 2002 ; 中山, 2005). KH 波による渦の上昇流部に雲ができて雲列を作ることがある (Scorer, 1972 ; Reiss and Corona, 1977 ; Carney *et al.*, 1997).

第 3 の成因のロール状対流は風向・風速の鉛直シアのある大気境界層中における水平の回転軸を持った対流である. 上昇流域と下降流域が線状に交互に並んでおり, 上昇流域に雲ができると雲列となる (Tsuchiya and Fujita, 1967 ; Etling and Brown, 1993 ; Markowski and Richardson, 2010). 上昇流域の走向が鉛直シアベクトルに平行な平行型ロールと直交する直交型ロールに細分できるが, 直交型ロールは鉛直シアの対流抑制 (対流セルが鉛直シアの影響で傾いて構造を維持できなくなる) 効果を顕著に受けるため, 現実の大気中では平行型ロー

ルが卓越する (浅井, 1983).

第 4 の成因の変曲点不安定は水平渦度の鉛直勾配に伴う力学的不安定に起因する大気境界層中のロール渦である (Etling and Brown, 1993 ; Markowski and Richardson, 2010). 環境場の水平風の鉛直分布に変曲点があると, 変曲点高度で水平渦度が極大又は極小となる. このような水平渦度の鉛直分布がありかつ大気安定度が中立~弱不安定 ( $\partial\theta/\partial z \leq 0$ ) の場合, 大気境界層上端での地衡風向にほぼ平行な水平軸をもったロール渦が生じる (Brown, 1970 ; Etling and Brown, 1993 ; 小倉, 1997). そして渦の上昇流部に雲ができると雲列となる (Brown, 1970 ; LeMone, 1973 ; Walter and Overland, 1984).

このように数多くの先行研究によって波状雲の発生メカニズムに関する理解が進んできた. しかし, これらの研究結果の多くは気象衛星画像, レーウィンゾンデ観測, 地上気象観測のように定常的に入手可能なデータあるいは数値実験に基づいている (Kasai, 1965 ; Zheng *et al.*, 1998 ; Eito *et al.*, 2010). 特別な観測計画が実施されて航空機観測等の高精度な観測データを用いて解析されているのは, 冬季日本海上で発生する筋状雲やモーニンググローリーのように, 特定の地域で高頻度に出現する波状雲又は気象災害や航空事故との関連の強い波状雲に限られる (Clark, 1981 ; 村上ほか, 2005 ; Cui *et al.*, 2012). 波状雲以外の現象を主対象として特別観測中だった領域で偶然特徴的な波状雲が発生し詳細に調べられた例はあるが, あくまで偶然の成果であるため報告例は少ない (Edinger, 1966 ; Szantai *et al.*, 2011). すなわち, 入手できる観測データの質や量の制約から, 発生頻度の低い, あるいは防災上の重要性が不明確な波状雲の発生メカニズムについてはこれまで十分に調査されてこなかった.

こうした背景の中, 2016 年 6 月 28 日 13 ~ 19 時頃 (日没のため終わりは不明), 北海道函館市沖の津軽海峡で明瞭な波状雲が現れた (第 1 図). 衛星画像で見るとこの波状雲はほぼ停滞していた. またこの波状雲の北端は函館市の海岸まで伸びかつ発

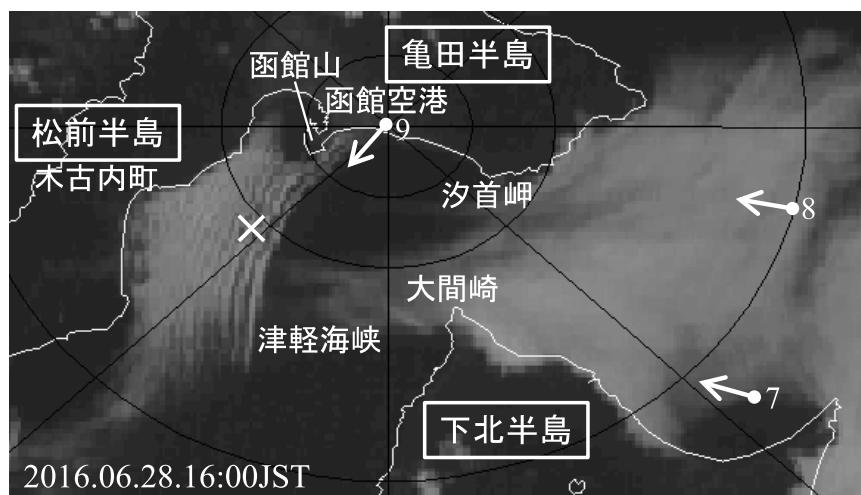
生高度が低かったため、地上から波状雲の写真と動画を撮影することができた。津軽海峡内の低高度におけるこのような停滞性波状雲の報告はこれまでに無い。第1図は2015年7月7日に運用開始となったひまわり8号の可視画像である。可視画像の水平解像度（東西×南北）は従前のひまわり7号の1km×1kmに対し、8号では0.5km×0.5km（いずれも衛星直下点での解像度）に、日本付近の撮影間隔は7号の30分に対し8号では2.5分に向上した。したがって以前より詳細に波状雲の構造や時間変化を捉えられることが期待できる。さらに幸運なことに、地上からの写真に加えて津軽海峡付近を飛行中の航空機からこの波状雲を撮影した写真を入手することができた。写真や動画は雲の輪郭や模様等の特徴を鮮明に捉えられるため、波状雲の解析に大変有益と考えられる。

函館沖の波状雲が停滞性だったのに対して低層波状雲の代表例であるモーニンググローリーは10～15 [m s<sup>-1</sup>]で移動するため (Goler and Reeder, 2004), 発生メカニズムが異なることが推察される。また北米大陸西岸では停滞性の低層波状雲が報告されており、海面付近の安定成層した気流と沿岸地形の相互作用で発生すると考えられているが

(Edinger, 1966 ; Burk and Haack, 2000), 海峡ではない海域で発生しており津軽海峡とは地形的条件が異なっている。

すなわち、第1図の波状雲の発生メカニズムは先行研究の知見では十分に理解できず、津軽海峡で特徴的に発生するメカニズムが寄与して波状雲が発生した可能性がある。よって本研究では、豊富に入手できた観測データの解析によりこの波状雲について詳細に解析し、波状雲発生メカニズムについて新たな知見を得ることを目的とする。

以後、第2章では本研究で使用したデータと解析手法について述べる。第3章では当時の津軽海峡とその周辺での気象状況について述べる。第4章では観測データに基づいて波状雲の波長等の構造を推定する。第5章では本章で述べた波状雲の4つの成因候補から、本事例における波状雲の成因として可能性の高い大気現象を推定する。第6章では第5章で推定した大気現象が当時発生していたと仮定して波状雲の構造と発達について議論する。第7章では波状雲の波源について議論するとともに先行研究の低層波状雲と発生メカニズムを比較する。第8章では全体のまとめを行う。



第1図 2016年6月28日16時の可視画像

同心円は内側より函館空港から10km, 20km, 50kmを示す。7～9の数字を付した矢印は、第7図～第9図の撮影位置と撮影の向きを示す（数字は各図番号に対応）。

## 2. 使用データ・解析手法

気象状況の調査（第3章）には地上天気図と気象庁メソ客観解析（以下、MA）の地上気温及び地上風のデータを使用した。MAの水平解像度は5kmで、地上気温（風）は次の手順で求められる。

- (a) 解析時刻におけるMSMモデル面大気最下層の仮温位と地表面仮温位（モデル面大気最下層の風と地表面での風）から、モニン・オブコフの相似則を仮定して、地上1.5mの気温（地上10mの風）を診断的に求める。なお、地表面での風速は0[m s<sup>-1</sup>]とする（原，2008；草開，2012）。
- (b) (a)で求めた地上気温（風）の水平5km間隔格子点値と地上気温（風）観測値で2次元最適内挿法によるデータ同化を行う。この解析値がMAの地上気温（風）となる（室井・佐藤，2012；石田，2017a）。

さらに、津軽海峡内の大気安定度や水平風の鉛直シアの計算には気象庁局地解析（以下、LA）の気温・温位・風向・風速・ジオポテンシャル高度のデータと、函館空港に離着陸した航空機による航空機自動観測データの気温・温位・風向・風速・観測高度のデータを使用した。LAはモデル面データで水平解像度は5kmである。また、第1表に対流圏下層におけるLAのモデル面高度を示す。

続いて、波状雲の水平波長（第4.1節）と移動（第4.3節）について調べるために、ひまわり8号の可視画像（以下、可視画像）と函館空港滑走路両端（東端・西端）での瞬間風向・風速の観測値、及び函館地方気象台における10分間平均風向・風速の観測値を用いた。可視画像の水平解像度（東西×南北）は衛星直下点から離れるほど低下するため、津軽海峡付近ではおよそ0.5km×0.8kmとなる。また、波状雲東端部における雲の輪郭、雲頂・雲底の高度、雲の模様を調べるために（第4章，第5.4節）、函館航空気象観測所（函館空港旅客ターミナルビル東隣の建物）から撮影された写真と動画を使用した。本研究では特に雲の模様の動きを分析して、波状雲の成因の検証（第5.4節）や構造の解析（第6.1節）、波源の検証（第7.1.3項）に利用した。また、津

軽海峡での雲の分布を詳しく調べるために（第4.1節）、津軽海峡の東を飛行中の航空機から撮影された写真を使用した。

波状雲の成因の調査（第5章，第6章）では、まず第1章で述べた4つの大気現象（内部重力波、KH波、ロール状対流、変曲点不安定）を波状雲の成因候補とし、大気安定度や水平風の鉛直シアーに特に着目して、当時それらの大気現象が発生し得たのかを検討する。そして波状雲の成因として可能性が高い現象を絞っていく方法を採用した。内部重力波発生の検証にはブラントバイサラ振動数( $N$ )、KH波発生の検証にはリチャードソン数( $Ri$ )、内部重力波の風下への伝播の検証にはスコラー数( $I$ )を使用し、これらは全てLAから計算した。またロール状対流発生の検証のために、気象庁局地数値予報モデル（以下、LFM）予報値の地上気温とLFMの下部境界条件として用いられた海面水温データ（予報期間中変化しない）を使用した。LFM予報値の水平解像度は2kmである。また、

第1表 津軽海峡（第1図の×地点）におけるLAのモデル面高度

大気最下層のモデル面の番号を1とし、高度1500m以下のモデル面番号とその高度を全て示す。高度は小数第1位を四捨五入している。

モデル面番号	高度 [m]
1	20
2	65
3	123
4	199
5	293
6	405
7	535
8	683
9	849
10	1033
11	1235
12	1455

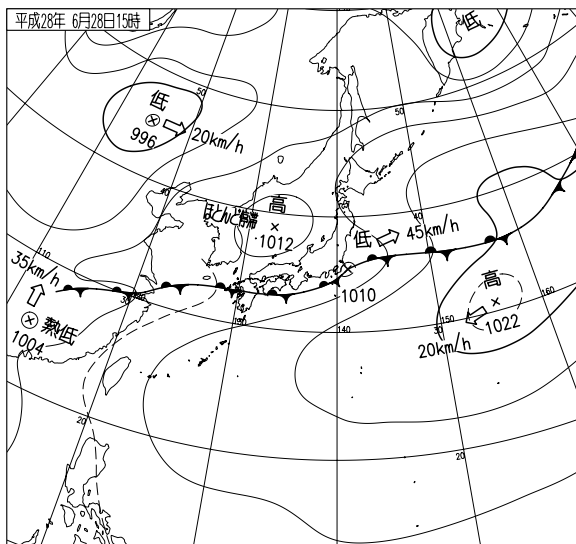
LFMの地上気温はMSMと同様の手法(各予報時刻で算出されることを除き、前述(a)の方法)で診断的に求められる(石田, 2017b)。

さらに波状雲の波源や発生位置の変動要因を調べるために(第7.1節)、標高データ(米国地質調査所提供のGTOPO30)、LFM予報値の海面更正気圧と地上及び1000hPa面での風向・風速・鉛直風速(鉛直風速は1000hPa面のみ)、函館航空気象観測所における現地気圧の観測値(6秒ごとの瞬間値)を使用した。GTOPO30の水平解像度は1kmである。

### 3. 気象状況

2016年6月28日15時の地上天気図(第2図)を見ると、北海道南西部は太平洋の高気圧に覆われている。また津軽海峡東の太平洋上には陸上より低温の冷気があり、津軽海峡に流入している(第3図)。太平洋上には海面水温(図略)より高温の南よりの風が流入していることから、海面からの冷却効果があったと考えられる。

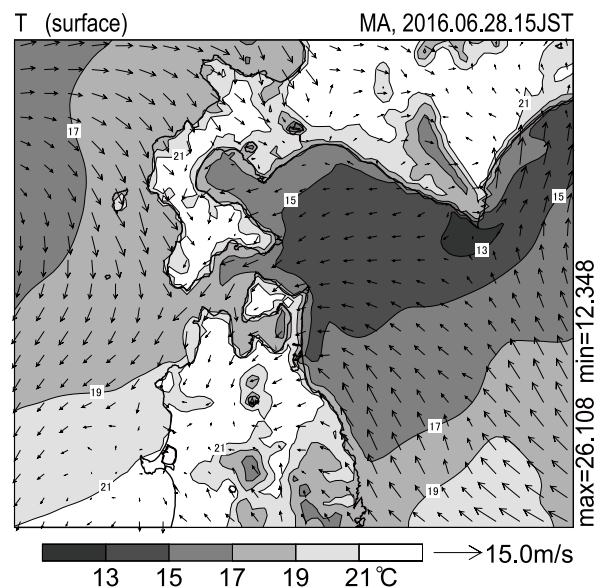
津軽海峡周辺の温位の分布(第4図a, b)を見ると海面付近で等温位線が混んでおり、強安定層を形成している。この層が冷気層に対応する。温位



第2図 2016年6月28日15時の地上天気図

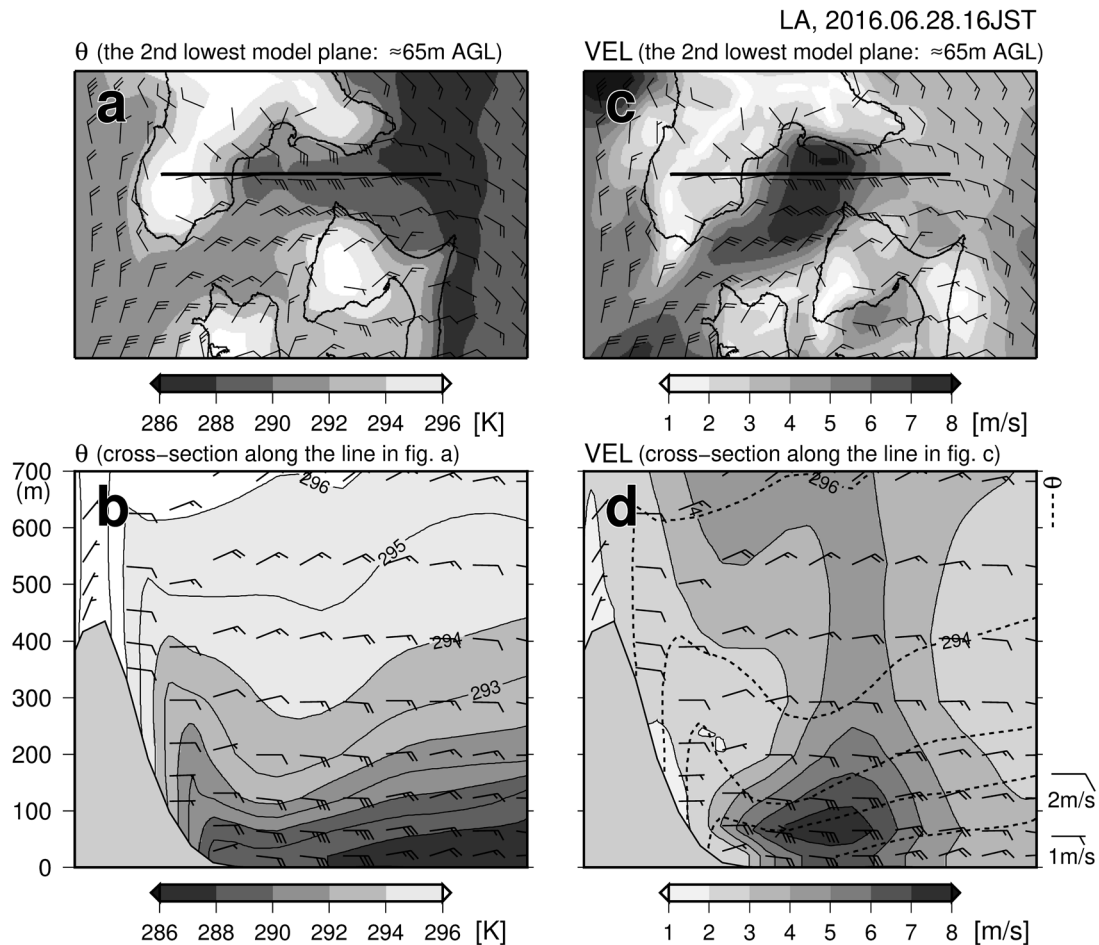
293K線を目安にすると、津軽海峡へ東から流入する冷気層の厚さは高度200m程度である。また、大間崎の西で等温位線が降下していることから、津軽海峡最狭部(汐首岬-大間崎)を通過した冷気は下降しながら函館沖に達し、その後再び上昇したことが示唆される。次に風速の分布を見ると(第4図c)、津軽海峡最狭部から函館山(位置は第1図参照)の南にかけて風速が大きい。断面図(第4図d)では、等温位線の凹んだ場所で冷気層内の風速が最大になっている。冷気層内ではほぼ東風でその上空も東～北東風になっていることから、風向の鉛直方向における変化は小さい。

第5図に函館空港に離着陸した航空機による航空機自動観測データを示す。高度30～150mの120mで温位に5～7Kの差があるので、温位鉛直勾配( $\partial\theta/\partial z$ )は $4.2 \times 10^{-2} \sim 5.8 \times 10^{-2} \text{ [K m}^{-1}\text{]}$ である。この中間値の $5.0 \times 10^{-2} \text{ [K m}^{-1}\text{]}$ は標準大気の $\partial\theta/\partial z$ ( $= 3.3 \times 10^{-3} \text{ [K m}^{-1}\text{]}$ )(加藤, 2017)の約15倍に相当することから、非常に安定な成層状態だったことが分かる。一方、LA(第4図b)から見積もられる函館沖高度100m付近の冷気層の $\partial\theta/\partial z$ は約 $4 \times 10^{-2} \text{ [K m}^{-1}\text{]}$



第3図 2016年6月28日15時の地上気温[°C]と地上風[m s<sup>-1</sup>]

MAより作成。



第4図 2016年6月28日16時のLAによる (a) モデル面大気第2層の温位 [K], (b) 温位の鉛直断面図 ((a) 図の直線的位置), (c) モデル面大気第2層の風速 (VEL) [ $\text{m s}^{-1}$ ], (d) 風速の鉛直断面図 ((c) 図の直線的位置)

各図中の矢羽は水平風を示す. また, 図中の AGL は Above Ground Level の略.

で, 航空機自動観測データから求めた値よりもやや小さい. しかしながら, LA でも海面付近の冷氣層をよく表現できていたと考えられる.

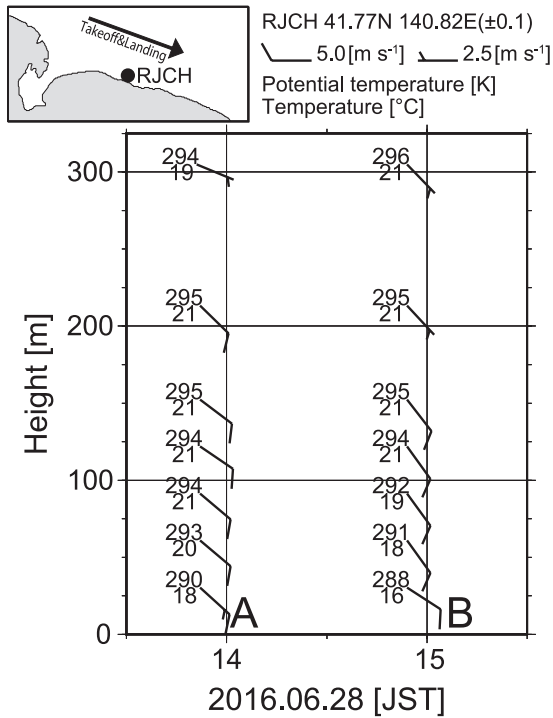
このような津軽海峡内での気温や風速の分布は, 津軽海峡及びその周辺地域での強風について調査した Shimada *et al.* (2010 ; 2012) と類似している. 彼らはこの地域での強い東風の成因を総観規模の西向き気圧傾度力と津軽海峡で発生する地峡風 (Arakawa, 1968 ; 荒川, 2006) で説明した. 津軽海峡周辺の地形の影響で生じた冷氣層の厚さの東西差が津軽海峡内やその周辺での西向き気圧傾度力を強めて東風が加速されるという地峡風形成メカニズムである. したがって, 第4図 c, dに見られる津

軽海峡最狭部西側の強風域の形成には地峡風が関与していた可能性が高い.

#### 4. 波状雲の構造

##### 4.1 形状・波長

波状雲は当日13時頃に木古内町の東約15kmの沖に発生し, 16時には第1図のように拡大した. 第1図では西端部での波状雲の縞模様は不明瞭である. 西端部では水平波長が短い, 又は鉛直方向の振幅が小さいため可視画像で不明瞭になったと思われる. 波状雲が最も明瞭だったのが16時頃であり, かつ入手できた写真や動画の撮影時刻も16時前後であるため, 本研究では16時の東端部5か所にお

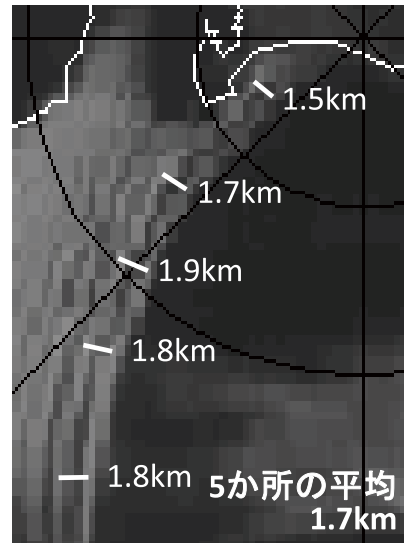


第5図 函館空港 (RJCH) から緯度・経度 0.1° 以内で得られた航空機自動観測データによる温位, 気温, 風向, 風速の高度分布

A は着陸機, B は離陸機. プロットした高度 [m] は電波高度計による値 (地表面からの実距離). ただし, 300m 以上は函館空港の高度計規正值 (QNH) で補正した気圧高度計による値. 左上地図の矢印は当時の離着陸の向きを示す.

ける水平波長 (雲頂同士の間隔) を可視画像から推定し, その平均値である 1.7km を水平波長とする (第6図).

第7図と第8図は当時津軽海峡の東を飛行していた航空機から撮影された写真である. これらの写真から, 津軽海峡の中央部で南北に近い走向をもつ波状雲が発生しているのが分かる. また, 大間崎の手前で下層雲の雲頂が波打ち (第7図), 下層雲が亀田半島を回り込んで津軽海峡に流入していることから (第8図), 下層風は亀田半島や下北半島の地形の影響で変形して流路幅を狭められながら津軽海峡に流入していたと考えられる. このような特徴は津軽海峡とその周辺地域での地峡風について数値実験で調べた Shimada *et al.* (2012) の指摘と整合し



第6図 2016年6月28日16時の可視画像による, 波状雲東端部の水平波長の推定図

白線5か所の平均値 (1.7km) を水平波長とする. 同心円は内側より, 函館空港から 10km, 20km.

ている. また, 津軽海峡内では波状雲の手前の下層雲にも薄い縞模様が見えるが (第7図), その走向は波状雲と直交している.

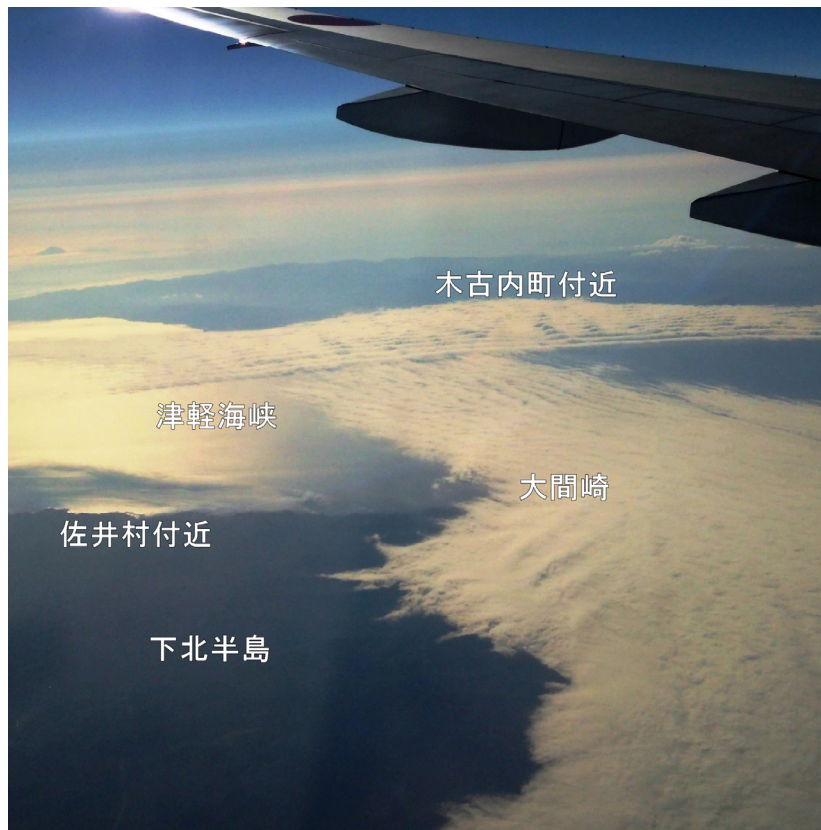
次に地上から撮影した写真 (第9図) を見ると, 波状雲は上に凸の曲線的形状をしていたことが分かる. 弧状の雲頂の輪郭は明瞭だが, 雲底はややぼやけている. これは当時, 雲底より下の高度の視程は 10km 程度で, 雲頂より上の高度と比べて見通しが悪かったためと考えられる.

#### 4.2 雲頂高度・雲底高度

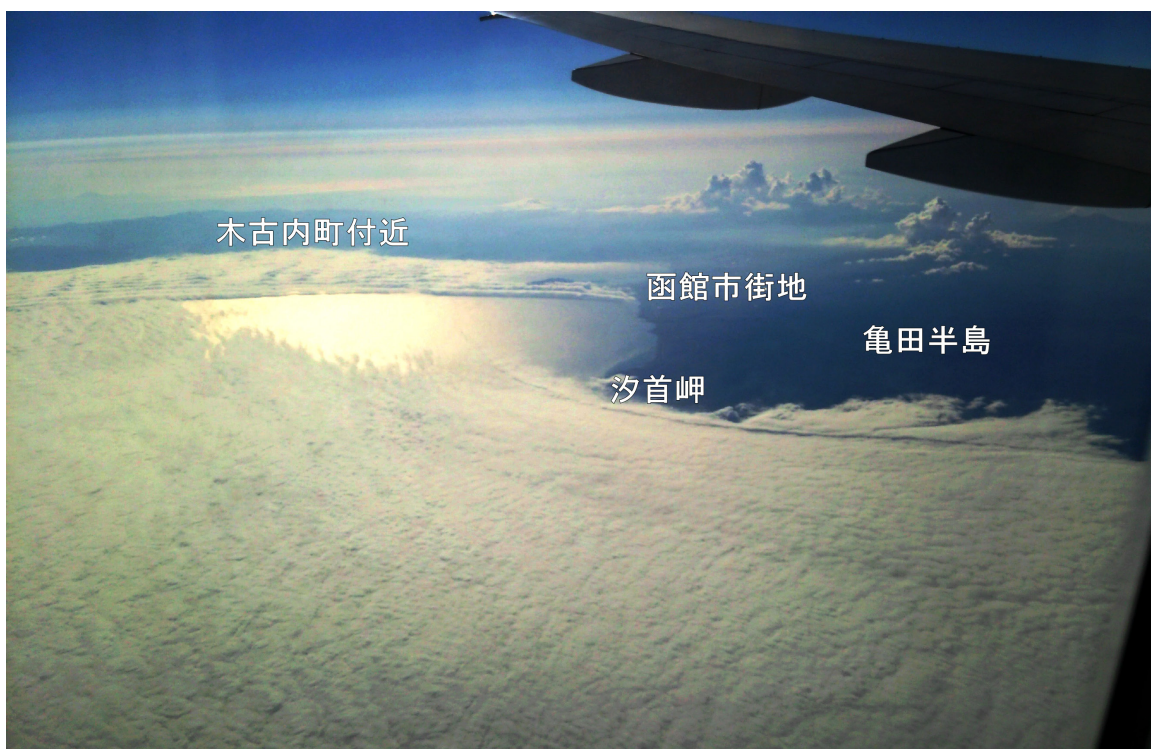
まず函館航空気象観測所屋上 (標高 50m) から撮影した写真 (第10図) を用いて雲頂高度を推定する. 第10図bを見ると, 函館山の標高 280m 以上の地表がわずかに雲の上に見えている. 函館航空気象観測所から第10図bの標高 280m 以上の地表までの距離は 9.5km, 波状雲の雲頂までの距離は 6km である (第10図c). これらから, 波状雲の雲頂高度は約 200m であったと推定できる (第10図d).

次に雲底高度を推定する. 第10図e中央下部の煙突は函館航空気象観測所から見て波状雲とほぼ同





第7図 2016年6月28日16時11分に大間崎の東を飛行中の旅客機から撮影した写真  
四宮茂晴氏より提供。撮影位置と撮影方向を第1図中の矢印7で示す。

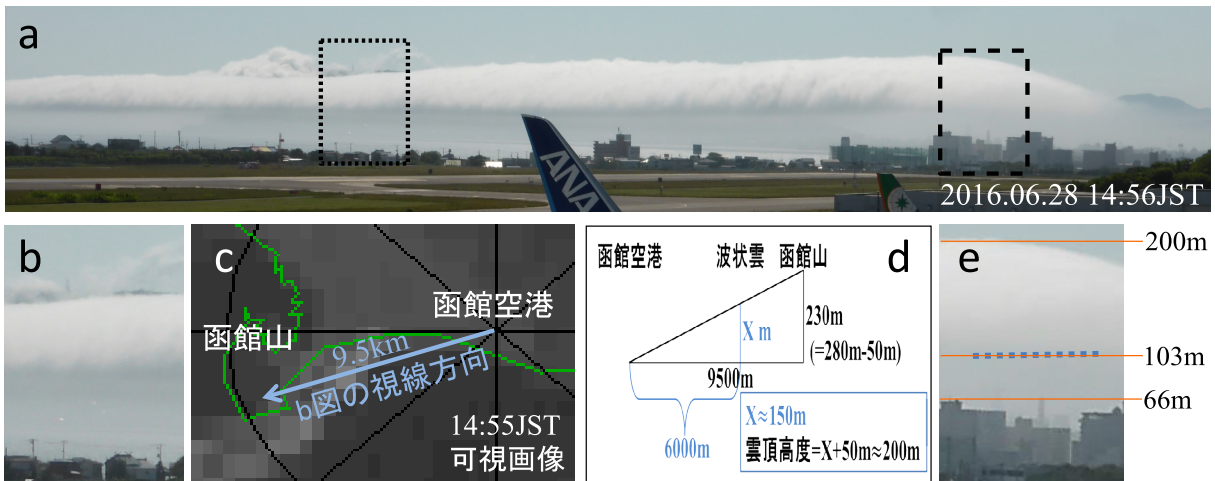


第8図 2016年6月28日16時13分に亀田半島の東を飛行中の旅客機から撮影した写真  
四宮茂晴氏より提供。撮影位置と撮影方向を第1図中の矢印8で示す。





第9図 2016年6月28日16時27分に函館航空気象観測所屋上から撮影した波状雲東端の雲  
著者による撮影。撮影位置と撮影方向を第1図中の矢印9で示す。



第10図 波状雲の雲頂高度と雲底高度の推定に用いた資料

(a) 函館航空気象観測所屋上から著者が撮影した波状雲東端の雲の写真。14時56分撮影。(b) (a) 図の点線部の拡大写真。(c) 14時55分の可視画像。円の半径は10kmで中心が函館空港。函館空港から見て(b) 図の方向を青矢印で示す。(d) 雲頂高度の推定図。直角三角形の相似条件より、 $X$  は約150m。 $X$  に加算した50mは撮影場所の標高。(e) 雲底高度の推定図。これは(a) 図破線部の拡大写真で、(e) 図の点線は雲底である。

じ距離にあるため、高度の推定に利用できる。煙突上端は標高66m(地表の標高7m+煙突59m)である。ここで雲頂高度を200mとすると、写真上の長さの比から雲底高度は約100mであったことが分かる。

### 4.3 回転方向・移動方向

第11図は波状雲東端の雲を撮影した動画から作成したスナップ写真である。第11図中の楕円で囲った雲の模様を追跡すること

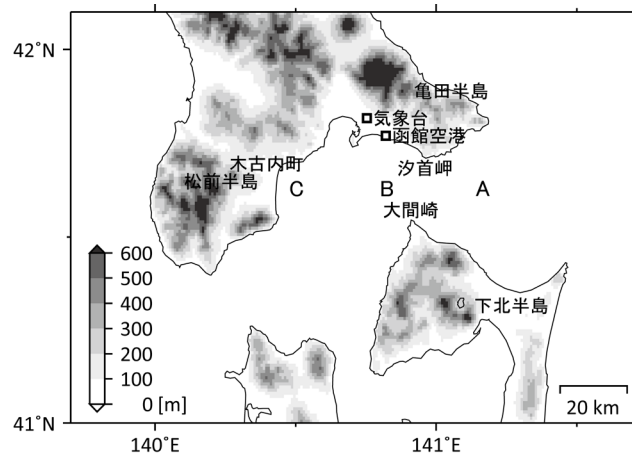
で、波状雲の回転方向と南北方向への移動を調べた。印をつけた模様は時間とともに西側の雲頂に向かって上昇しているため、雲は北から見て右回りに回転していたと考えられる。回転速度に関しては第5.4節で述べる。また、手前の建物と位置を比較すると模様は少しずつ右に動いているので、雲は北向きにも動いていたと考えられる。これは当時、函館地方気象台(位置は第12図参照)で南よりの海風を観測していたことと整合する。

13～19時にかけて波状雲はほぼ停滞していた



第11図 2016年6月28日15時08分に函館航空気象観測所屋上で著者が撮影した動画から抜き出した写真

右下の秒数は一番左の写真からの経過時間。ほぼ西向き(260°)に撮影した。本研究で注目した雲の模様を楕円で囲っている。また、右端の図の橙色線は上から順に雲頂高度、13秒経過時における雲の模様下端の高度、雲底高度の各推定値である。



第12図 津軽海峡周辺の標高図

GTOPO30により作成。「気象台」は函館地方気象台の位置を示す。図中A～Cのアルファベットは第2表の計算地点と対応する。

が、13時00分～13時50分と16時10分～17時30分には東進が見られた。15～18時の可視画像(第13図)を見ると、16～17時の間に波状雲東端部が函館空港の南を東進したことが分かる。そして函館空港ではこの東進を捉えたと思われる風向風速の変化が観測できた(第14図)。特に滑走路東端では風向変化前は5[m s<sup>-1</sup>]前後の風速であったが、変化後は1～2[m s<sup>-1</sup>]に減速している。風向変化は滑走路西端では16時25分頃、同東端では16時45分頃であり、各端の風向風速計の直線距離が2.5kmなので、時速7.5km(～2.1[m s<sup>-1</sup>])で波状雲に伴う位相が通過したと推定できる。なお雲自体は上陸してすぐ消散しており、函館空港の上空に

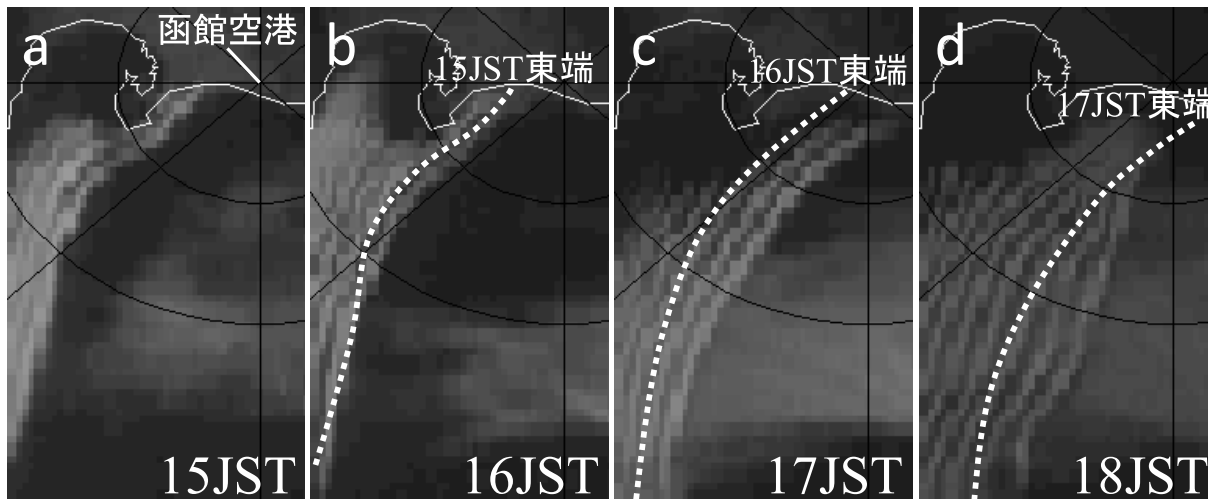
はかかっていなかった。この時刻付近に波状雲東端の雲が通過したことは16時27分に函館航空気象観測所屋上(滑走路西端の風向風速計から東750mの位置)で撮影した第9図からも確認できる。

## 5. 発生原因の検証

本章では大気状態についての考察から、第1章で挙げた4つの大気現象が波状雲の成因として適合するかを検証する。

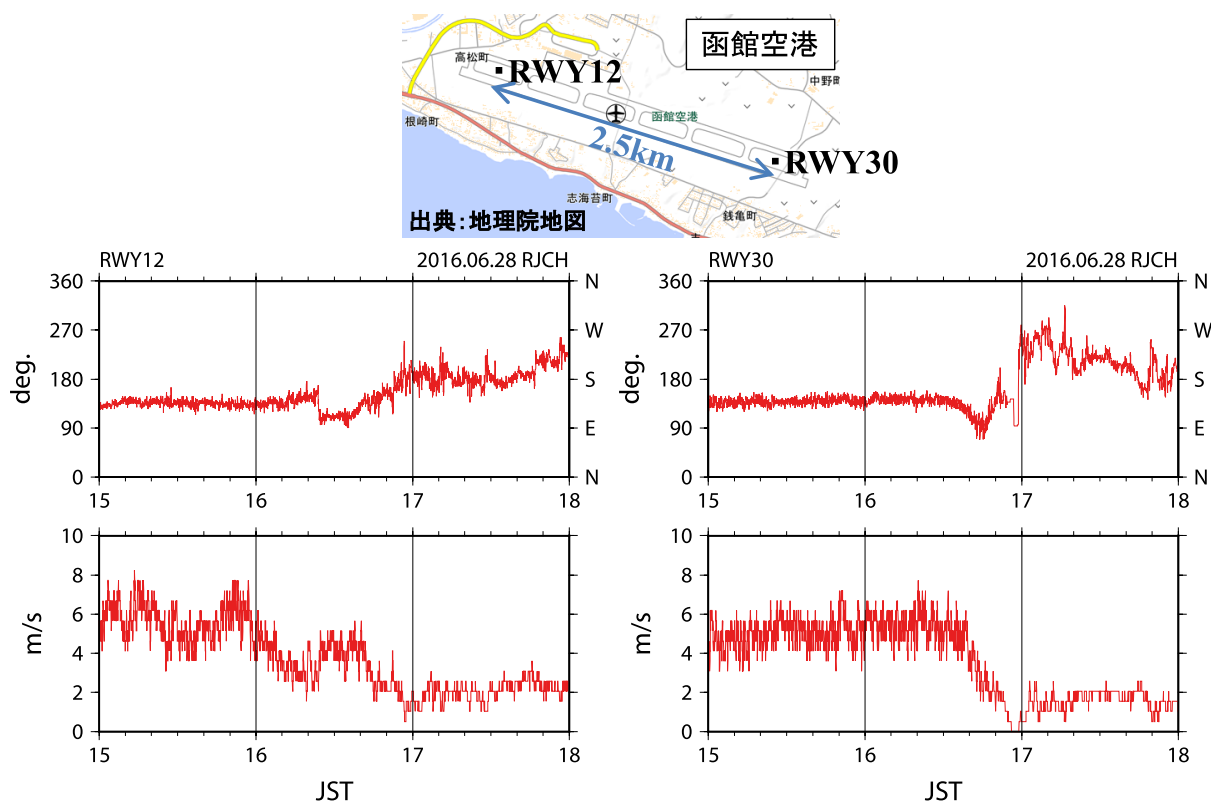
### 5.1 KH波

KH波発生の指標であるリチャードソン数  $Ri$  は次式で計算される(Miles and Howard, 1964)。



第13図 2016年6月28日15～18時の1時間ごとの可視画像

(b), (c), (d) 図には, 1時間前の波状雲東端の位置を点線で示す. 同心円は内側より, 函館空港から10km, 20kmを示す.



第14図 2016年6月28日15～18時における函館空港の滑走路西端(RWY12)と東端(RWY30)における瞬間風向[°]と瞬間風速[m s<sup>-1</sup>]の観測値

各端の風向風速計の距離は2.5km.

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$$

ここで、 $N$ はブラントバイサラ振動数 [ $s^{-1}$ ],  $u$ は東西風速 [ $m s^{-1}$ ],  $v$ は南北風速 [ $m s^{-1}$ ]である。また、 $N$ は以下の式で計算される。

$$N = \left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ここで、 $g$ は重力加速度 [ $m s^{-2}$ ]である。 $Ri$ は成層が安定なほど大きく、鉛直シアーが大きいほど小さくなる無次元量で、流れの安定性の尺度として用いられる。KH波発生のための必要条件は  $Ri < 0.25$  である (Miles and Howard, 1964)。

第15図にLAから計算した  $N$ と  $Ri$ の高度分布を示す。 $N$ は冷気層内で大きくその上空で減少している。また  $Ri$ は高度100~200mで0.4~2となっており、他の高度より相対的に小さい。一般に、鉛直分解能が200mより粗いデータで計算した  $Ri$ はKH波発生の指標にならないが (Browning, 1971; 中山, 2005), 本研究で  $Ri$ の計算に使用したLAの鉛直分解能は200mより十分細かい (第1

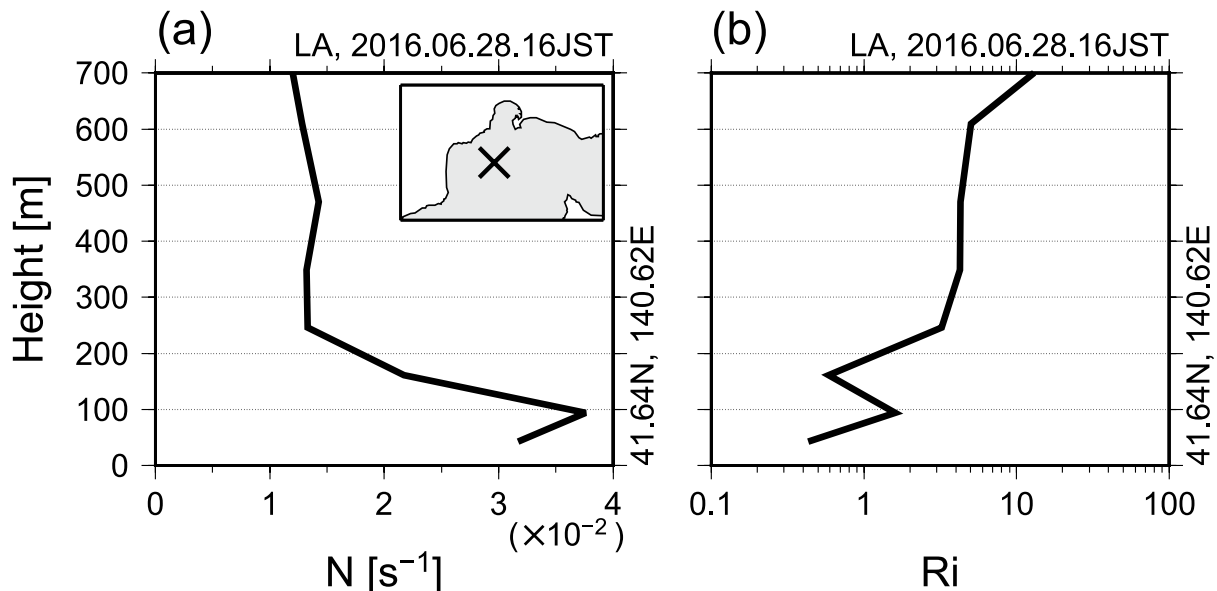
表)。したがって、 $Ri$ は0.25より十分大きいことから、KH波の発生は考えられない。

また1つのKH波の寿命は数分程度と短いので (中山, 2005), KH波に伴う個々の雲も数分間で消滅する。しかしながら、本事例の波状雲を構成した個々の雲は数時間持続した。この点も踏まえて、KH波は本事例の波状雲の発生原因ではないと考えられる。

## 5.2 ロール状対流

ロール状対流は鉛直シアーのある大気境界層中で生じる対流で、鉛直シアーと安定度が大きいほど平行型ロールが卓越する (浅井, 1983)。しかしながら、いずれの場合も条件付き不安定 ( $\partial\theta/\partial z > 0$  かつ  $\partial\theta_e^*/\partial z < 0$ ; ここで  $\theta_e^*$ は飽和相当温位 [K]) 又は絶対不安定 ( $\partial\theta/\partial z < 0$ ) であることが必要条件である。

LAでは本事例の波状雲が発生していた海上の高度200m以下は絶対安定 ( $\partial\theta_e^*/\partial z > 0$ ) だったので (図略), これらの対流の発生は考えられない。また、当日13~19時の函館沖津軽海峡におけるLFM地



第15図 2016年6月28日16時の津軽海峡 (a図右上地図の×地点)における (a)  $N$ 及び (b)  $Ri$ の高度分布

各値は隣り合う2つのモデル面から計算し、2つのモデル面の中間高度にプロットしている (例えば、モデル面大気第1層と同第2層から求めた  $N$ は、第1層と第2層の中間高度にプロットした)。LAより作成。

上気温は 16 ~ 17 °C で、LFM の下部境界条件の海面水温は 16.5 ~ 17 °C であった (図略)。時刻によっては海面水温の方が 0.5 °C 程度高い場所もあったが、当時  $\partial\theta/\partial z \approx 4 \times 10^{-2}$  [K m<sup>-1</sup>] だったことを考えると (第 3 章)、高度 200m 付近まで絶対不安定化したとは考えられない。以上から、ロール状対流も本事例の波状雲の成因ではないと考えられる。

### 5.3 変曲点不安定

変曲点不安定によるロール渦は大気成層が中立 ~ 弱不安定の場合に大気境界層上端の地衡風向にほぼ平行に生じるが (Brown, 1970 ; Etling and Brown, 1993 ; 小倉, 1997)、本事例の海面付近の大気は安定成層していた。また、大気境界層上端高度を波状雲の雲頂高度 (200m) と考えた場合、当時の雲列の走向はほぼ南北 (第 1 図) で、高度 200m 付近の風向 (第 4 図 b, d の矢羽) に直交していた。したがって、変曲点不安定も本事例の成因ではないと考えられる。

### 5.4 内部重力波

内部重力波は安定成層した大気中で重力を復元力として上下振動する波である。内部重力波の角振動数を  $\omega$  [s<sup>-1</sup>] とすると、大気中に存在する内部重力波の  $\omega$  は  $\omega < N$  の関係を必ず満たす。これは内部重力波の発生を検討する上で不可欠な条件である。

そこで、本事例の波状雲は海面付近の冷気層中を伝播する内部重力波に伴う雲であったと仮定し、第 11 図で印をつけた雲の模様の追跡により  $\omega$  を推定する。 $\omega$  の推定のためには、内部重力波の上端と下端 (以降、山と谷と呼ぶ) の高度をあらかじめ推定しておく必要がある。本事例の場合、内部重力波の山の高度としては雲頂高度 (200m) を推定値として用いることができる。しかし、波状雲の谷の部分には雲が無いので、内部重力波の谷の高度を推定できない。そこで本節では、少なくとも海面 (高度 0m) ~ 雲底 (100m) の間に内部重力波の谷があったと仮定して、当時の波状雲の  $\omega$  の存在範囲を推定する。

まず、内部重力波の波形が正弦波形であったと仮定して波形を表す式を導出する。第 11 図の 0 秒の写真では雲の模様の下端は雲底にあり、その後上昇している。雲頂を 200m、雲底を 100m とすると、13 秒後には 34m 上昇したと考えられる (第 11 図右端の写真)。すると、谷が雲底高度にある場合と海面にある場合の波形は、それぞれ第 16 図 a と b のようになる。これらの波形を表す式は、

$$y = \left(100 - \frac{h}{2}\right) \sin\left(x - \sin^{-1}\left(\frac{h}{200-h}\right)\right) + \frac{200+h}{2} \quad (1)$$

である。ここで  $y$  は雲の模様下端の高度 [m]、 $x$  は雲の模様下端の位相角 [rad]、 $h$  は内部重力波の谷の高度 [m] である。また、第 11 図の 0 秒、13 秒における  $x$  を  $x_1$ ,  $x_2$ 、同じく  $y$  を  $y_1$ ,  $y_2$  とする。(1) 式の右辺第 1 項ではどの  $h$  を選択した場合 (ただし  $0 \leq h \leq 100$  [m]) でも  $(x_1, y_1) = (0, 100$  [m]) になるように  $\sin^{-1}(h/(200-h))$  で位相を調節している。また、右辺第 2 項は内部重力波の上下振動の中心高度を与える。今、0 秒では雲の模様下端が雲底にあるとしているので  $y_1 = 100$  [m] であり、13 秒後には 34m 上昇したと考えているので  $y_2 = 134$  [m] である。そこで、13 秒間での位相角の進行 ( $x_2 - x_1 = x_2$ ) を求めるために (1) 式に  $(x, y) = (x_2, 134$  [m]) を代入すると、

$$x_2 = \sin^{-1}\left(\frac{68-h}{200-h}\right) + \sin^{-1}\left(\frac{h}{200-h}\right)$$

が得られる。さらに  $\omega = x_2 / 13$  なので、上式は

$$\omega = \frac{1}{13} \left( \sin^{-1}\left(\frac{68-h}{200-h}\right) + \sin^{-1}\left(\frac{h}{200-h}\right) \right) \quad (2)$$

と書ける。そして (2) 式を  $0 \leq h \leq 100$  [m] の範囲で解くと、 $2.7 \times 10^{-2} \leq \omega \leq 9.6 \times 10^{-2}$  [s<sup>-1</sup>] という  $\omega$  の存在範囲を得ることができる。

高度 200m 以下の冷気層中で最大の  $N$  が  $38 \times 10^2$  [s<sup>-1</sup>] (第 15 図 a) であることと、 $\omega < N$  の条件を合わせて考えると、内部重力波の谷の高度が不明であるものの、 $2.7 \times 10^{-2} \leq \omega \leq 3.8 \times 10^{-2}$  [s<sup>-1</sup>] の内部重力波は当時の冷気層中に存在した可能性がある。一方、前節までの考察から、KH 波、平行型及び直交型ロール状対流、変曲点不安定によるロール渦が発生し



ていた可能性は低い。よって次節以降では、本事例の波状雲の成因は内部重力波であったと仮定して議論を進める。また、内部重力波の谷の高度については次節で検討する。

6. 内部重力波の谷高度と風下への伝播

6.1 谷高度の推定

内部重力波の位相速度と環境場の風速が相殺することで波状雲が停滞したと考えられる(小倉, 1997)。本節ではこの停滞波の性質を用いて、内部重力波の谷の高度の推定を試みる。

2次元の内部重力波の水平方向への位相速度  $C_x$  は以下の式で与えられる。

$$C_x = \pm \frac{N}{(k^2 + n^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

ここで、 $k$  は水平波数 [ $m^{-1}$ ]、 $n$  は鉛直波数 [ $m^{-1}$ ] である。 $k$  は水平波長を 1.7km とすると以下のように求めることができ、

$$k = \frac{2\pi}{1.70 \times 10^3} \approx 3.7 \times 10^{-3} \text{ [m}^{-1}\text{]}$$

となる。また LA から函館沖津軽海峡の東西風速  $u$  は  $-8 \sim -7 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$  (負は東風) と推定できるので(第 4 図 c, d),  $u = -7.5 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$  と仮定し、さらに  $C_x = -u$  で南北の走向をもつ波状雲が停滞したと考えると、 $C_x = 7.5 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$  となる。そして、この  $k$  と  $C_x$  を(3)式に代入して  $n$  を求めると、

$$n = \left( \frac{N^2}{C_x^2} - k^2 \right)^{\frac{1}{2}} \approx 3.5 \times 10^{-3} \text{ [m}^{-1}\text{]}$$

となる。ここで、 $N$  は第 15 図 a の最大値 ( $3.8 \times 10^{-2} \text{ [s}^{-1}\text{]}$ ) とした。

次に  $\omega$  を計算する。内部重力波の分散関係式は以下の式で与えられる。

$$\omega^2 = \frac{k^2 N^2}{k^2 + n^2}$$

この式に上で求めた  $k$ ,  $n$ ,  $N$  を代入すると、

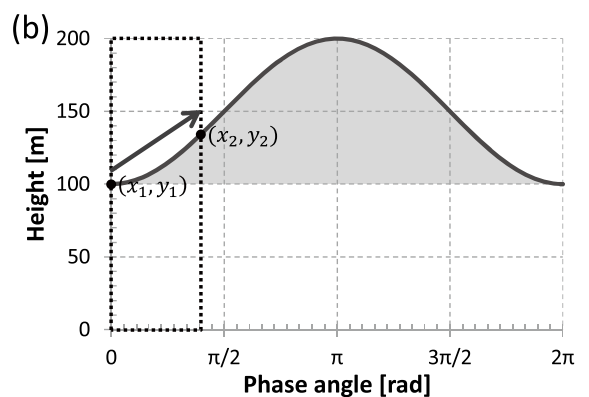
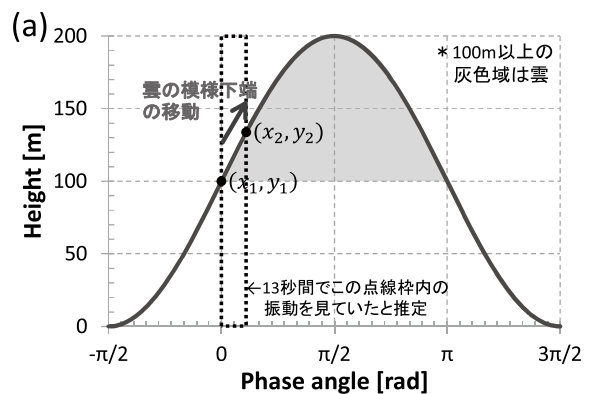
$$\omega \approx 2.8 \times 10^{-2} \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

と計算できる。この値は第 5.4 節で内部重力波が存在するための条件として推定した  $\omega$  の範囲に入っている。このことから、内部重力波が成因であった可能性が高いことを裏付けられる。そして  $\omega =$

$2.8 \times 10^{-2} \text{ [s}^{-1}\text{]}$  として (2) 式から逐次計算で  $h$  を求めると  $h \approx 11 \text{ [m]}$  となる。したがって、内部重力波の谷は海面近くにあったと推定できる。

谷が海面にある場合(第 16 図 a)、衛星から見た雲のある部分とない部分の幅は同じになるため、可視画像で波状雲が最も明瞭になると考えられる。一方、谷が雲底にある場合(第 16 図 b)には可視画像には波状雲として写らない。したがって可視画像(第 1 図, 第 13 図)の解像度が必ずしも十分ではないものの、本研究では可視画像で明瞭な波状雲が確認できたことから、雲底高度のすぐ下に内部重力波の谷があったと考えるよりも、海面に近い高度にあったと考える方が適当と思われる。

Gossard and Richter (1970) は地表面に近い高度で発生した大きな振幅の内部重力波の波形について報告している。彼らによれば、内部重力波の振幅  $A$  が内部重力波の上下振動の中心高度  $H$  に対して



第 16 図 谷の高度を (a) 海面 (0m) とした場合、(b) 雲底 (100m) とした場合の内部重力波の波形  
点線枠内は第 11 図の 13 秒間の振動に対応する。

占める割合 ( $A/H$ ) が 0.4 程度より大きくなると、山が尖って谷が緩やかな波形になる (Gossard and Richter (1970) の Fig. 2 参照). 本研究事例では、 $A = 100 - h/2$  [m],  $H = 100 + h/2$  [m] なので、

$$\frac{A}{H} = \frac{200 - h}{200 + h}$$

と表せる. この式を  $0 \leq h \leq 100$  の範囲で解くと  $3.3 \times 10^{-1} \leq A/H \leq 1.0$  となる. したがって、( $A/H$ ) が 0.4 以上となり山が尖って谷が平たい波形の内部重力波が発生していた可能性がある. この場合には正弦波形の仮定は正しくなく、内部重力波の  $\omega$  や  $h$  はこれまでに推定した値とは異なることが考えられる. ただし、内部重力波の振幅や波長は摩擦や陸面加熱等の影響を受けて複雑に変化することが分かっている (Jiang *et al.*, 2006; Smith *et al.*, 2006; Zang and Zhang, 2008). Gossard and Richter (1970) が日中の陸上で発生した内部重力波について報告したのに対し、本研究では海上の内部重力波を調査しているため、同様な波形の関係が当てはまるとは限らない. 波形の計算が複雑になるためこれ以上の議論は行わないが、正弦波形の内部重力波を仮定した第 5.4 節及び本節での議論では少なくとも矛盾点は生じなかった.

## 6.2 風下波の発達

通常、内部重力波のエネルギーは波源から風下上方へ伝播する. しかし、大気下層 (ただし波源よりは上空) に強安定層があると波のエネルギーがその強安定層内に捕捉され、下層だけで内部重力波が増幅する. このような内部重力波は特に風下波と呼ばれる (小倉, 1997).

本事例が風下波の発生・発達を伴ったか否かを、LA から算出したスコラー数  $l$  の鉛直分布から議論する.  $P$  は以下の式で与えられる (Scorer, 1949).

$$P = \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{1}{(\bar{u} - c)} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (4)$$

ここで、 $\bar{u}$  は内部重力波 (波状雲) の走向に直交する環境場の風速 [m s<sup>-1</sup>],  $c$  は内部重力波の対地位相速度 [m s<sup>-1</sup>] である. 右辺第 1 項は成層の安定度を、第 2 項は鉛直シアの高度変化を反映する項で

ある. 本事例の波状雲の走向はほぼ南北だったので、 $\bar{u}$  の代わりに東西風速  $u$  を用い、波状雲は停滞している時間が長かったので  $c = 0$  [m s<sup>-1</sup>] とした.

波状雲は東進を始める直前の 16 時に最も明瞭となったので、その時刻の  $P$  の鉛直分布を第 17 図に示す.  $P$  と  $k^2$  の大小及び内部重力波の伝播には次の関係がある (Scorer, 1949; Crook, 1988).

- $k^2 < P$  では、内部重力波は風下上方に伝播する.
- $k^2 > P$  では、内部重力波は伝播できない.
- ある高度を境に  $P$  が下層では  $k^2$  よりも大きく、上層では小さくなる場合、その高度で内部重力波のエネルギーが下向きに反射されて下層側で内部重力波が増幅する.

これらの関係と整合するように、第 17 図の  $P$  は海面付近で最も大きく、海面から高度 200m にかけて急に小さくなっている. また、 $P$  の鉛直分布はほぼ第 2 項に依存していることから、風の鉛直分布の特徴が風下波の発生に好適な環境場の形成に強く寄与していたことが示唆される. このような第 2 項の鉛直分布は冷気層中に風速の極大がある場合に現れる特徴で、大気下層における風下波発生時の  $P$  を調査した先行研究 (Koch *et al.*, 1991; Menhofer *et al.*, 1997; Burk and Haack, 2000) の結果と一致している. したがって、函館沖の冷気層中では風下波が発達しやすい環境場が整っていたといえる.

また、大気境界層中では地面摩擦や乱流の影響で内部重力波のエネルギーが吸収され、波源からの距離に対して振幅が指数関数的に減少することが分かっている (Jiang *et al.*, 2006). このことは本研究の波状雲西端部が可視画像で不明瞭であった (第 4.1 節) ことと整合する.

## 7. 波源の推定と類似する波状雲との比較

### 7.1 内部重力波の波源

本節では内部重力波の波源が何であったかを具体的に考察する. まず内部重力波の波源として一般的な現象について検討し (第 7.1.1 項)、次に特殊な波源として第 3 節で述べた地峡風が波源の形成に寄与した可能性を検討する (第 7.1.2 ~ 7.1.4 項).

### 7.1.1 一般的な波源

一般的な波源としては、山岳による強制上昇や活発な対流活動、総観規模の前線やジェット気流近傍での非地衡風成分の増加に伴う上昇流が挙げられる(加藤, 2017). しかし、波状雲発生時の津軽海峡付近には活発な対流・前線・ジェット気流は無い(図略)ので、残る山岳による強制上昇について考察する。

第18図より、函館沖津軽海峡の冷氣層の上端高度(約200 m; 第3節)より下層では東風であったが、その風上に山はない(第12図). また、高度約500mより上の大気下層では北東風であったが(第18図)、海上の冷氣層の上端高度は亀田半島の尾根の標高(概ね400~1100m)より低くかつ亀田半島の尾根の走向は北西-南東(第12図)なので、南北に近い走向をもつ本事例の波状雲の波源とは考えられない。したがって、山岳による強制上昇も本事例の波状雲の波源とは考えられない。

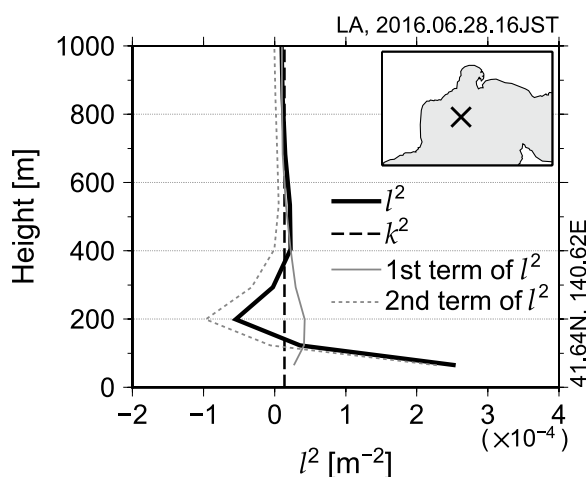
### 7.1.2 地峡風の寄与

前項に示した一般的な波源でなくても、安定層中で空気塊の上下動を引き起こせる現象であれば波

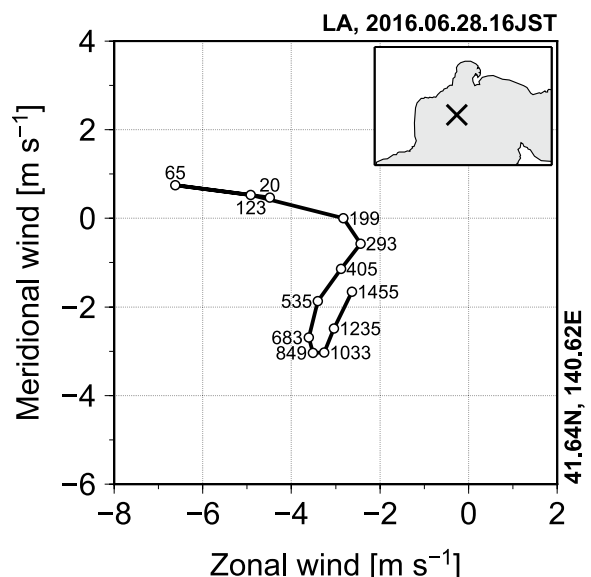
源となり得る。そこで本項では、地峡風が内部重力波の波源となる上昇流の形成に寄与した可能性を検討するために、津軽海峡最狭部を通過する冷氣層の厚みの変化や冷氣層中の鉛直流の分布に着目する。

海面気圧の分布(第19図a)を見ると、津軽海峡内は東の太平洋と比べて海面気圧が低い。また1000hPa面では津軽海峡最狭部から函館山の南にかけて扇状の下降流域が広がり、その西では上昇流に転じている(第19図b)。上昇流の大きさは0.5~5 [cm s<sup>-1</sup>]であり、第19図bの1000hPa面の上昇流域の場所は地上風の収束域(図略)の場所とよく対応している。

津軽海峡内の海面気圧が東の太平洋上よりも低下し扇状の下降流とともに東風が強まる現象は、Shimada *et al.* (2010; 2012)と同様に地峡風のメカニズムで説明できる(第20図)。すなわち、①津軽海峡の東海上で冷氣層の厚みが増し、静水圧の関係により海面気圧が上昇する。②津軽海峡に流入した冷氣層は水平方向に広がり、厚さは急激に薄くなる。③津軽海峡最狭部の風上(東)と風下(西)で冷氣層の厚さの差による西向き気圧傾度力が働き、風下側出口付近で東風が強化される。④風速極

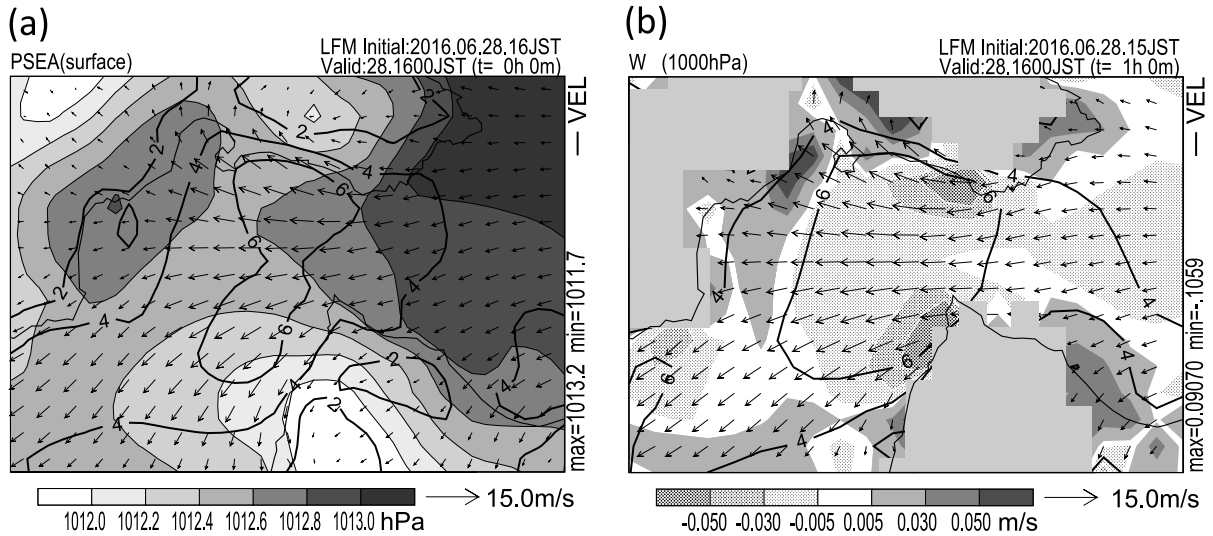


第17図 2016年6月28日16時の津軽海峡(右上地図の×地点)におけるスカラー数( $P$ )の高度分布(黒太実線)。また、黒破線で水平波長1.7kmを仮定した場合の水平波数の2乗( $k^2$ )を、灰実線で(4)式の右辺第1項の高度分布を、灰点線で(4)式の右辺第2項の高度分布をそれぞれ示す。LAより作成。

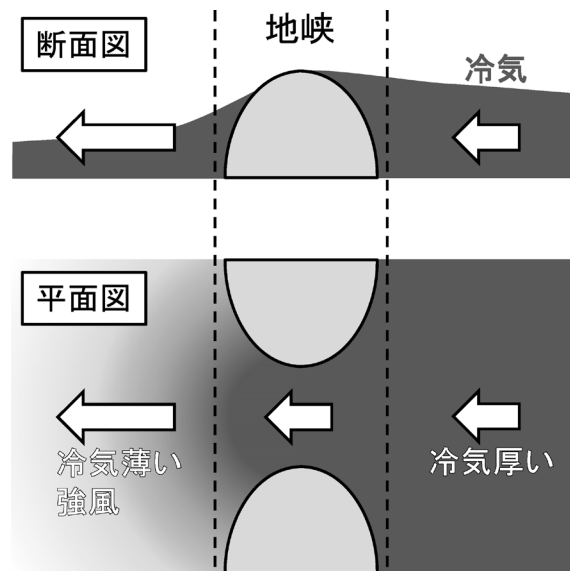


第18図 2016年6月28日16時の津軽海峡(右上地図の×地点)における hodograph

高度1500m以下のLAのモデル面データより作成した。プロット点の脇の数字はモデル面高度[m]を示す。



第19図 (a) 2016年6月28日16時の海面気圧 (PSEA). 等値線で高度10mの地上風速を2[m s<sup>-1</sup>]ごとに示す. LFMの初期値より作成した. (b) 同時刻の1000hPa面上昇流 (W). 等値線で1000hPa面での風速を2[m s<sup>-1</sup>]ごとに示す. LFMの初期時刻 (FT0) には上昇流が出力されていないため, 当日15時初期値のLFMの1時間予報値 (FT1) より作成した. なお, 当時の津軽海峡上の1000 hPa面高度は概ね104~108mである.



第20図 地峡風の模式図

白抜き矢印は冷気の風速. 地峡の風下側出口付近で風速が大きくなる. なお下の平面図において, 灰色の濃淡は冷気層の厚さを示す (濃いほど冷気層が厚い).

大域を抜けた地表付近の冷気の移動速度が減速に転じると, 定常状態での連続の式から, 減速した分だけ収束して上昇流が励起される.

つまり本事例の波状雲は, 上記④の上昇流が内部重力波を発生させ, 函館沖の低層で維持されたため

長時間持続した可能性が考えられる. なお, 第19図aに見られる松前半島東岸の高圧部は, 松前半島の地形の影響で冷気が再蓄積してできたと考えられる. 函館沖での東風の減速はこの高圧部からの東向き気圧傾度力の影響も受けていた可能性がある.

Shimada *et al.* (2010 ; 2012) の事例では津軽海峡やその周辺の海上に波状雲は発生しなかったが、これは冷気層の厚さ、鉛直安定度、 $P$  の鉛直分布、適度な水蒸気量等の波状雲の発達に必要な条件が全て満たされることが稀なためと思われる。例えば、本研究では海面に近いほど低温位であったが（第4図 b）、Shimada *et al.* (2012) の事例では高度 100m 付近が最も低温位であった（Shimada *et al.* (2012) の Fig. 9d）。温位の鉛直分布の違いは  $N$  や  $P$  の鉛直分布に大きな違いをもたらす。また、冷気層の安定度が大きいほど冷気が周辺山地に拘束され風が地形に沿って吹くようになるため（Winant *et al.*, 1988）、地峡風が発達すると考えられる。一方、冷気層が厚くなりすぎると冷気が地形を乗り越えてしまい、かえって地峡風が発生できなくなる。本研究事例ではこれら複数の条件がうまく重なり、明瞭な波状雲が発達したと考えられる。

### 7.1.3 跳ね水現象

前項で示した地峡風の風速強化メカニズムは、流体力学的には膨張扇（expansion fan）における流体の流速強化で説明される（Shimada *et al.*, 2012）。前項では地峡風（膨張扇）先端部での上昇流形成について連続の式から説明したが、上昇流を作り出したのは単なる水平収束だったとは限らない。膨張扇先端部では跳ね水現象と呼ばれるタイプの上昇流が発生する場合もあるからである（Winant *et al.*, 1988 ; Burk and Haack, 2000 ; Juliano *et al.*, 2017）。

ここで、跳ね水現象とは流れの状態が射流から常流に急変する時に生じる急激な上昇流のことである（Markowski and Richardson, 2010）。流れが常流、射流、臨界流のどの状態にあるかは、内部フルード数  $F$  が 1 を超えるか否かで判断することができる。冷気の上に暖気が重なった 2 層流体を仮定すると、 $F^2$  は以下の式で与えられる（Arakawa, 1968）。

$$F^2 = \frac{u^2}{g' d} \quad (5)$$

ここで、 $u$  は冷気層の風速（本項では東西風速を用いる）、 $d$  は冷気層の厚さ [m] である。また、 $g'$  は

浮力を考慮した重力加速度 [m s<sup>-2</sup>] で以下の式で計算される。

$$g' = \frac{\rho_c - \rho_w}{\rho_c} g$$

ここで、 $\rho_c$  は冷気の密度 [g m<sup>-3</sup>]、 $\rho_w$  は暖気の密度 [g m<sup>-3</sup>] である。 $g'$  はブジネスク近似を用いると、

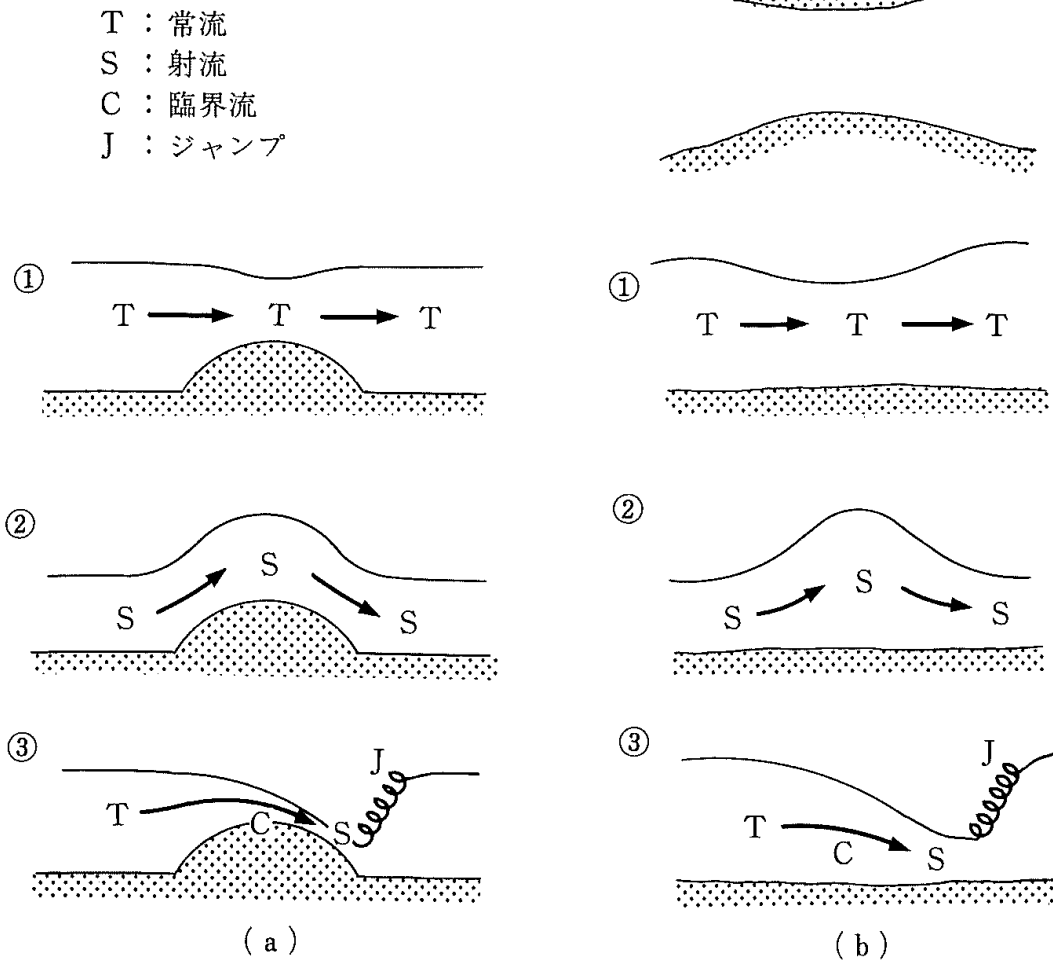
$$g' \sim \frac{\theta_w - \theta_c}{\theta_c} g \quad (6)$$

と表せる。ここで  $\theta_w$  は暖気の温位、 $\theta_c$  は冷気の温位である。 $F^2 < 1$  が常流、 $F^2 = 1$  が臨界流、 $F^2 > 1$  が射流に対応するので、跳ね水現象は  $F^2$  が 1 をまわいで減少する場所で発生する。

Arakawa (1968) は山を越える気流と地峡を吹き抜ける気流の風速強化には同じメカニズムが適用できることを示した。これを水路の流れを使って説明したのが第 21 図である（荒川, 2011）。同図 (b) ③が地峡の風下側で跳ね水現象が発生するパターンで、地峡の上流側で常流、最狭部で臨界流、下流側で射流になっている。また、下流側で射流から常流に戻る過程はスムーズに行われず、跳ね水現象（ジャンプ）が発生することも示されている。

地峡風は膨張扇形成メカニズムの一つだが、地峡風以外でも海岸線の走向や沿岸地形の変化の影響で海上の冷気層中に膨張扇が発生することがある（Winant *et al.*, 1988 ; Burk and Haack, 2000 ; Shimada and Kawamura, 2007 ; Juliano *et al.*, 2017）。特に Burk and Haack (2000) は膨張扇先端部での跳ね水現象を波源として低層波状雲が発生したことを報告している。そこで本項では、波状雲発生時の函館沖における  $F^2$  の調査により、地峡風（膨張扇）先端部での跳ね水現象が波源となった可能性を検証する。本研究では(5)式から  $F^2$  を計算する際、第4図と第5図を参考に(6)式の  $\theta_w = 295$  [K]、 $\theta_c = 290$  [K] とし、 $g' = 0.17$  [m s<sup>-2</sup>] を用いた。また計算地点は第12図に示すように、津軽海峡最狭部の上流側 (A 地点)、下流側 (B 地点)、木古内町沖 (C 地点) の3か所とした。C 地点での  $d$  ( $d_c$ ) は内部重力波の上下振動の中心高度 ( $d_c = (200 + h) / 2$ ) と仮定し、さらに  $0 \leq h \leq 100$  [m] と考えて（第5.4節）、 $100 \leq d_c \leq 150$  [m] の範囲で  $F^2$  を計算した。





第21図 (a) 山を越える水の流れの3つの型を水面で表した。①全域が常流, ②全域が射流, ③上流が常流, 山頂で臨界流, その下流で射流, 螺旋部はジャンプ. (b) くびれを持つ水路の水の流れにも山を越える流れと同様な特徴が当てはまる. 荒川 (2011) の図 1.9 を引用.

その他の  $u$  と  $d$  の値は第4図を参考に A ~ C 地点近傍での代表的な値として決めた. ただし, B 地点での  $d$  ( $d_b$ ) について次の処置をした.

まず B 地点と C 地点の間で跳ね水現象が発生すると仮定する. 跳ね水現象の発生後は冷気層の厚さが増加するため  $d_b < d_c$  である (Rottman and Simpson (1989) の Fig.7 参照). また, 跳ね水現象によって本研究の波状雲のように滑らかな輪郭の内部重力波が生じる場合は  $1 < d_c / d_b < 2$  になるという知見がある (Rottman and Simpson, 1989). これらの知見を考慮すると,  $100 \leq d_c \leq 150$  [m] の場合,  $50 < d_b < 150$  [m] の範囲が導かれる ( $d_b$  と

$d_c$  の範囲が一見重複するが, 個々のケースでは  $1 < d_c / d_b < 2$  が満たされる). よって, この  $d_b$  の範囲で B 地点の  $F^2$  を計算した.

第2表に  $F^2$  の計算結果を示す.  $d_b$  と  $d_c$  の値に関わらず, A 地点から B 地点の間で常流から射流に, B 地点と C 地点の間で射流から常流に変化する結果となった. したがって, B 地点と C 地点の間で跳ね水現象が発生しそれが波源となった可能性がある. Burk and haack (2000) の数値実験結果でも射流から常流に変わる ( $F^2 = 1$  をまたぐ) 位置と波状雲の発生位置は良く一致していた. しかしながら, 波状雲の水平スケールに対して LA の水平解像度が

第2表 内部フルード数 ( $F^2$ ) の計算結果

A～C地点の位置は第12図中のA～Cと対応する。各計算に用いた $u$ と $d$ も併せて示す。

地点	$F^2$	$u$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$d$ [m]
A	0.40	-4.5	300
B	2.21～6.62	-7.5	50～150
C	0.63～0.94	-4.0	100～150

粗く、かつ(5)式は2層流体を仮定しているため、実際の大气中で $F^2 = 1$ となる場所を厳密に決める程の精度はない。

以上から、LAによる $F^2$ の推定結果に基づけばB～C地点間の冷気層のどこかで跳ね水現象が発生した可能性が高いが、本研究で用いたデータだけで発生位置等を厳密に判断するのは難しい。しかしながら、射流から常流に風速が急低下する場所があるならば、そこで水平収束、すなわち上昇流が強まると考えるのが自然である。したがって、函館沖での上昇流の形成には跳ね水現象が関与していた可能性が高い。

なお、跳ね水現象発生点の通過時に数分間で数hPaの地上気圧の急上昇が観測されることを考慮し(Rottman and Simpson, 1989; Markowski and Richardson, 2010)、函館航空気象観測所での地上気圧の観測値も調べたが、波状雲東端部通過時にそのような地上気圧の変化はなかった(図略)。しかし、海上での観測値ではないため跳ね水現象を否定する根拠としては不十分である。

#### 7.1.4 波状雲の東進

本項では16時10分～17時30分の波状雲の東進(第4.3節)の原因を考察する。初期時刻・予報時刻の組み合わせによって1時間程度のずれはあるものの、LFMでは16～18時に海上の地上風の収束線や1000 hPa面上昇流域の東進を予想しており(図略)、観測された波状雲の東進と良く対応していた。この収束線の位置の変動に関連することとして、Shimada *et al.* (2010; 2012)は津軽海峡とその周辺で吹く地峡風が北海道の陸面加熱や津軽

海峡周辺の海陸風循環の影響で日変化することを示した。Shimada *et al.* (2012)の調査した事例では、津軽海峡最狭部の東風は日中に強まり、夜間に弱まる日変化をした。本事例の発生日も北日本は晴れて陸上で昇温し沿岸では海風が吹いていたので(第3図)、地峡風が日変化したと考えられる。そしてこの地峡風の日変化が跳ね水現象発生地点の東進をもたらす、波状雲の発生位置が東進した可能性が考えられる。一方、13時00分～13時50分の波状雲の東進については(第4.3節)、LFMでは13～14時にも海上の地上風の収束線や1000hPa面上昇流を予想していたが、これらはほぼ停滞しており、波状雲の東進との対応は良くなかった。したがって、海上で地上風の収束線が予測される場合でも、波状雲発生位置の移動を予測するのは難しいと考えられる。

## 7.2 類似する低層波状雲との発生メカニズムの比較

本節では内部重力波を成因とする低層波状雲の例を挙げて、本研究の波状雲と発生メカニズムを比較する。

### 7.2.1 モーニンググローリー

モーニンググローリーはオーストラリア北東部のヨーク岬半島からカーペンタリア湾南岸地域にかけて春季(9～11月)に頻りに現れる波状雲で、波状雲の通過時には地上で突風(10～15 [ $\text{m s}^{-1}$ ])や気圧の急上昇(1～2hPa)が観測される(Christie, 1992; Goler and Reeder, 2004)。モーニンググローリーの雲の幅は1～2km、長さは100km以上、雲頂は1km程度で、雲底高度は100～200mしかないこともある(Goler and Reeder, 2004)。また、発生から数時間以上持続し、数100km移動する(Christie, 1992)。水平波長や持続時間、雲底高度は本研究の波状雲と同じ位であるが、長距離を移動する点で大きく異なっている。また、オーストラリア北東部で最も頻りに観測される南西進タイプのモーニンググローリーの発生メカニズムは以下のように考えられている(Goler and Reeder, 2004)。

1. 総観場で東よりの風が吹く晴天日の朝，ヨーク岬半島の西岸と東岸の両方で海風が発生する。
2. 両岸で発生した海風はともに内陸へ進み，夕方から夜に半島内で衝突する．総観場の東よりの風の影響で西からの海風は東からの海風よりも厚さが薄く，かつ低温位で安定度が高いため，東からの海風が西からの海風の気層の上に乗る上げる．
3. 東からの海風が乗上げたことで，2つの海風の境界面で水平風の鉛直シアが大きくなり，西からの海風の気層（強安定層）上部に渦が発生する．そして，この渦が波源となって内部重力波が発生する．波の山の部分に雲ができると波状雲（モーニンググローリー）となる．
4. 東からの海風の気層は，深夜になっても陸面の放射冷却等の影響を受けて，引き続き西からの海風の気層の上を這って南西進する．それに伴ってモーニンググローリーも南西進する．

すなわち，南西進タイプのモーニンググローリーは逆向きに吹く海風間の相互作用が原因で発生するため，本研究の波状雲の発生メカニズムとは異なる．

### 7.2.2 内部波状段波に伴う波状雲

重力流（冷氣外流出，海風，寒冷前線等）の先端が接地逆転層の下にもぐりこんで進む時に，急激に持ち上げられた接地逆転層面が内部波状段波（internal undular bore）を形成し，それが波源となって内部重力波が発生する現象が知られている（Haase and Smith, 1989 ; Rottman and Simpson, 1989）．内部波状段波の発生地点では跳ね水現象が発生している．

これに類する例として，Mutchler (2013) は寒冷前線通過に伴って海上の冷氣層中に雲底高度約150mの低層波状雲が発生したことを報告している．また，オーストラリアのカーペンタリア湾南部で観測される北進タイプのモーニンググローリーの発生にもこれと同様のメカニズムが働いていると考えられる（Thomsen *et al.*, 2009）．しかし，このメカニズムでは重力流先端の進行に伴って波源が移

動するため停滞波にはならない．

一方，安定成層した射流が地形に衝突する際にも内部波状段波が発生する（Rottman and Simpson, 1989）．この場合には，内部波状段波の位置がほぼ静止して停滞性の低層波状雲ができる場合がある．この実例を示したのが第7.1.3項でも紹介した Burk and haack (2000) である．Burk and haack (2000) の事例では沿岸山地を含む海岸線の曲率の変化に伴って海上の安定成層した気流が膨張扇を形成しながら加速して射流となり，次にその進路を遮る沿岸地形にぶつかって減速する際に跳ね水現象が発生したと考えられている．Burk and haack (2000) には波状雲の雲底・雲頂の高度は示されていないが，波状雲発生地点の冷氣層上端が高度約350mであったことから，この高さと同程度の雲頂高度だったと思われる．よって，第7.1.3項で検討したように本研究の波状雲東端部で跳ね水現象が発生していたとすれば，射流の形成に地峡風が寄与したことを除いて，本研究の波状雲形成メカニズムは Burk and haack (2000) の事例と同様だったと考えられる．ただし，跳ね水現象の発生に風下側の地形（松前半島）が不可欠だったかについては，地形を除去した感度実験による検証が必要である．

また，Edinger (1966) は米国カリフォルニア州沖で Burk and Haack (2000) に類似した波状雲を航空機観測し，波長は約1500m，雲頂は約300m，雲中の鉛直風速は $\pm 4$  [m s<sup>-1</sup>]以内であったことを報告している（雲底高度は不明）．本研究の波状雲の上昇流速は，雲の模様の下端が13秒で34m上昇したと考えると（第5.4節）2.6 [m s<sup>-1</sup>]となるので，Edinger (1966) の報告した波状雲と同程度の上昇流があったと考えられる．

## 8. まとめ

本研究では波状雲を近傍から撮影した写真や動画を利用できたこと，LAやLFMが当時の大気状態をおおむね再現できていたこと，ひまわり8号による時間的・空間的に高解像度の可視画像を使用できたこと等の利点を得て，2016年6月28日午後函館沖に現れた波状雲の発生メカニズムを詳細に検

討した。その結果、本事例の波状雲は海面付近の冷氣層中を伝播する内部重力波に伴って生じた可能性が高いことが分かった。

本事例における波状雲発生プロセスは、第22図に示すように、以下のとおりまとめることができる。

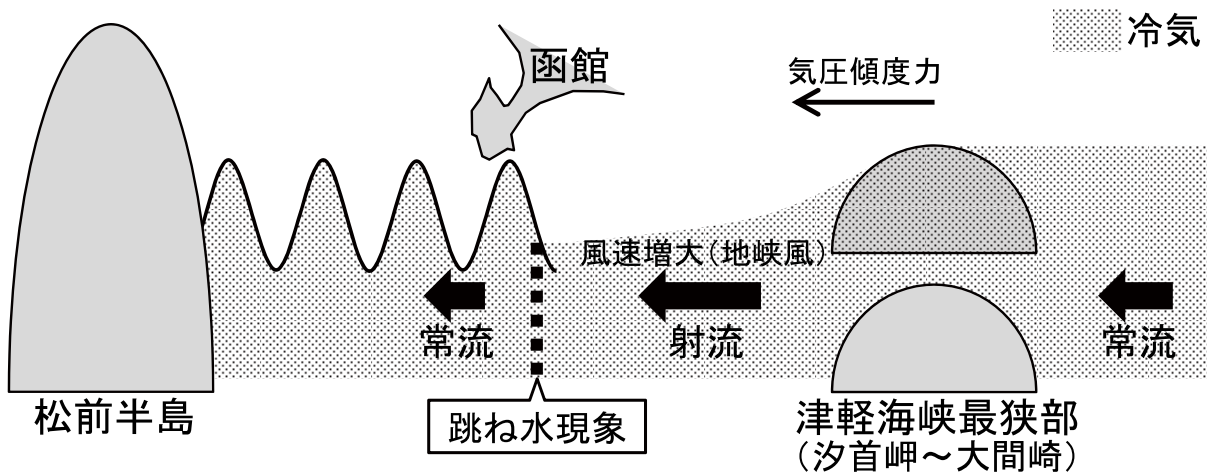
- ・ 津軽海峡最狭部の風上側と風下側で冷氣層の厚さの差により西向き気圧傾度力が生じ、最狭部の西側で東風（地峡風）が強化して射流となる。
- ・ 冷氣の風速が函館沖で減速して常流になる際に跳ね水現象が発生。松前半島による射流のブロッキングが寄与した可能性がある。
- ・ 跳ね水現象を波源として冷氣層内に内部重力波が発生し、冷氣層内に捕捉されることで風下波

が増幅。空気が適度に湿っていたため明瞭な波状雲として可視化された。

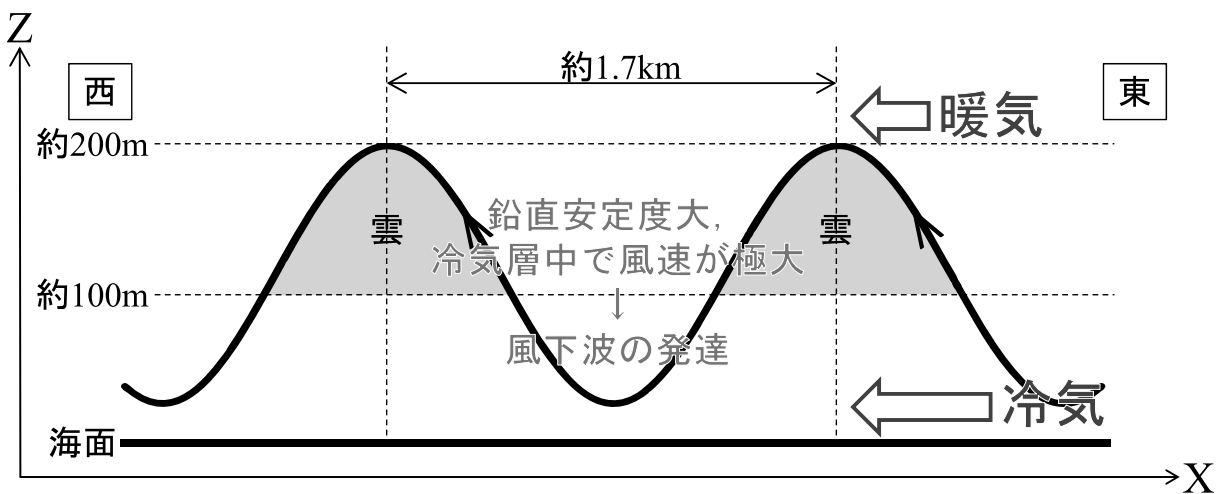
また、本研究で得られた波状雲の構造（特に東端部について）に関して、第23図に示すように、以下の特徴が得られた。

- ・ 波状雲の水平波長は約1.7km、波状雲の雲頂高度は約200m、雲底高度は約100m。
- ・ 内部重力波の谷の高度は海面に近かった。
- ・ 内部重力波の東向き位相速度と東風が相殺する場所で波状雲が停滞した。

また、冷氣層内のスコラー数は高さとともに急激に小さくなっており、波のエネルギーが冷氣層内で捕捉され、風下波が増幅する気象条件が整ってい



第22図 本事例における波状雲発生プロセスの模式図



第23図 本事例における波状雲の構造の模式図

た。特に地峡風に伴い冷気層中で風速が極大値をとっていたことが、風下波の発生に好適な環境場の形成に寄与していた。16時10分～17時30分に見られた波状雲の東進は、津軽海峡最狭部を吹き抜ける地峡風の日変化に起因した可能性が考えられる。

地峡風先端部での跳ね水を波源とする低層波状雲を報告するのは本研究が初めてである。本研究事例の発生メカニズムはBurk and haack (2000)の調べた波状雲事例とかなり類似していたと思われるが、彼らの事例では射流の形成に地峡風の関与はなかった。また、荒川 (2011)は清川だし (日本の代表的な地峡風)の発生時に風下の山形県側で波状雲が観測されたことを述べているが、この波状雲は高積雲又は巻積雲と考えられているので本研究の波状雲とは発生メカニズムが異なると思われる。

本研究では波状雲の観測結果に基づいて内部重力波の波長や振幅、位相速度等を推定し、その推定値に従って検証を進めた。波状雲はあくまで内部重力波の可視化された部分なので、可視化されなかった高度における内部重力波の構造を含めた議論はできていない。よって、波状雲の構造を解像できる高解像度の数値実験を行い、本研究の推定結果について改めて検討する価値があると思われる。

また、第7図で波状雲の手前に見られた波状雲に直交する走向を持つ雲の縞模様の成因と、それが波状雲の発生に与えた影響については未解明である。波状雲に直交する雲列はその間隔が小さく可視画像でも捉えられなかったことから、今後も定期的な観測は困難と思われる。また、膨張扇内で風向に平行に並ぶ雲列ができたことを述べた報告は現在の所ないと思われるので、波状雲発生との関連の有無に関わらず興味深い現象である。

最後に、波状雲発生地点に近い函館空港周辺を飛行する航空機への影響について考える。地峡風の強さは地峡の両側での気圧傾度力の大きさに依存する。つまり、津軽海峡東部では津軽海峡東の太平洋上に蓄積される冷気が厚くなるほど強い地峡風が吹き得るようになる。ただ、津軽海峡東口周辺にはそれほど高い山地はなく (第12図)、冷気の蓄積量がとりわけ大きくなることはないので、地峡風のメ

カニズムのみで極端に強い風が吹く可能性は低いと思われる。また、内部重力波のエネルギーは海面付近の冷気層に捕捉されているので、波状雲よりはるか上空を飛行する航空機への影響はないと考えられる。しかしながら、波状雲通過時に地表付近で風向風速の変化を伴うこと、及び波状雲発生域の周辺で跳ね水現象が発生している可能性があることには留意が必要である。

### 謝辞

気象庁観測部観測課観測システム運用室長の加藤輝之博士には、波状雲の発生・発達メカニズムに関して有益なご助言を頂きました。気象庁予報部数値予報課の皆様からは、MAやLAの地上解析についてご教示頂いたほか、LFMの下部境界条件の海面水温データを提供して頂きました。本研究は、2016年6月28日午後、津軽海峡付近を飛行中の航空機から波状雲を偶然目撃された新千歳航空測候所長 (現旭川地方気象台長)の四宮茂晴氏からの話題提供をきっかけとして行いました。四宮氏をはじめ、議論に参加して下さった新千歳航空測候所の皆様に感謝いたします。また、本研究では日本航空 (株)及び全日本空輸 (株)からの航空機自動観測データを利用させていただきました。厚く御礼申し上げます。

### 参考文献

- Alexander, J. (2017) : Detection of gravity waves in Meteosat imagery by grating cell operators, *Eur. J. Remote Sens.*, **50**, 509-516.
- Arakawa, S. (1968) : A proposed mechanism of fall winds and Dashikaze, *Pap. Meteor. Geophys.*, **19**, 69-99.
- 荒川正一 (2006) : gap windについて, *天気*, **53**, 161-166.
- 荒川正一 (2011) : 局地風のいろいろ (3訂版), 成山堂書店, 168pp.
- 浅井富雄 (1983) : 大気対流の科学 - 大気運動の素過程を探る -, 東京堂出版, 105-128.
- Brown, R. A. (1970) : A secondary flow model of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 742-757.



- Browning, K. A. (1971) : Structure of the atmosphere in the vicinity of large-amplitude Kelvin-Helmholtz billows, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **97**, 283-299.
- Burk, S. D. and T. Haack (2000) : The dynamics of wave clouds upwind of coastal orography, *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1438-1455.
- Carney, T. Q., A. J. Bedard, J. M. Brown, J. McGinley, T. Lindholm and M. J. Kraus (1997) : Hazardous mountain winds and their visual indicators, U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration, Publication AC 00-57, 90pp.
- Christie, D. R. (1992) : The morning glory of the Gulf of Carpentaria: a paradigm for non-linear waves in the lower atmosphere, *Aust. Met. Mag.*, **41**, 21-60.
- Clark, R. H., R. K. Smith and D. G. Reid (1981) : The morning glory of the Gulf of Carpentaria: An atmospheric undular bore, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1726-1750.
- Colson, D. and Lindsay, C. V. (1959) : Weather note: Unusual wave cloud over Washington, D. C., November 30, 1959, *Mon. Wea. Rev.*, **12**, 451-452.
- Crook, N. A. (1988) : Trapping of low-level internal gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1533-1541.
- Cui, Z., A. M. Blyth, K. N. Bower, J. Crosier and T. Choulaton (2012) : Aircraft measurements of wave clouds, *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 9881-9892.
- Edinger, J. G. (1966) : Wave clouds in the marine layer upwind of Pt. Sal, California, *J. Appl. Meteor.*, **5**, 804-809.
- Eito, H, M. Murakami, C. Muroi, T. Kato, S. Hayashi, H. Kuroiwa and M. Yoshizaki (2010) : The structure and formation mechanism of transversal cloud bands associated with the Japan-Sea Polar-Airmass Convergence Zone, *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 625-648.
- Etling, D. and R. A. Brown (1993) : Roll vortices in the planetary boundary layer: A review, *Bound.-Layer Meteor.*, **65**, 215-248.
- Fritz, S. (1965) : The significance of mountain lee waves as seen from satellite pictures, *J. Appl. Meteor.*, **4**, 31-37.
- Goler, R. A. and M. J. Reeder (2004) : The generation of the morning glory, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1360-1376.
- Gossard, E. E. and J. H. Richter (1970) : The shape of internal waves of finite amplitude from high-resolution radar sounding of the lower atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 971-973.
- Haase, S. P. and R. K. Smith (1989) : The numerical simulations of atmospheric gravity currents. Part II: Environments with stable layers, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **46**, 35-51.
- 原旅人 (2008) : 地上物理量診断, 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 181-184.
- Henry, A. J. (1899) : Wave or billow clouds, *Mon. Wea. Rev.*, **27**, 57-58.
- 石田純一 (2017a) : 数値予報システム, 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 124-127.
- 石田純一 (2017b) : プロダクトの物理量の仕様及び算出手法, 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 148-149.
- Jiang, Q., J. D. Doyle and R. B. Smith (2006) : Interaction between trapped lee waves and boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 617-633.
- Juliano, T., T. Parish, D. Rahn and D. Leon (2017) : An atmospheric hydraulic jump in the Santa Barbara Channel, *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **56**, 2981-2998.
- Kasai, T. (1965) : Studies of clouds produced by low level jets and mountain waves, *J. Meteor. Soc. Japan*, **43**, 196-205.
- 加藤輝之 (2017) : 図解説 中小規模気象学, 気象庁, 316pp.
- 気象庁気象衛星センター (2000) : 気象衛星画像の解析と利用, 気象庁, 161pp.
- Koch, S. E., P. B. Dorian, R. Ferrare, S. H. Melfi, W. C. Skillman and D. Whiteman (1991) : Structure of an internal bore and dissipating gravity current as revealed by Raman lidar, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 857-887.
- Kuettner, J. (1959) : The band structure of the atmosphere, *Tellus*, **11**, 267-294.

- 草開浩 (2012) : 地表面過程, 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 29-41.
- LeMone, M. A. (1973) : The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1077-1091.
- Lutzak, P. A. (2013) : A proposal for analyzing and forecasting lower-atmospheric undular bores in the western Gulf of Mexico region, *Wea. Forecasting*, **28**, 55-76.
- Markowski, P. and Y. Richardson (2010) : *Mesoscale meteorology in midlatitudes*, Wiley, 430pp.
- Menhofer, A., R. K. Smith, M. J. Reeder and D. R. Christie (1997) : “Morning-glory” disturbances and the environment in which they propagate, *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1712-1725.
- Miles, J. W. and L. N. Howard (1964) : Note on a heterogeneous shear flow, *J. Fluid Mech.*, **20**, 331-336.
- 村上正隆, 星本みずほ, 折笠成宏, 高山陽三, 黒岩博司, 堀江宏昭, 岡本創, 亀井秋秀, 民田和久 (2005) : 航空機による日本海寒帯気団収束帯帯状降雪雲の内部構造観測, *気象研究ノート*, **208**, 251-264.
- 室井ちあし, 佐藤芳昭 (2012) : データ同化, 平成 24 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 18-22.
- Mutchler, S. (2013) : Low level gravity waves caused by frontal passage, *The Front*, June 2013, 1-3. (<http://www.weather.gov/media/publications/front/13jun-front.pdf>, accessed 2017-10-27)
- 中山章 (2005) : 航空気象 - 運航関係者のための数値予報図の解釈, 日本航空機操縦士協会, 70-90.
- 岡林俊雄 (1969) : 気象衛星写真からみた収束帯状雲と小低気圧の関係, *天気*, **16**, 33-34.
- Overeem, A. (2002) : Verification of clear-air turbulence forecasts, *Technisch rapport*, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, 76pp.
- 小倉義光 (1997) : メソ気象の基礎理論, 東京大学出版会, 215 pp.
- Queney, P., G. A. Corby, N. Gerbier, H. Koschmieder and J. Zierep (1960) : The airflow over mountains, World Meteorological Organization (WMO) Tech. Note No. **34**, WMO, 135pp.
- Reiss, N. M. and T. J. Corona (1977) : An investigation of a Kelvin-Helmholtz billow cloud, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **58**, 159-162.
- Rottman, J. W. and J. E. Simpson (1989) : The formation of internal bores in the atmosphere: A laboratory model, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **115**, 941-963.
- Scorer, R. S. (1949) : Theory of lee waves of mountains., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **75**, 41-56.
- Scorer, R. S. (1972) : *Clouds of the world*, Stackpole Books, 176pp.
- Shimada, T. and H. Kawamura (2007) : Case study of wind jet transition and localized responses of wind wave along the Pacific coast of northern Japan by synergetic use of satellite and in situ observations, *J. Oceanogr.*, **63**, 953-966.
- Shimada, T., M. Sawada, W. Sha and H. Kawamura (2010) : Low-level easterly winds blowing through the Tsugaru Strait, Japan. Part I: Case study and statistical characteristics based on observations, *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3806-3821.
- Shimada, T., M. Sawada, W. Sha and H. Kawamura (2012) : Low-level easterly winds blowing through the Tsugaru Strait, Japan. Part II: Numerical simulation of the event on 5-10 June 2003, *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 1779-1793.
- Smith, R. B., Q. Jiang and J. D. Doyle (2006) : A theory of gravity wave absorption by a boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **63**, 774-781.
- Szantai, A., P. Drobinski and F. Désalmand (2011) : Dynamics of solitary waves observed over the North Indian Ocean during the Indian Ocean Experiment (INDOEX) 1999, *J. Geophys. Res.*, **116**, D05115.
- Thomsen, G. L., M. J. Reeder and R. K. Smith (2009) : The diurnal evolution of cold fronts in the Australian subtropics, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **135**, 395-411.
- Tsuchiya, K. and T. Fujita (1967) : A satellite meteorological study of evaporation and cloud formation over the western pacific under the influence of the winter monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**,

232-250.

Walter, B. A. and J. E. Overland (1984) : Observations of longitudinal rolls in a near neutral atmosphere, *Mon. Wea. Rev.*, 112, 200-208.

Winant, C., C. Dorman, C. Friehe and R. Beardsley (1988) : The marine layer off northern California: An example of supercritical channel flow, *J. Atmos. Sci.*, 45, 3588-3605.

Zang, Z. and M. Zhang (2008) : A study of the environmental influence on the amplitude of lee waves, *Adv. Atmos. Sci.*, 25, 474-480.

Zheng, Q., X.-H. Yan, W. T. Liu, V. Klemas, D. Greger and Z. Wang (1998) : A solitary wave packet in the atmosphere observed from space, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3559-3562.