

# 色々な地学現象が 励起するラム波

中島健介（九大・理）

GFDセミナー2024特別編2024@休暇村支笏湖

2024-03-17

# まえおき？

- 最初のタイトルは「湿潤対流に関する宿題」。
  - 宿題が多くて気が重い。最近、進めていないし。。。
- なので、ラム波の話をします。
  - GFDな人々の前では（ほとんど）喋ったことがない。
  - 考え方がトリッキーかもしれない。
  - …しかし（ごく最近）再吟味すると、理解は不十分。
- 最初に林さんの話を。

# 林さんと私など（敬称略）

- 林さん学生時代を知ってるほぼ最後の学年
  - 林さんが助手になったのは 1985年1月。中島は M2。
- 加藤蔵之真
- 小河正樹、蓬田、増田耕一
- 林祥介・木田久美、
- 阿部豊、佐々木晶、中村正人
- 高藪（中込）縁、長谷川（JMA）、福森
- 佐藤薰、中村昇、中村匡、井田茂、中島
- 渡辺誠一郎、佐藤正樹、沼口敦
- 竹広真一、田近英一、阿部（大内）彩子、中島慎一
- 石渡正樹、
- 倉本圭

スタッフとして一緒にいたのは短期間

- 1990: 東大理学部：林助手、中島助手（海洋）
- 1992: 中島CCSR助手へ
- 1994: 林さん北大地球環境助教授
- 1995: 林さん東大数理助教授、中島九大助手
- 1998: 林さん北大教授
- 2008: 林さん神戸大教授

大変たいへんお世話になりました。

- 「Mゼミ」、修論・論文の赤入れ
- もろもろの学問の話
- 業務系： ネットワーク、仕様書書き

# Sun の ワークステーション

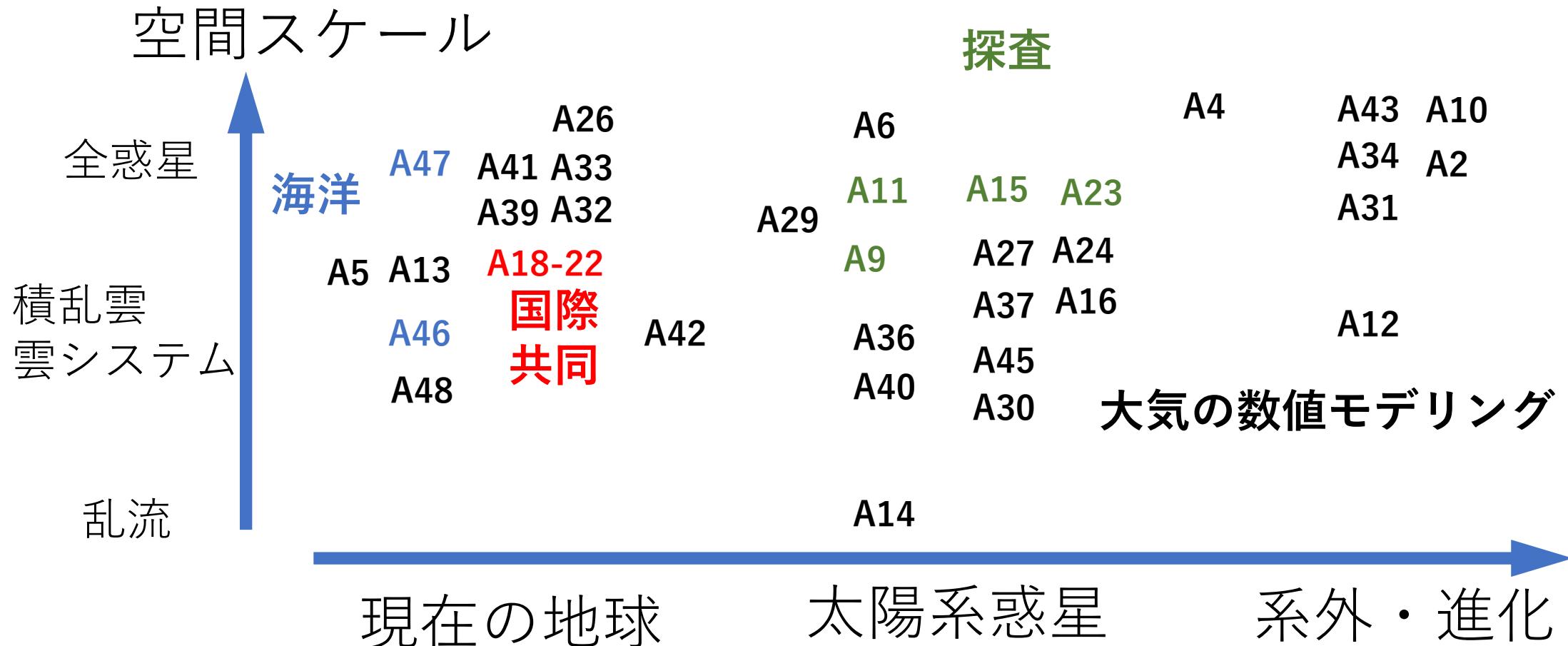
CCSR のシステムの  
仕様書作成など



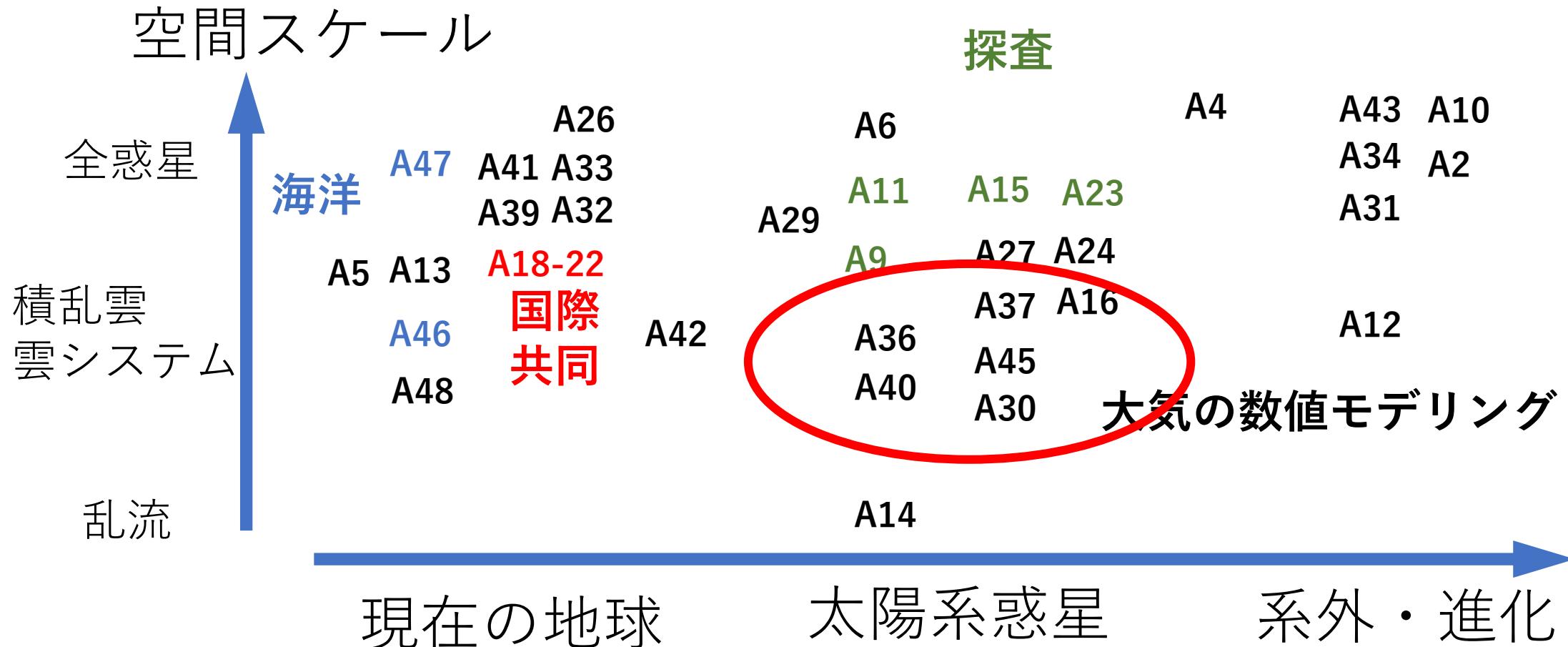
大変たいへんお世話になりました。

- 「Mゼミ」、修論・論文の赤入れ
- もろもろの学問の話
- 業務系： ネットワーク、仕様書書き
- 共同研究
  - 木星、水惑星、火星、金星、系外惑星 etc.
- セミナー： GFDセミナー, FDEPS

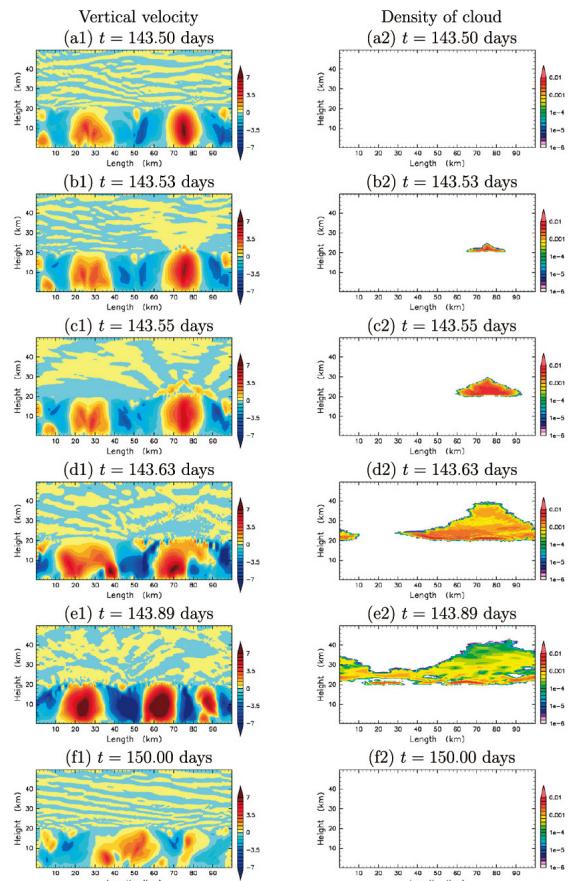
# これまでの研究: 汎惑星流体力学



# これまでの研究: 汎惑星流体力学



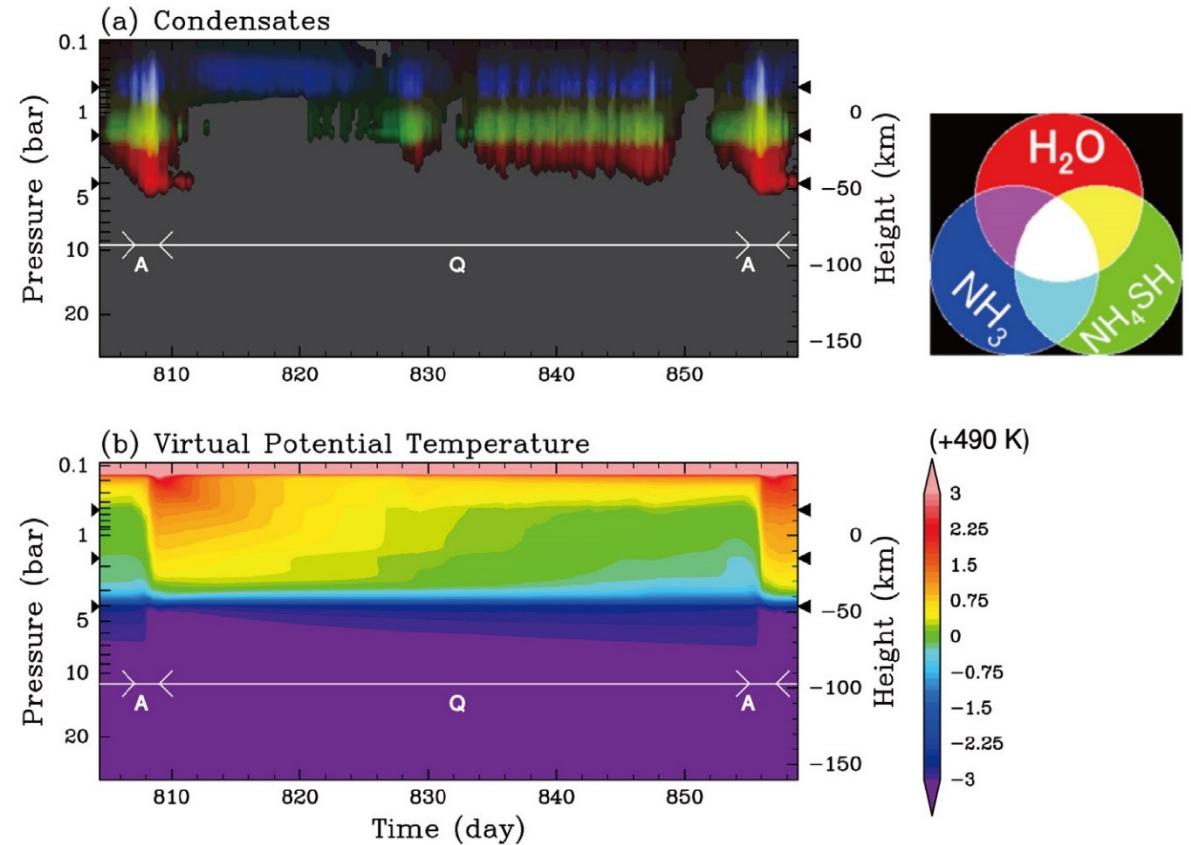
# 「地球的でない」雲対流



40億年前の火星  
数気圧の CO<sub>2</sub> 大気

A12 Yamashita et al 2017

主成分が凝結する



木星方惑星の大気  
主成分よりも凝結成分の方が重い。  
複数成分の凝結

A16 Sugiyama et al 2014

# これまでの研究: 汎惑星流体力学



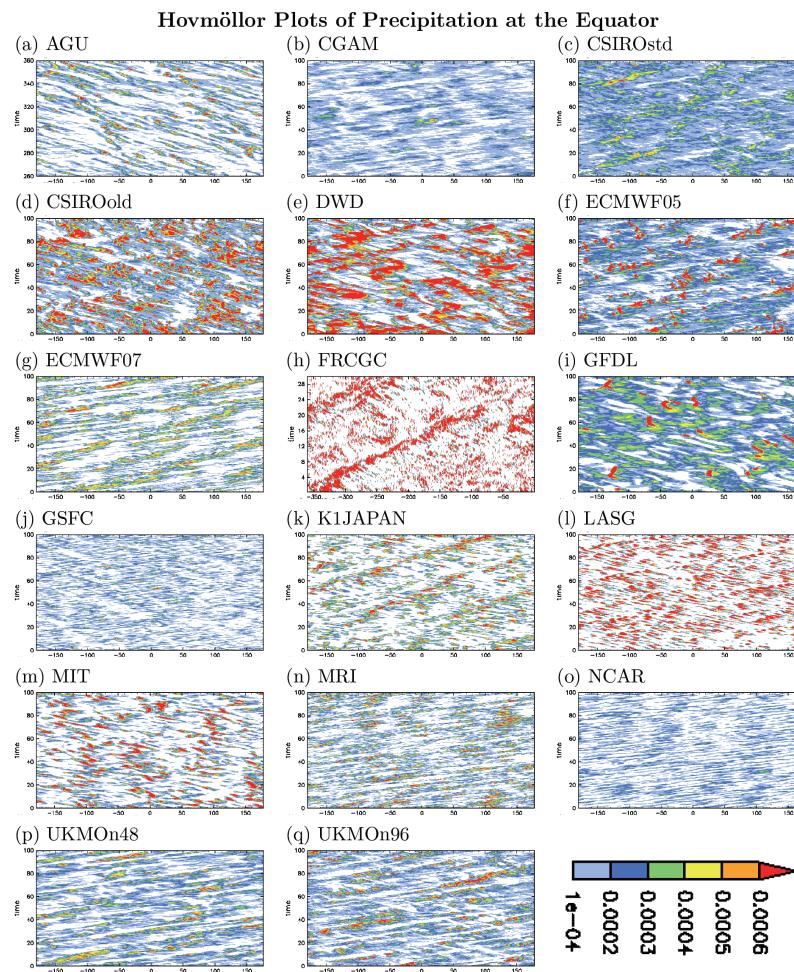
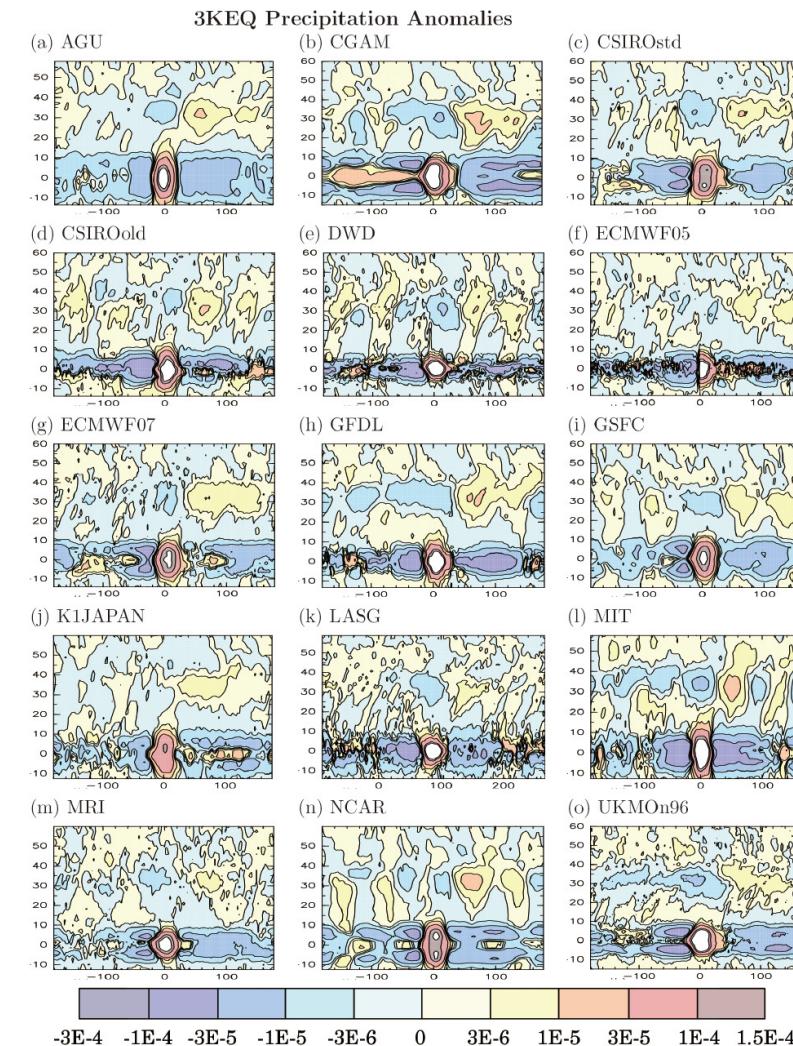
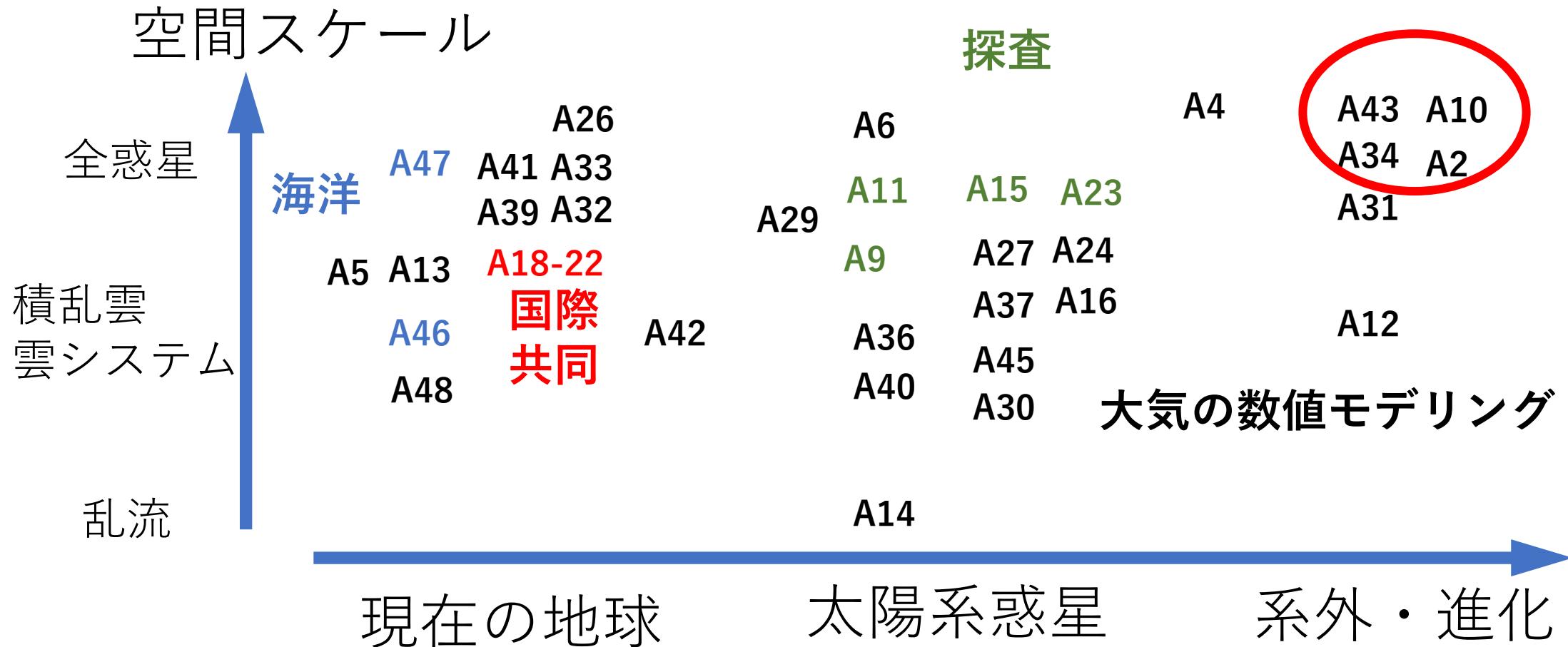


Fig. 3. Example Hovmöller plots of equatorial precipitation in the APE runs for a duration of 100 days (but 30 days in (h) FRCGC). Horizontal axes represent longitude, and vertical axes represent time (increasing upwards). Units:  $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .



# これまでの研究: 汎惑星流体力学



# 系外惑星（同期回転惑星）の大気循環

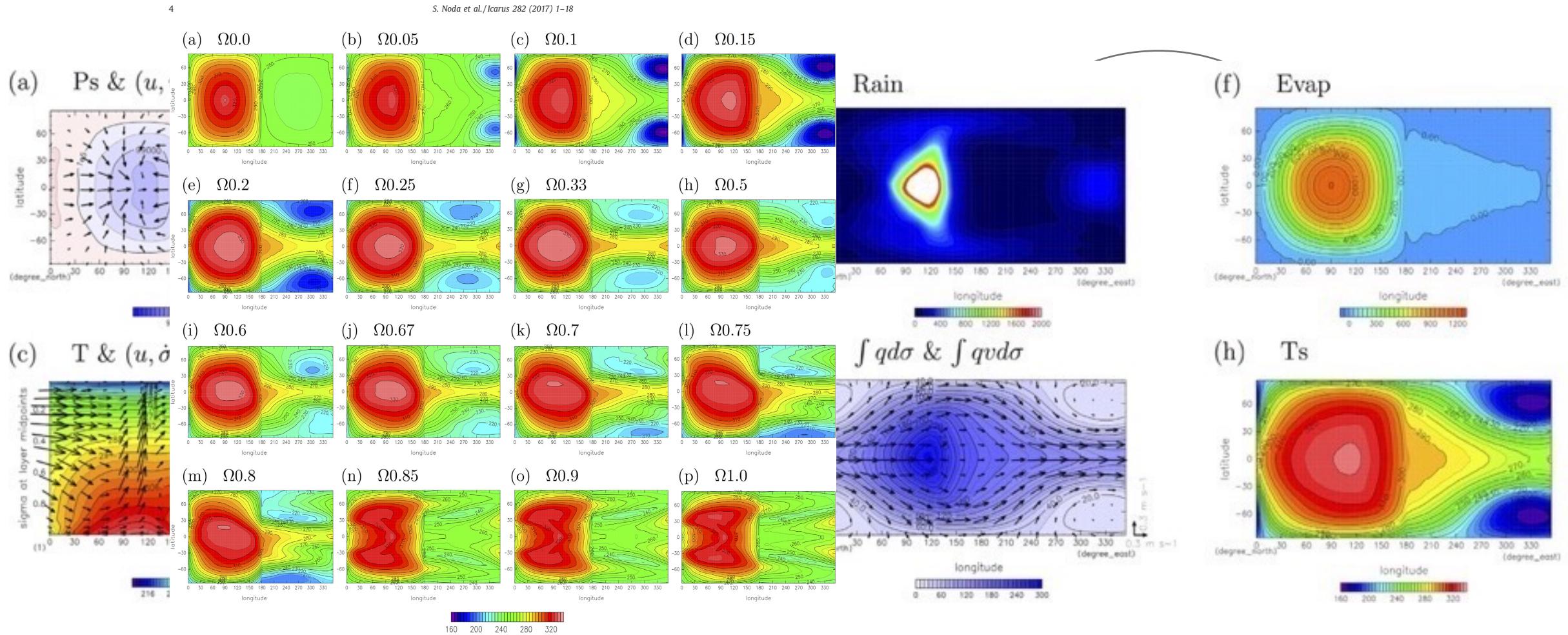


Fig. 3. Horizontal distributions of 1000-day mean surface temperature for all the computed values of  $\Omega^*$ . Contour interval is 5 K.  
A10 Noda et al. 2016

大変たいへんお世話になりました。

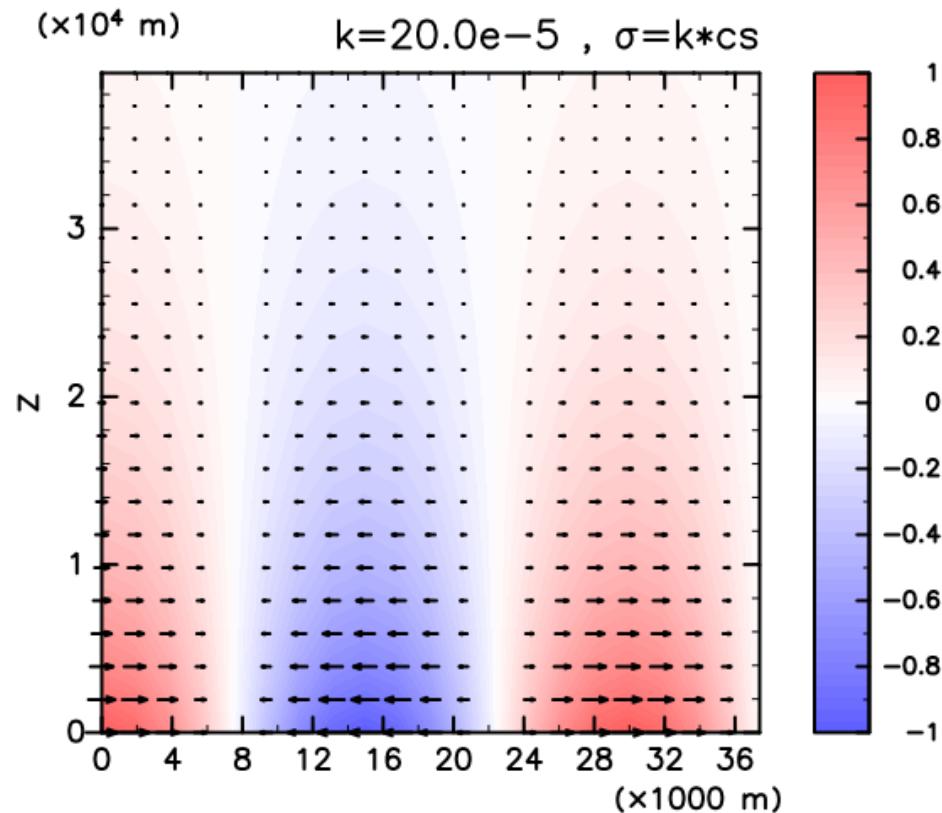
万事、察しの悪い、とても手がかかる後輩(?)であったと思います。

にもかかわらず、長年、色々とお付き合いいただき、本当にありがとうございました。\_0\_

おかげ様で、見聞を大きく広げることができました。

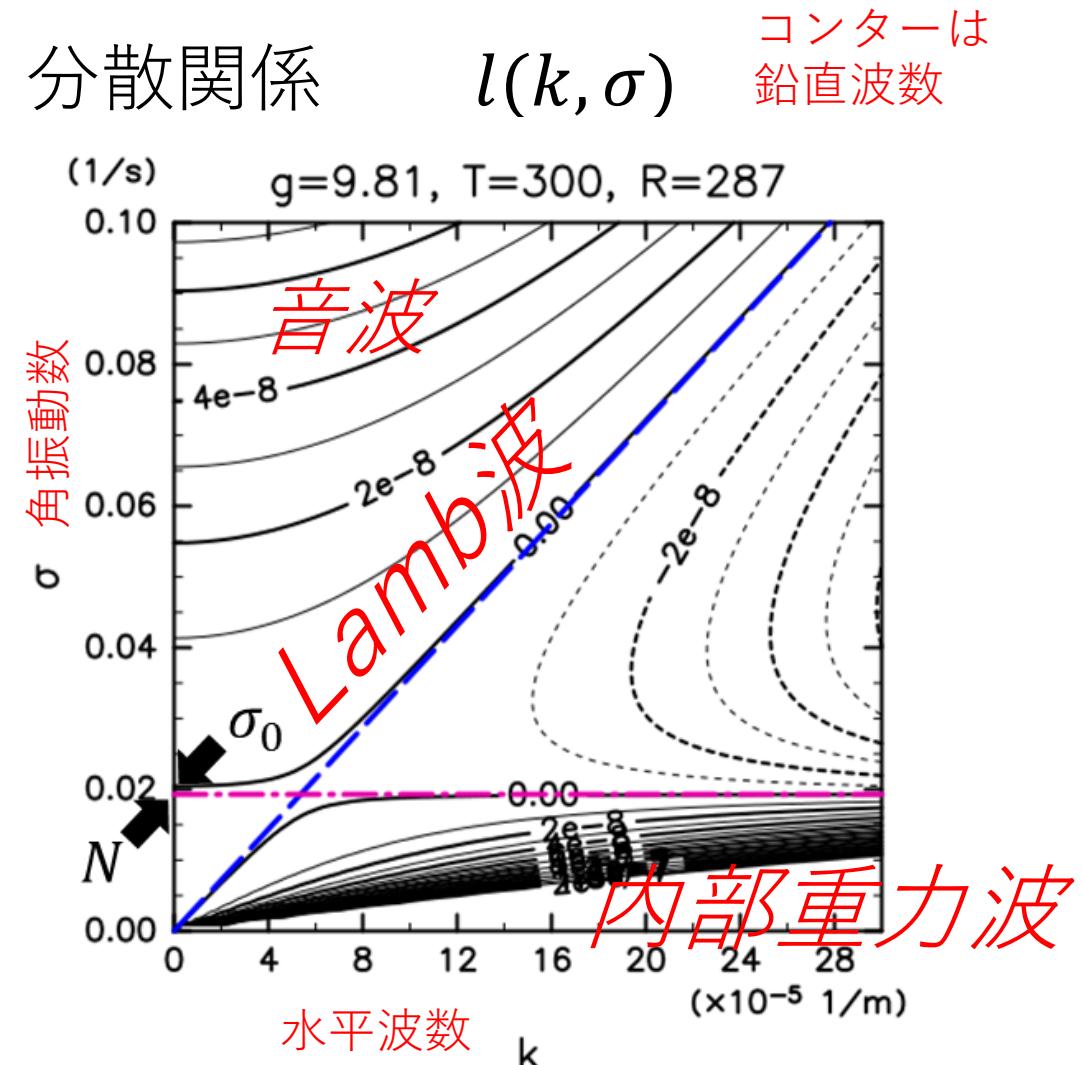
# 大気ラム波の鉛直構造と分散関係

## 擾乱の構造 ( $x, z$ )



鉛直流はゼロ

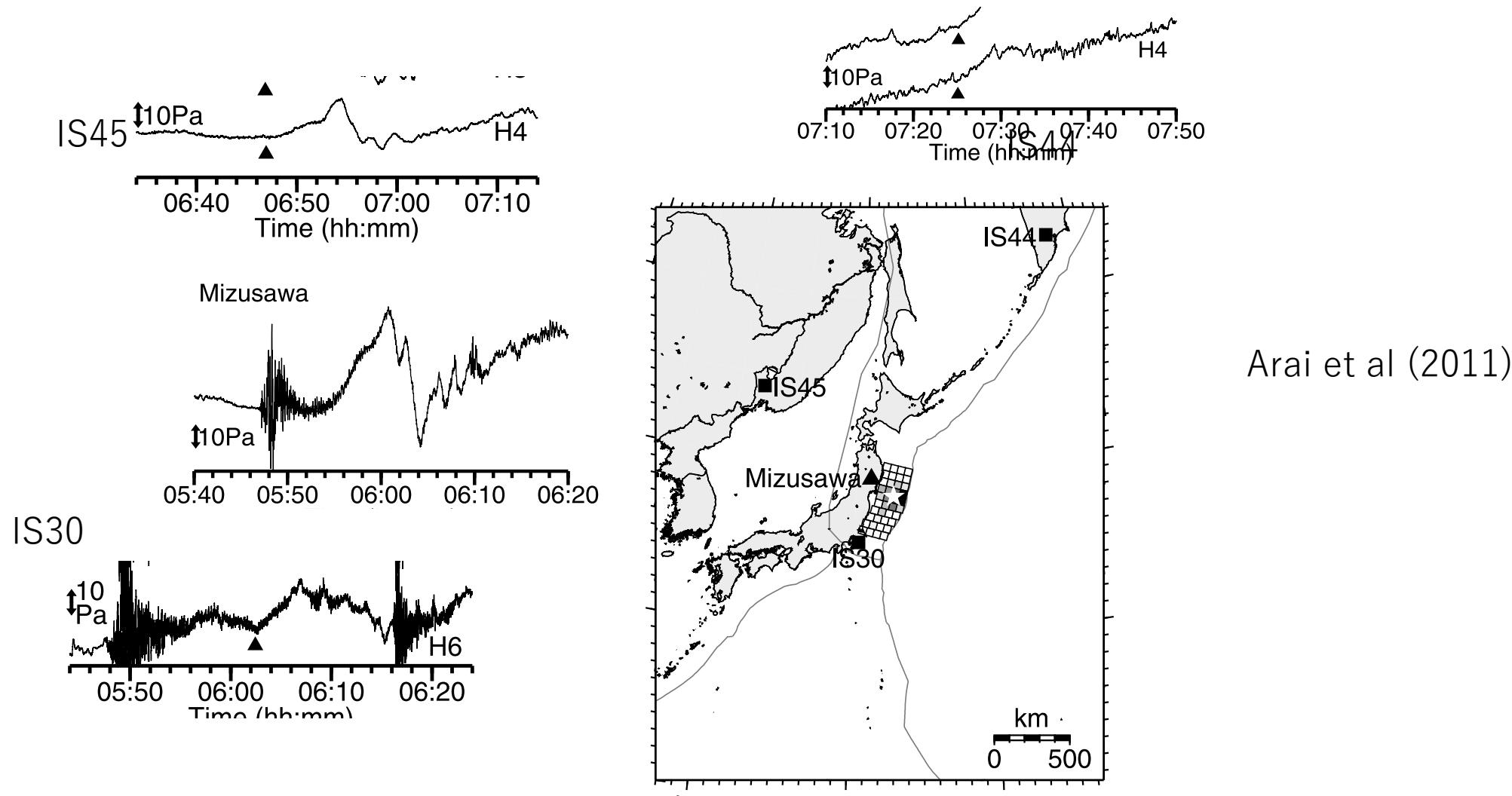
水平風、圧力擾乱は高度とともに減少



単純化のために、等温大気の場合を考える。

津波（海面上昇）からのラム波

# 東北地方太平洋沖地震の際に 各地で観測された微気圧シグナル



# 圧縮性大気モデル (x-z 二次元) の計算

自転なし。2次元(x-z) 問題。簡単のために基本場は等温大気。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\theta = \frac{p}{\rho R} \left( \frac{p_{00}}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (5)$$

$u$ : 水平速度

$w$ : 鉛直速度

$p$ : 壓力

$\rho$ : 密度

$\theta$ : 温位

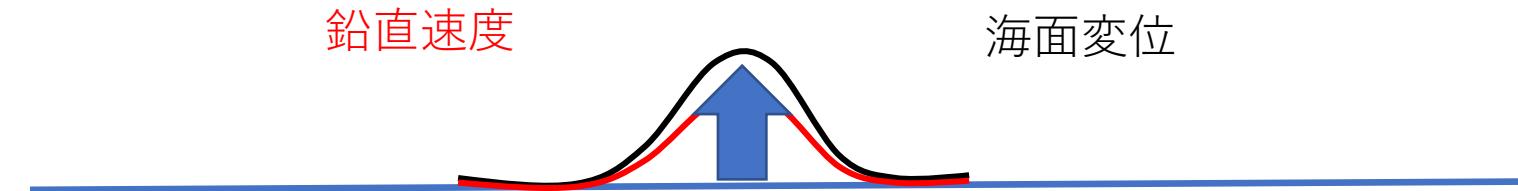
$g$ : 重力加速度

$R$ : 気体定数

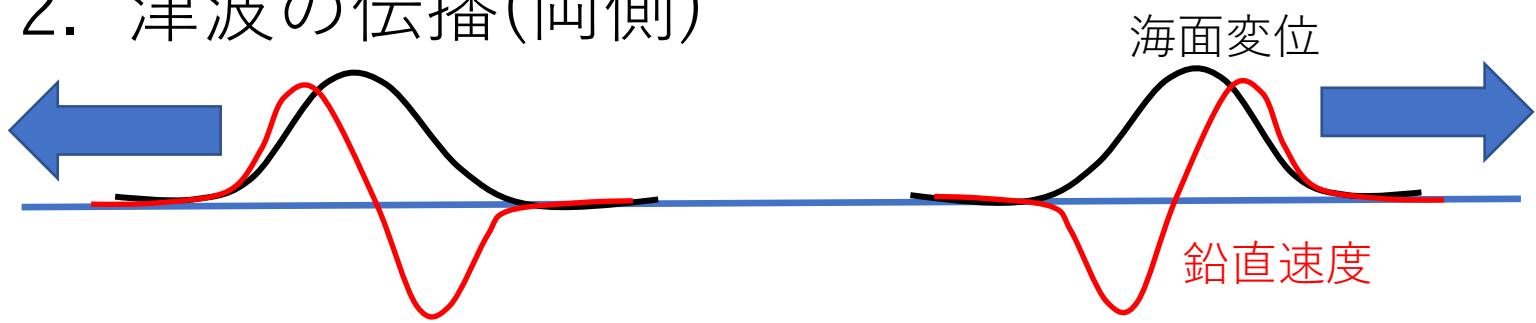
$c_p$ : 定圧比熱

# 下端での鉛直速度の与え方

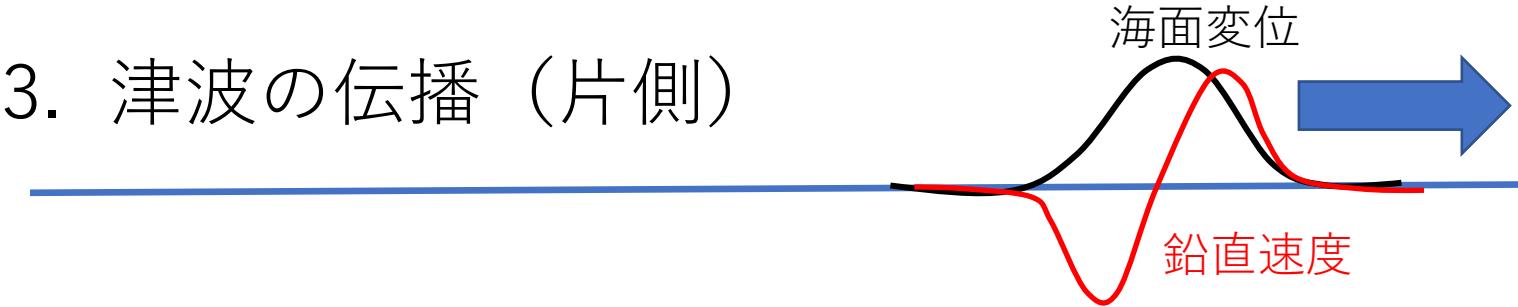
1. 断層運動にともなって海面が盛り上がる



2. 津波の伝播(両側)

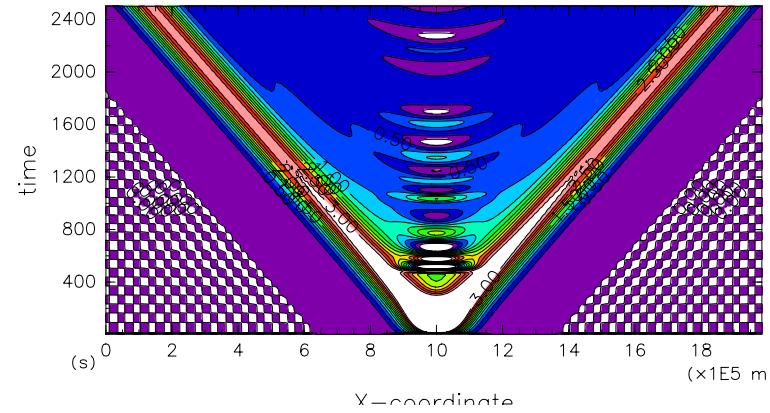


3. 津波の伝播 (片側)

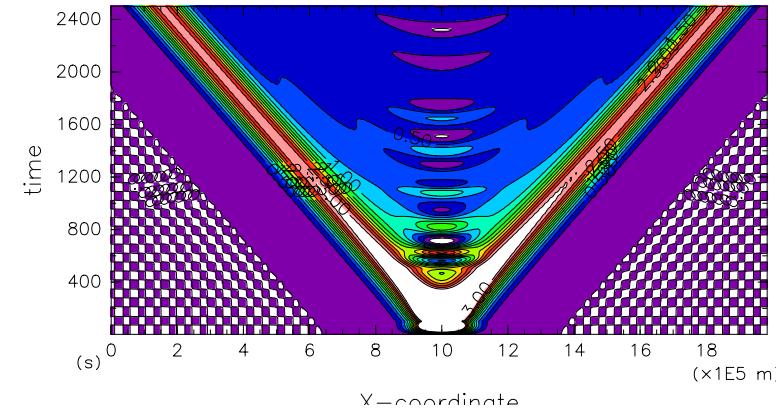


# 1. 海面上昇への応答 $P_s(x,t)$

perturbation pressure  
変位時間10秒

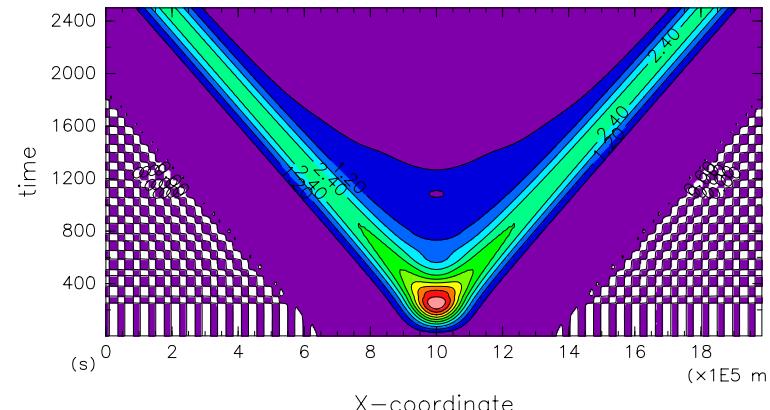


perturbation pressure  
変位時間100秒

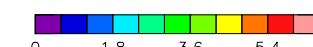


ラム波の振幅、波形は断層変位時間に鈍感

/usr/bin/gpview 2017-11-22  
perturbation pressure  
変位時間300秒

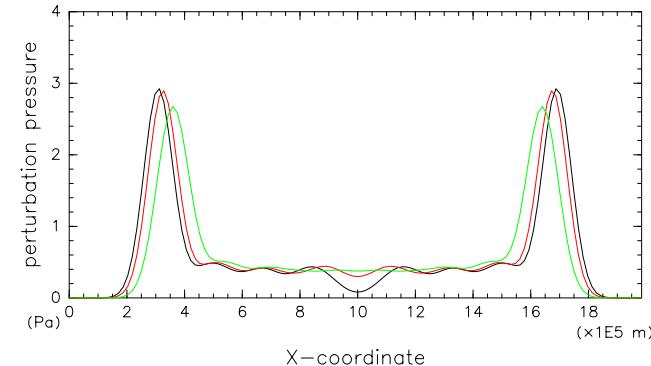


CONTOUR INTERVAL = 6.000E-01



z=250 m

perturbation pressure



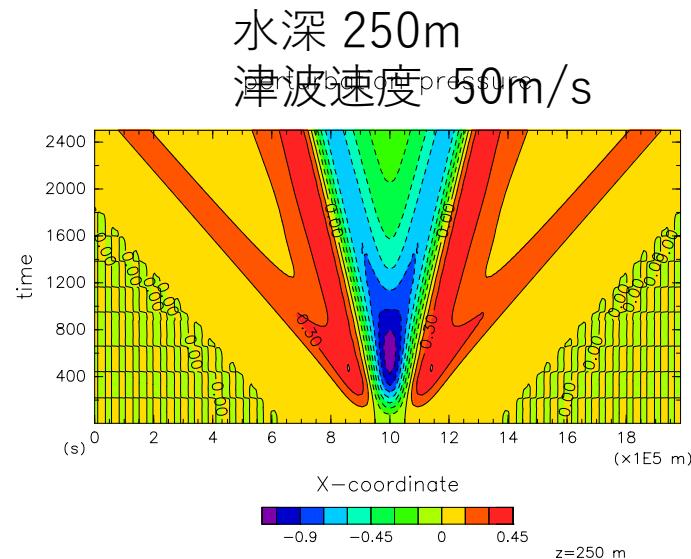
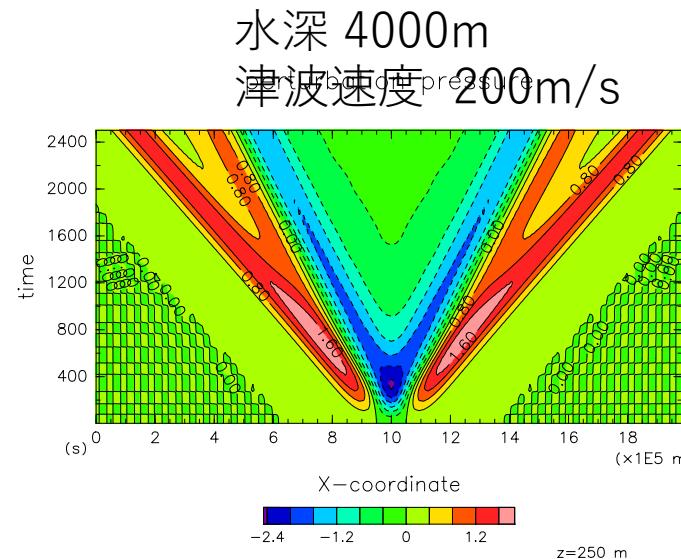
z=250 m  
t=2000 s

/usr/bin/gpview 2017-11-22

/usr/bin/gpview 2017-11-22

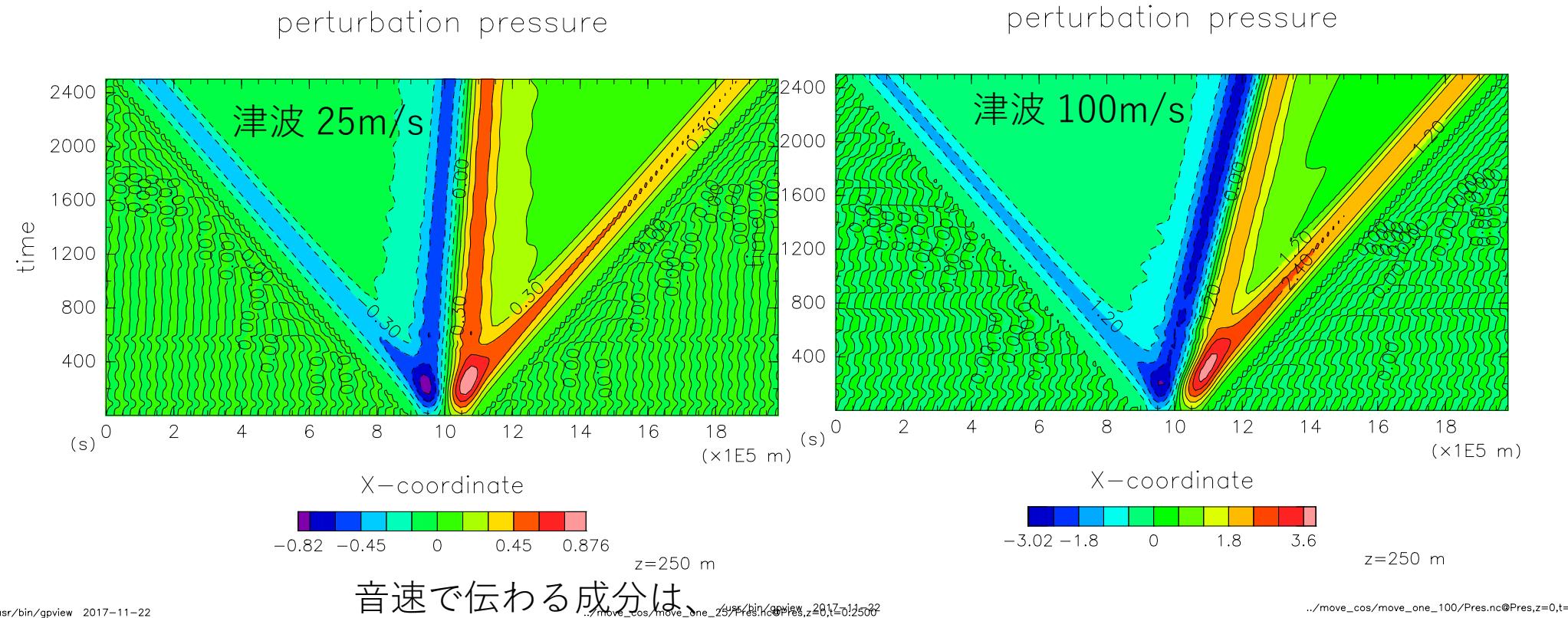
tau\_10/Pres.nc@Pres,z=0,t=2000

## 2. 両側に移動する津波への応答 $P_s(x, t)$



津波と共に動く成分だけでなく、  
波源から、音速で伝わる成分がある。  
振幅は津波速度の2乗に比例する。

### 3. 片側に移動する津波への応答 $P_s(x, t)$



津波の進行側でプラス、反対側でマイナス  
振幅はおおむね、津波速度の1乗に比例。

津波が両側に伝わる場合は、両成分が打ち消し合い  
津波速度の2乗に比例する振幅となる。

# 数値積分した結果の要点

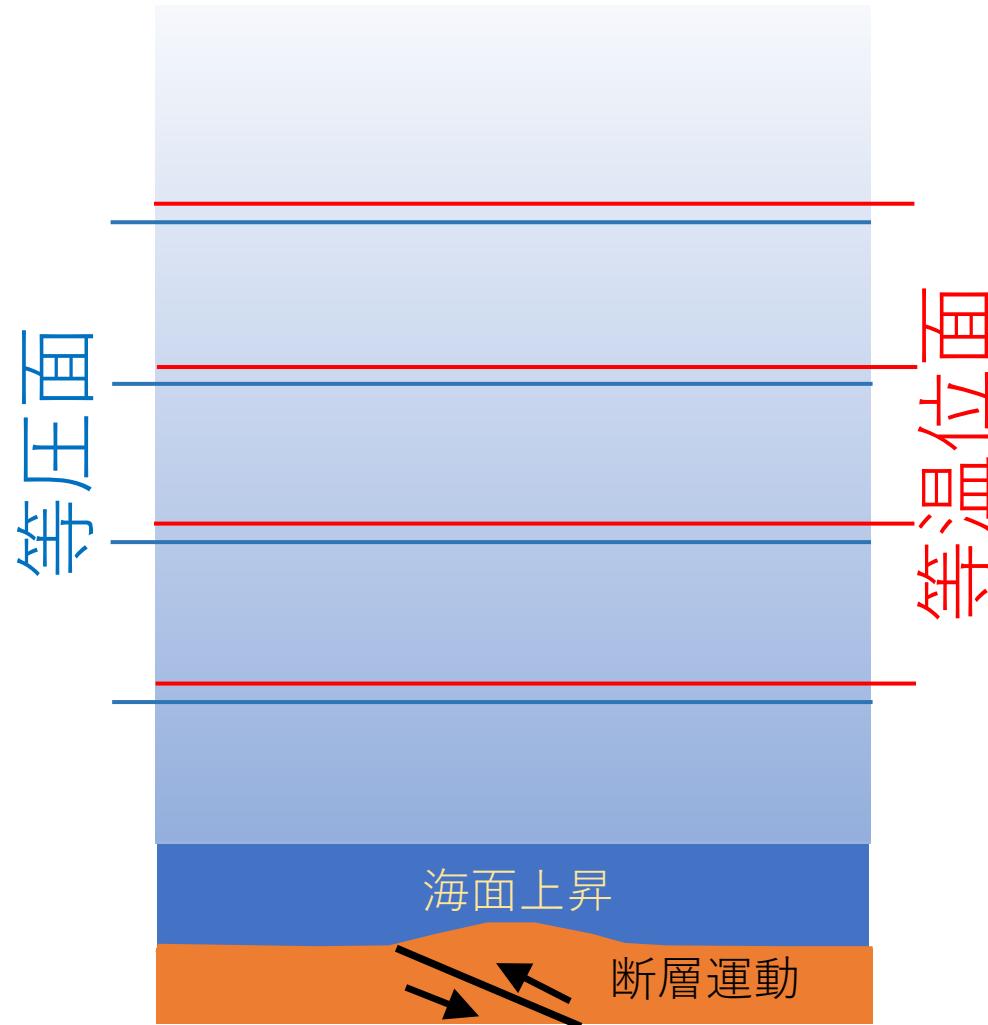
1. 津波は音波、内部重力波、ラム波を励起する。
2. 遠方に伝わるのはラム波。
3. ラム波には二つの成分がある。
  1. 第一の成分：海面が盛り上がることによる。振幅は海面盛り上がり高度で決まる。断層運動時間によらない。**これは、過去の研究の仮定（断層運動時間に反比例）と全く異なる。**
  2. 第二の成分：振幅は津波の伝播速度のほぼ二乗に比例。

# 直感的な説明

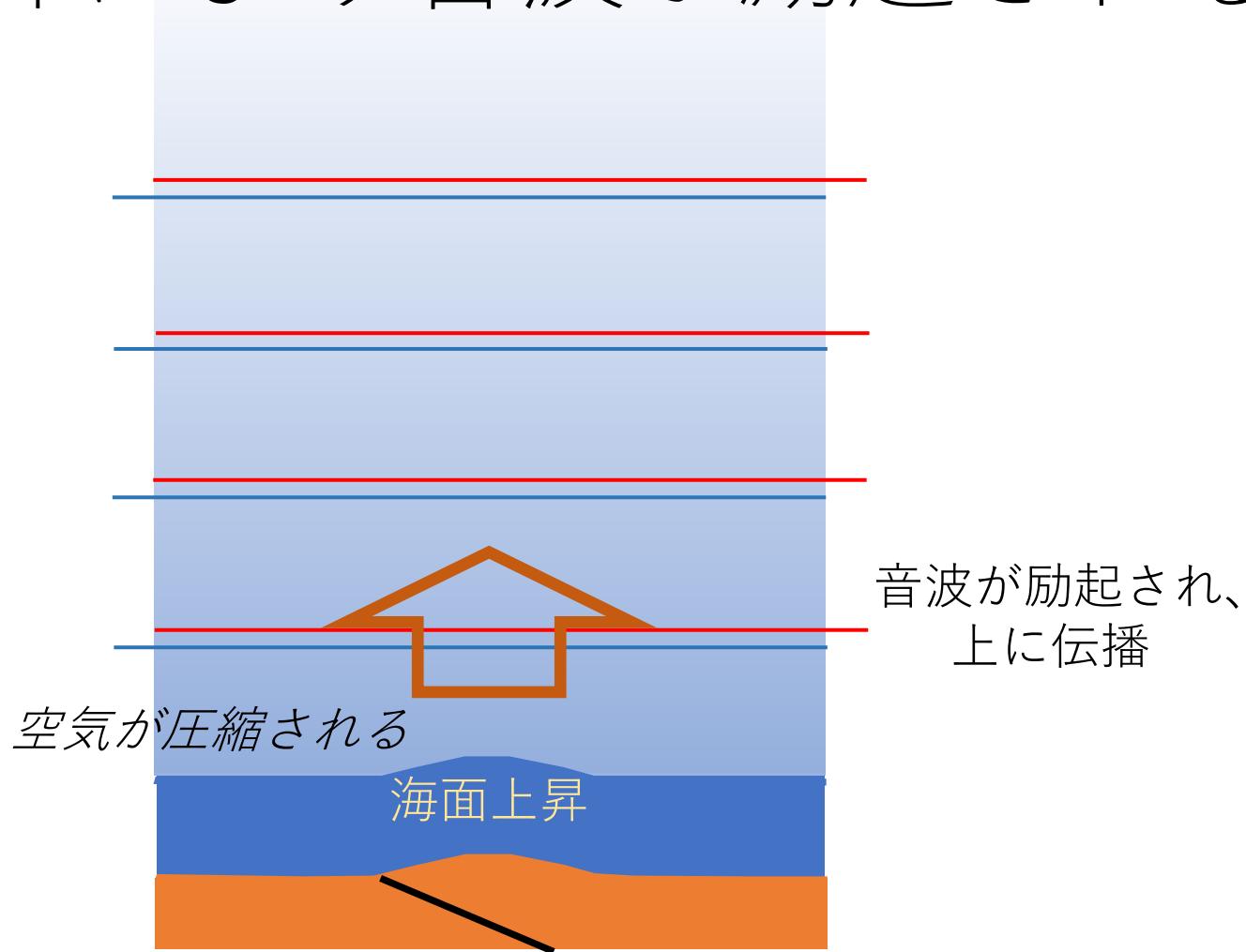
- 音波による adjustment が終わった後には、海面が持ち上がった分だけ、その上の大気も持ち上がる。
- 持ち上がった大気と、周囲の大気の水平圧力差のうち、約7割がラム波の振幅となる。



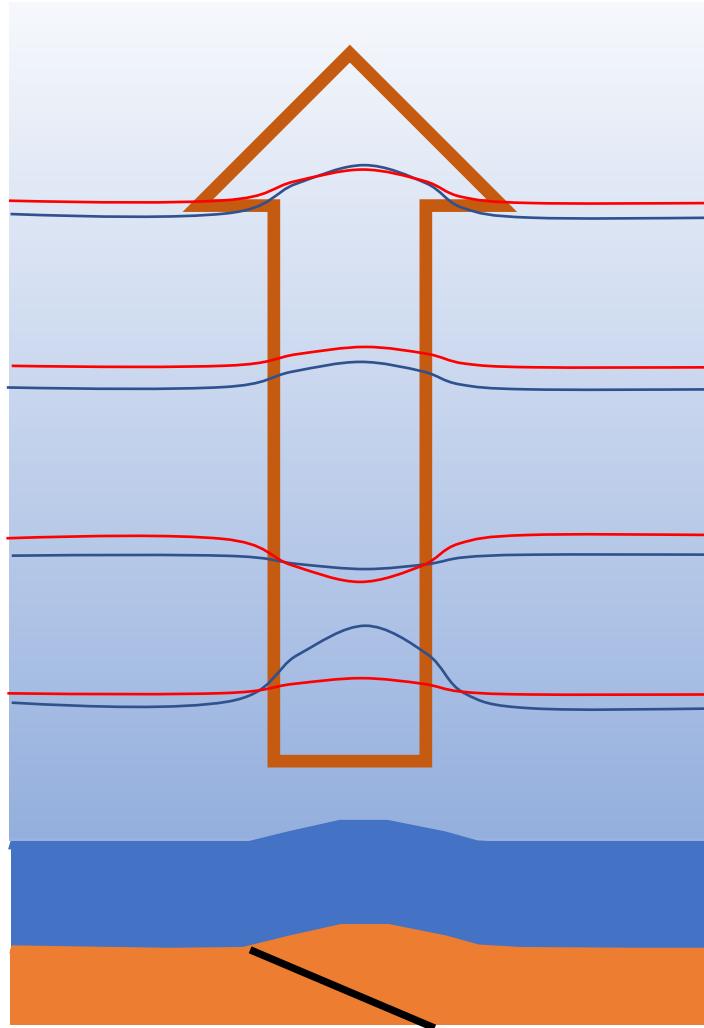
# 津波（海面上昇）からのラム波励起



# 海面上昇により音波が励起される



音波がほぼ真上に伝播

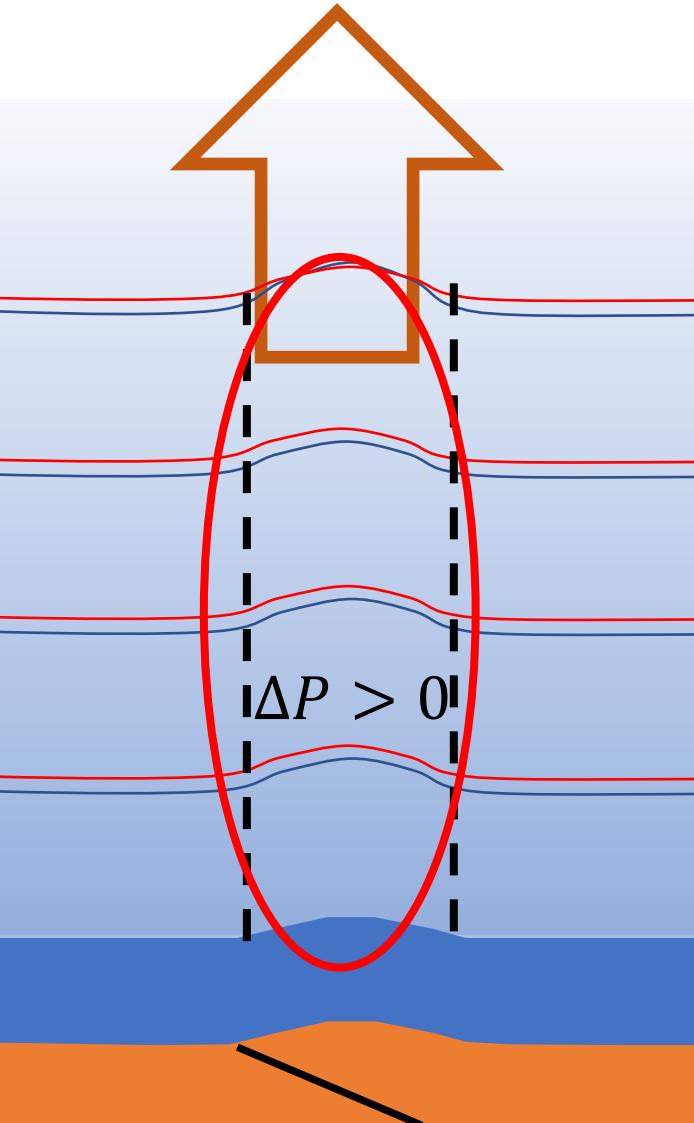


等温位面  
等压面  
乱される。

# “静水圧調節”が終わった状態

音波が上に伝わり  
大気を抜けると…

当温位面と等压面は、  
海面の形状をなぞる  
形になる。



$$\Delta P = -h_s \frac{\partial \bar{P}}{\partial z}$$

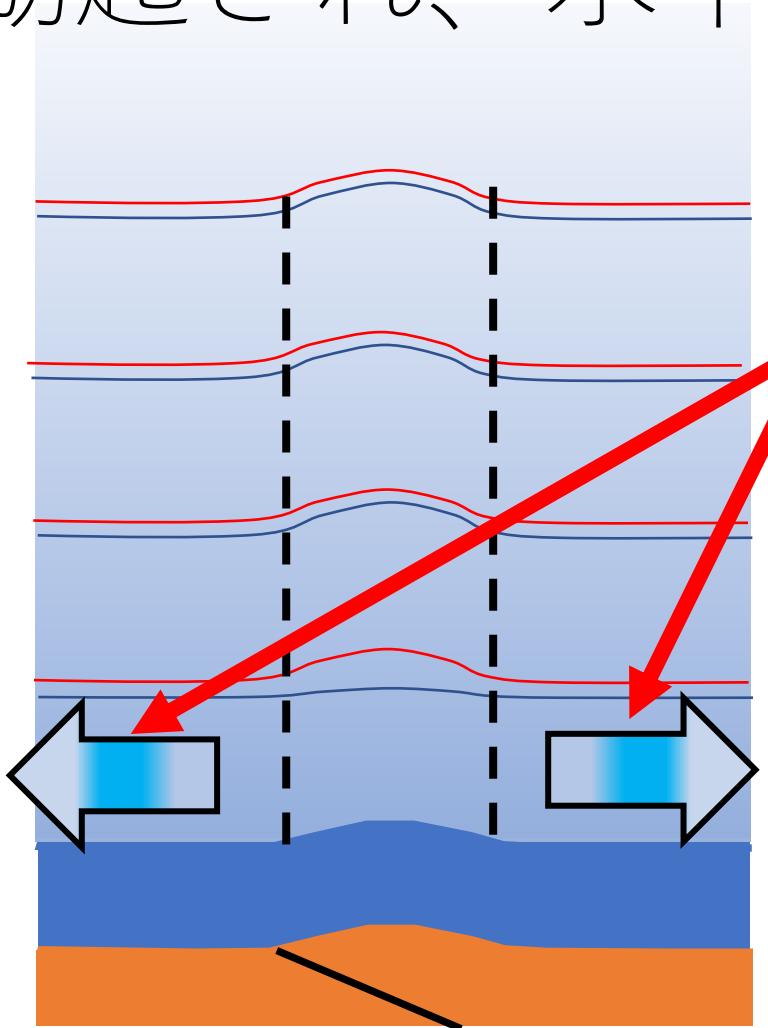
海面付近の気圧偏差

$$\Delta P_{z=0} = h_s g \rho_a$$

# ラム波が励起され、水平に圧力調節

ラム波は鉛直流を伴わないので、等温位面の偏差は調節されずに残る。

その後、内部重力波が励起されて調節される。

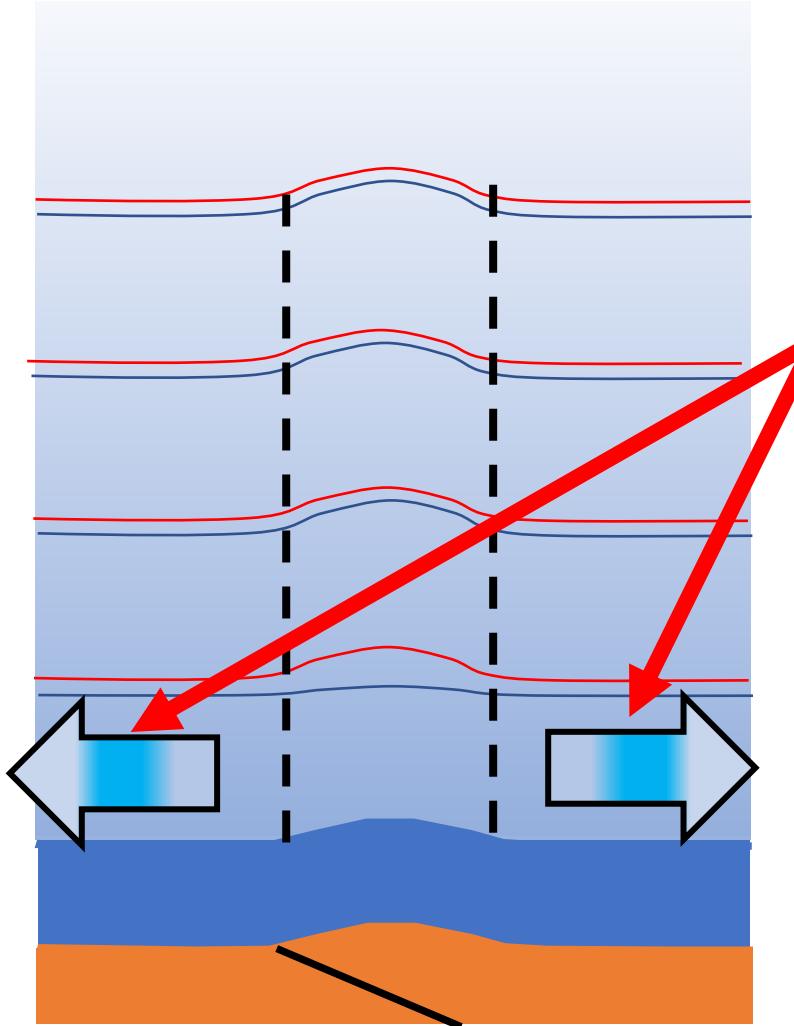


Lamb waves start to propagate, and adjust the horizontal pressure anomaly in the lower atmosphere.

$$\Delta P_{Lamb} \approx 0.7 \times \frac{1}{2} h_s g \rho_a$$

ラム波は鉛直流を伴わないので、等温位面の偏差は調節されずに残る。

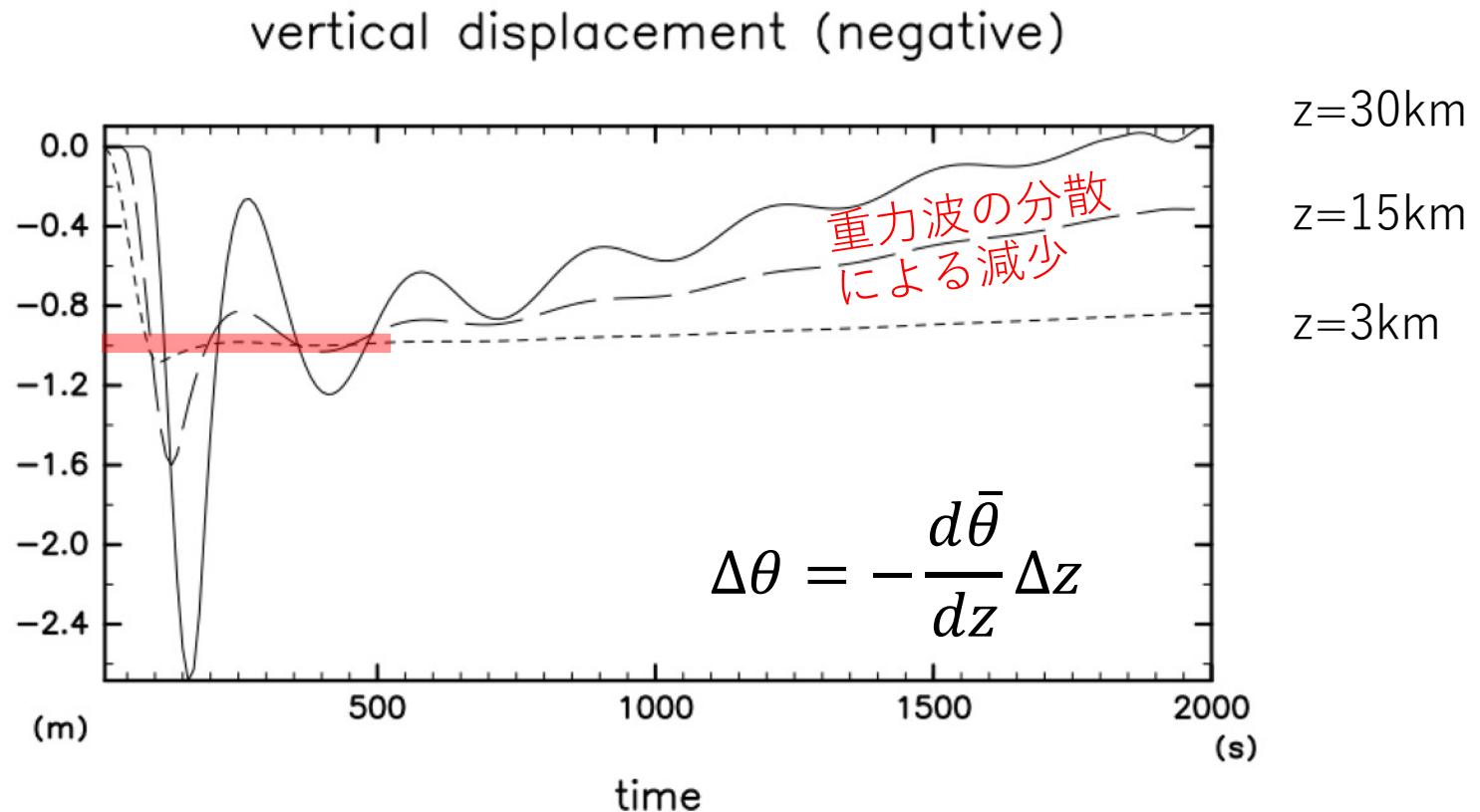
その後、内部重力波が励起されて調節される。



Lamb waves start to propagate, and adjust the horizontal pressure anomaly in the lower atmosphere.

$$\Delta P_{Lamb} \approx 0.7 \times \frac{1}{2} h_s g \rho_a$$

# 温位偏差から見積もった鉛直変位



幅 500km, 波高 1m, 立ち上がり100秒の津波

簡単な方程式で考えてみると。。。

# 方程式の線形化とスケーリング

$$\frac{\partial u^*}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (1)'$$

$$\frac{\partial w^*}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g \quad (2)'$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = - \frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{\partial w^*}{\partial z} \quad (3)'$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} + w^* \left( \frac{N^2}{g} \right) = 0 \quad (4)'$$

$$\rho' = \frac{p'}{c_s^2} - \theta^* \quad (5)'$$

$$u^* = \bar{\rho} u'$$

$$w^* = \bar{\rho} w'$$

$$\theta^* = \frac{\bar{\rho} \theta'}{\bar{\theta}}$$

$$c_s^2 = \left( \frac{c_p}{c_v} \right) R \bar{T}$$

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz}$$

$(\cdot)':$ 擾乱  
 $\overline{(\cdot)}$ : 基本場

$c_s$ : 音速

$c_v$ : 定積比熱

$N^2$ : 浮力振動数

# 海面変位に伴う static な鉛直変位を分離

音波の鉛直伝播による adjustment の終了後は  
大気全体が、海面の変位と同じ鉛直変位をしてい  
る。

$$w' = \tilde{w}' + w'_B$$

↑  
大気擾乱(音波以外の)に伴う鉛直流

↑  
海面変位に対応した static な鉛直運動

スケーリングした変数に焼き直せば

$$w^* = \tilde{w}^* + \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_s} w_b^* = \tilde{w}^* + e^{-\frac{z}{H}} w_B^*$$

# 鉛直積分方程式

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1)''$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = p_s - Rg - H \frac{\partial w_B^*}{\partial t} \quad (2)''$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = - \frac{\partial U}{\partial x} + w_B^* \quad (3)''$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{N^2}{g} (W + Hw_B^*) = 0 \quad (4)''$$

$$R = \frac{P}{c_s^2} - T \quad (5)''$$

$$U = \int_0^\infty u^* dz$$

$$W = \int_0^\infty \widetilde{w}^* dz$$

$$R = \int_0^\infty \rho' dz$$

$$P = \int_0^\infty p' dz$$

$$T = \int_0^\infty \theta^* dz$$

$$w_B = w^*(x, 0, t)$$

# ラム波の波動方程式 $W=0$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (1)''$$

$$0 = \frac{\partial W}{\partial t} = p_s - Rg - H \frac{\partial w_B^*}{\partial t} \quad (2)''$$

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -\frac{\partial U}{\partial x} + w_B^* \quad (3)''$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{N^2 H}{g} w_B^* = 0 \quad (4)''$$

$$R = \frac{P}{c_s^2} - T \quad (5)''$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{c_s^2}{\gamma} \frac{\partial w_B^*}{\partial x}$$

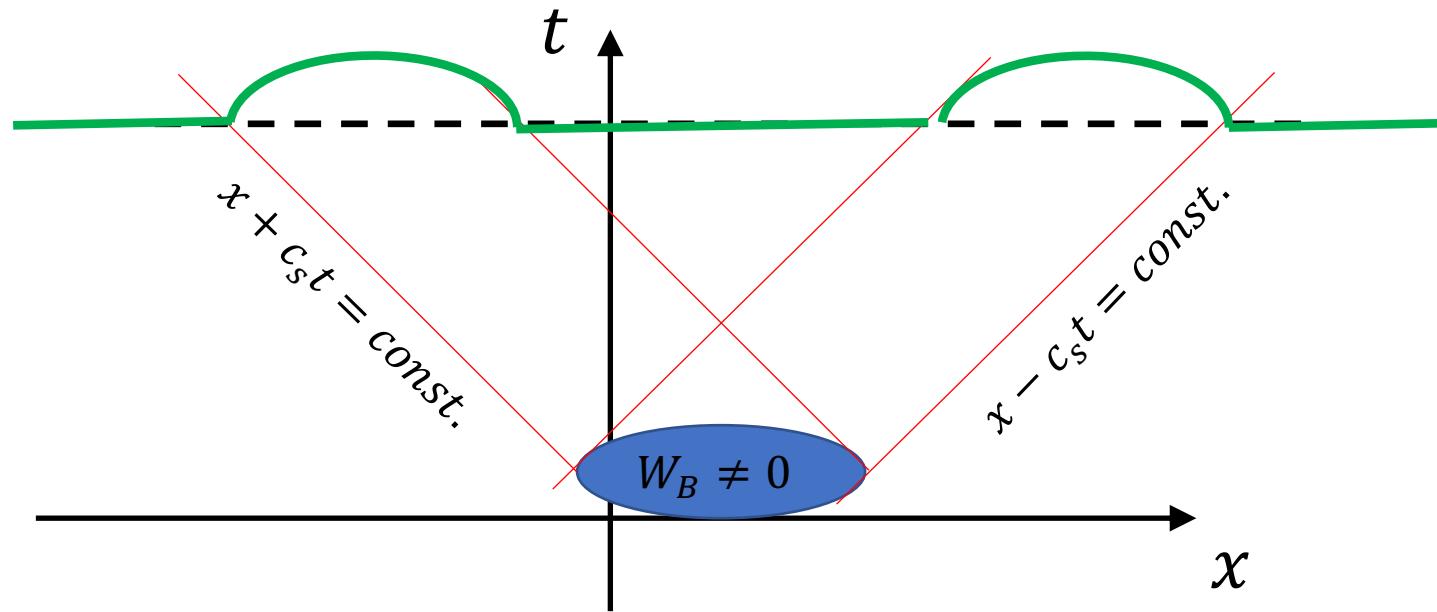
水平に音速で伝わる擾乱についての  
波動方程式。

ソース項として、下面境界の鉛直速度  
(の微分) が現れる。

実質的にラム波の方程式が得られた。

# ラム波の方程式の形式解

$$\begin{aligned} U(x, t) &= -\frac{1}{2\gamma c_s} \int_0^t d\tau \int_{x-c_s(t-\tau)}^{x+c_s(t-\tau)} \left( -c_s^2 \frac{\partial w_B^*}{\partial x} \right) dx \\ &= \frac{c_s}{2\gamma} \int_0^t d\tau [w_B^*(x + c_s(t - \tau)) - w_B^*(x - c_s(t - \tau))] \end{aligned}$$



# $U(x, t)$ と $P(x, t)$ の関係は？

注目したい部分は進行波。ダランベールの解を考えると

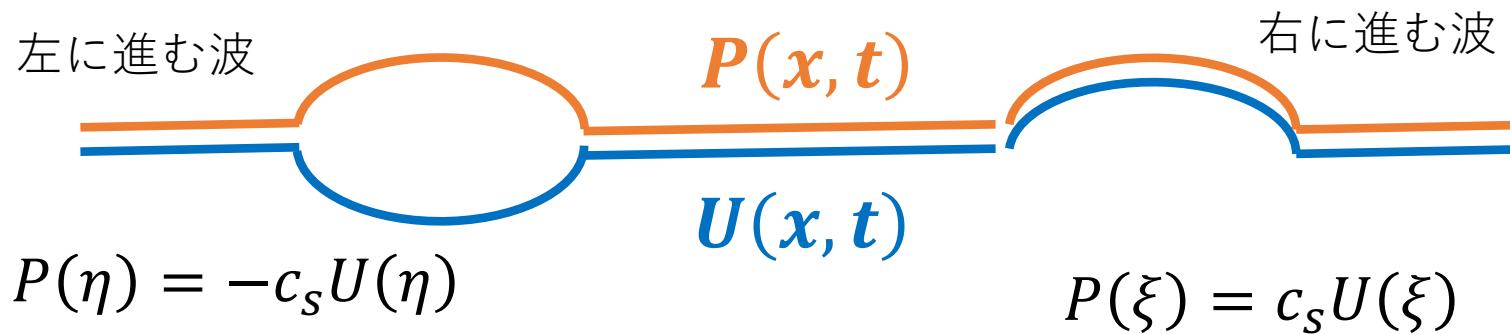
$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x}$$

$$U(x, t) = U(\xi) + U(\eta)$$

$$\xi = x - c_s t$$

$$P(x, t) = P(\xi) + P(\eta)$$

$$\eta = x + c_s t$$



$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{dU}{d\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = c_s \frac{dU}{d\eta}$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP}{d\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{dP}{d\eta}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{dU}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -c_s \frac{dU}{d\xi}$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{dP}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{dP}{d\xi}$$

# 地上気圧の振幅の取り出し

ラム波の圧力擾乱の鉛直構造

$$p(z) \sim p_s \exp\left[-\frac{gz}{c_s^2}\right] = p_s \exp\left[-\frac{z}{H_L}\right]$$

$$P = \int_0^\infty p' dz = \int_0^\infty p_s e^{-\frac{z}{H_L}} dz = \frac{p_s}{H_L} = \frac{c_s^2 p_s}{g} \quad \therefore p_s = \frac{g}{c_s^2} P$$

$$U(x, t) = \frac{c_s}{2} \int_0^t d\tau [w_B(x + c_s(t - \tau)) - w_B(x - c_s(t - \tau))] \quad P = \pm c_s U$$
$$w_B = \bar{\rho} w'_B$$

$$p_s(x, t) = \frac{g}{c_s} U(x, t)$$

$$= \frac{g \bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t d\tau [w'_B(x + c_s(t - \tau)) - w'_B(x - c_s(t - \tau))]$$

# 津波励起 (1) 海面が盛り上がる

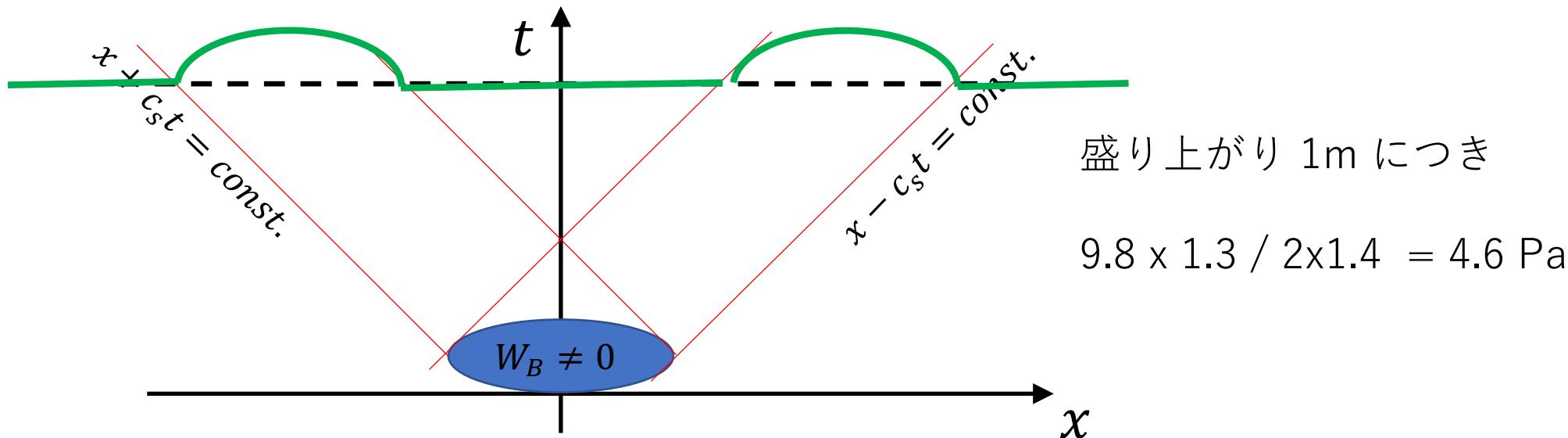
$$p_s(x, t) = \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t d\tau [w'_B(x + c_s(t - \tau)) - w'_B(x - c_s(t - \tau))]$$

波源域の幅  $\gg$  海面盛り上がりの時間スケール  $\times$  音速 (まあまあ良い近似)

→ 右辺の積分は local な時間積分で近似できる。  
積分区間には、断層運動の間だけが寄与。

$$p_s(x, t) = \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} [h_s(x - c_s t) + h_s(x + c_s t)]$$

励起されたラム波は、海面盛り上がりの高さ・形状を直接反映



# 過去の研究での見積もりと違う

断層変位時間  $T$  が浮力振動の時間より短かく、  
断層破壊拡大速度が音速より速ければ

$$p_s = \rho c w = \rho c h / T$$

(Watada et al 2006, Watada 2009)

通常の見積もりでは断層変位時間に依存するが、  
今回の計算では、 $T$  によらず、直接津波高と対応。

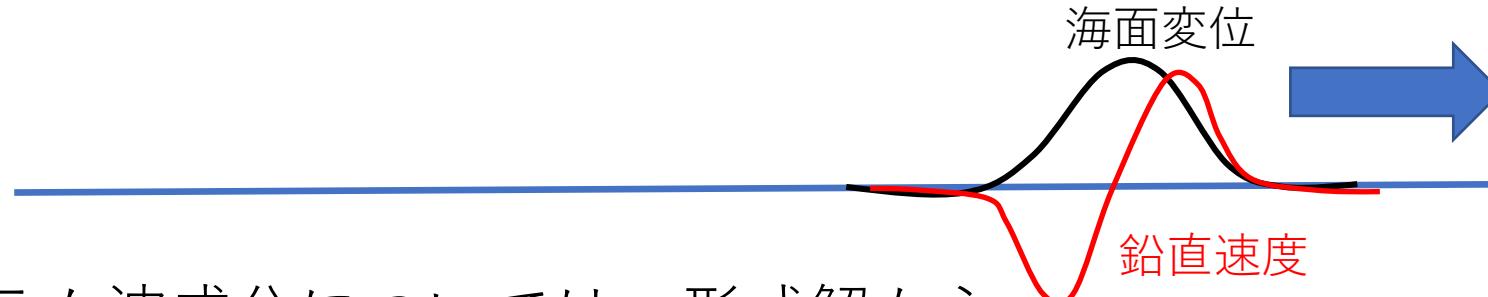
$$p_s = \frac{g \bar{\rho} h_s}{\gamma}$$

## 津波励起 (2) 津波の伝播

平面波（細長い波源から出てくる津波）を想定する。

振幅、位相速度一定の津波：  
海面での鉛直速度：

$$h_s(x, t) = h_0(\xi) \quad \xi = x - ct$$
$$w'_B(x, t) = \frac{\partial h_s}{\partial t}(\xi) = -c \frac{dh_0}{d\xi}(\xi)$$



ラム波成分については、形式解から

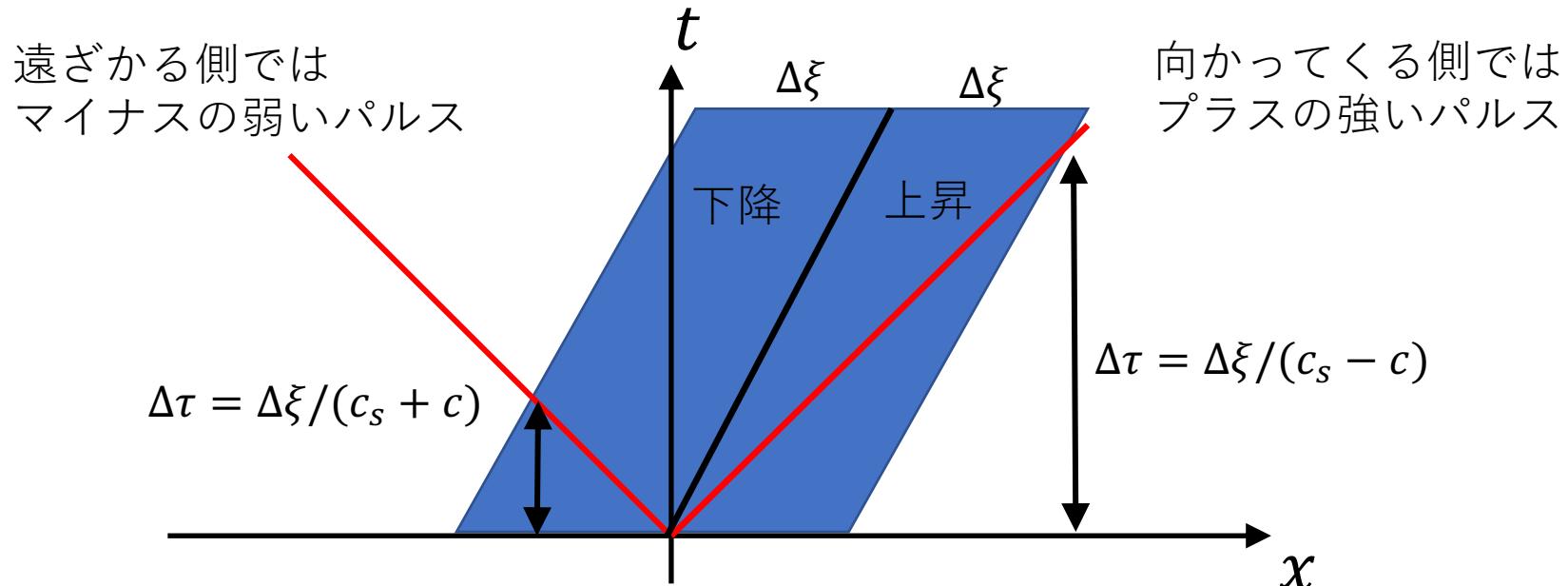
$$\begin{aligned} p_s(x, t) &= \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t d\tau [w'_B(x + c_s(t - \tau)) - w'_B(x - c_s(t - \tau))] \\ &= -c \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t d\tau \left[ \frac{dh_0}{d\xi}(x + c_s(t - \tau)) - \frac{dh_0}{d\xi}(x - c_s(t - \tau)) \right] \end{aligned}$$

# 津波励起 (2) 津波の伝播

$$p_s(x, t) = -c \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t d\tau \left[ \frac{dh_0}{d\xi} (x + c_s(t - \tau)) - \frac{dh_0}{d\xi} (x - c_s(t - \tau)) \right]$$

Doppler shift に注意して、右辺を積分する。  $d\tau = d\xi/(c_s \pm c)$

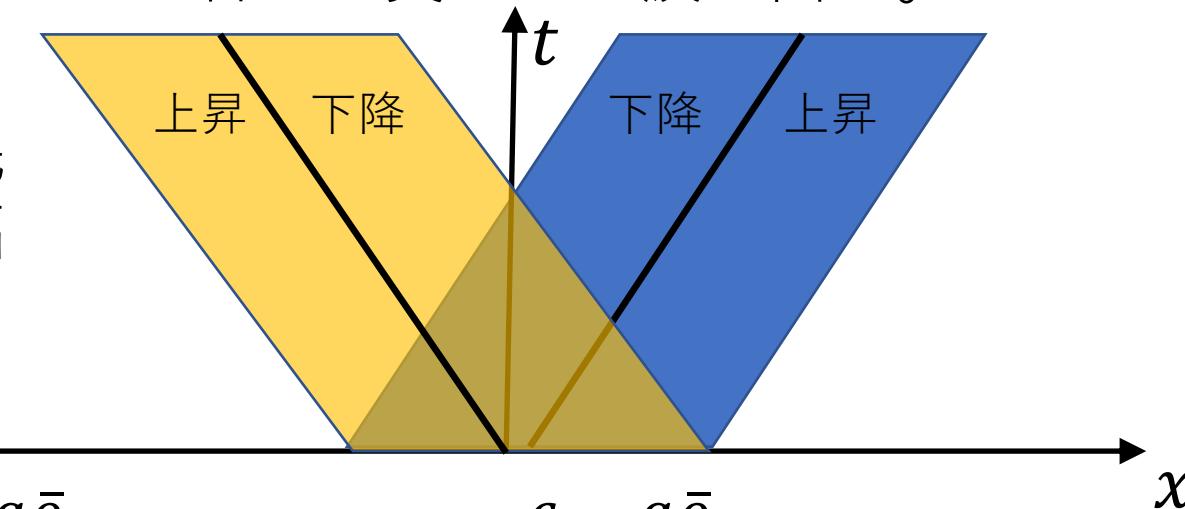
$$\begin{aligned} p_s(x, t) &= -\frac{c}{c_s + c} \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t \frac{dh_0}{d\xi} (x + c_s(t - \tau)) d\xi + \frac{c}{c_s - c} \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \int_0^t \frac{dh_0}{d\xi} (x - c_s(t - \tau)) d\xi \\ &= -\frac{c}{c_s + c} \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} h_0(x + c_s t) + \frac{c}{c_s - c} \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} h_0(x - c_s t) \end{aligned}$$



# 津波励起 (2) 津波の伝播

津波は波源から左右に伝わり（同じ強さ、振幅は半分）、  
「それぞれの波」から左右に正負のラム波が出る。

打ち消しあった残りが実質的な振幅となる。



$$\begin{aligned} p_s(x, t) &= -\frac{c}{c_s + c} \frac{g \bar{\rho}}{4\gamma} h_0(x + c_s t) + \frac{c}{c_s - c} \frac{g \bar{\rho}}{4\gamma} h_0(x - c_s t) \\ &\quad - \frac{c}{c_s + c} \frac{g \bar{\rho}}{4\gamma} h_0(x - c_s t) + \frac{c}{c_s - c} \frac{g \bar{\rho}}{4\gamma} h_0(x + c_s t) \\ &= \frac{c^2}{c_s^2 - c^2} \frac{g \bar{\rho}}{4\gamma} [h_0(x + c_s t) + h_0(x - c_s t)] \end{aligned}$$

プラスであって、大体  
津波速度の2乗に比例

# 合計した振幅は？

二つの成分を合計すると、振幅は左右それぞれ

$$p_s = \frac{g\bar{\rho}}{2\gamma} \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{c^2}{c_s^2 - c^2} \right] h_0$$

津波の速度が音速に近づくと、共鳴により、非常に大きくなる。

ただし、その場合、大気波動（ラム波）から津波への  
「反作用」が無視できなくなる。

大気波動と津波と一緒に計算する必要がある。

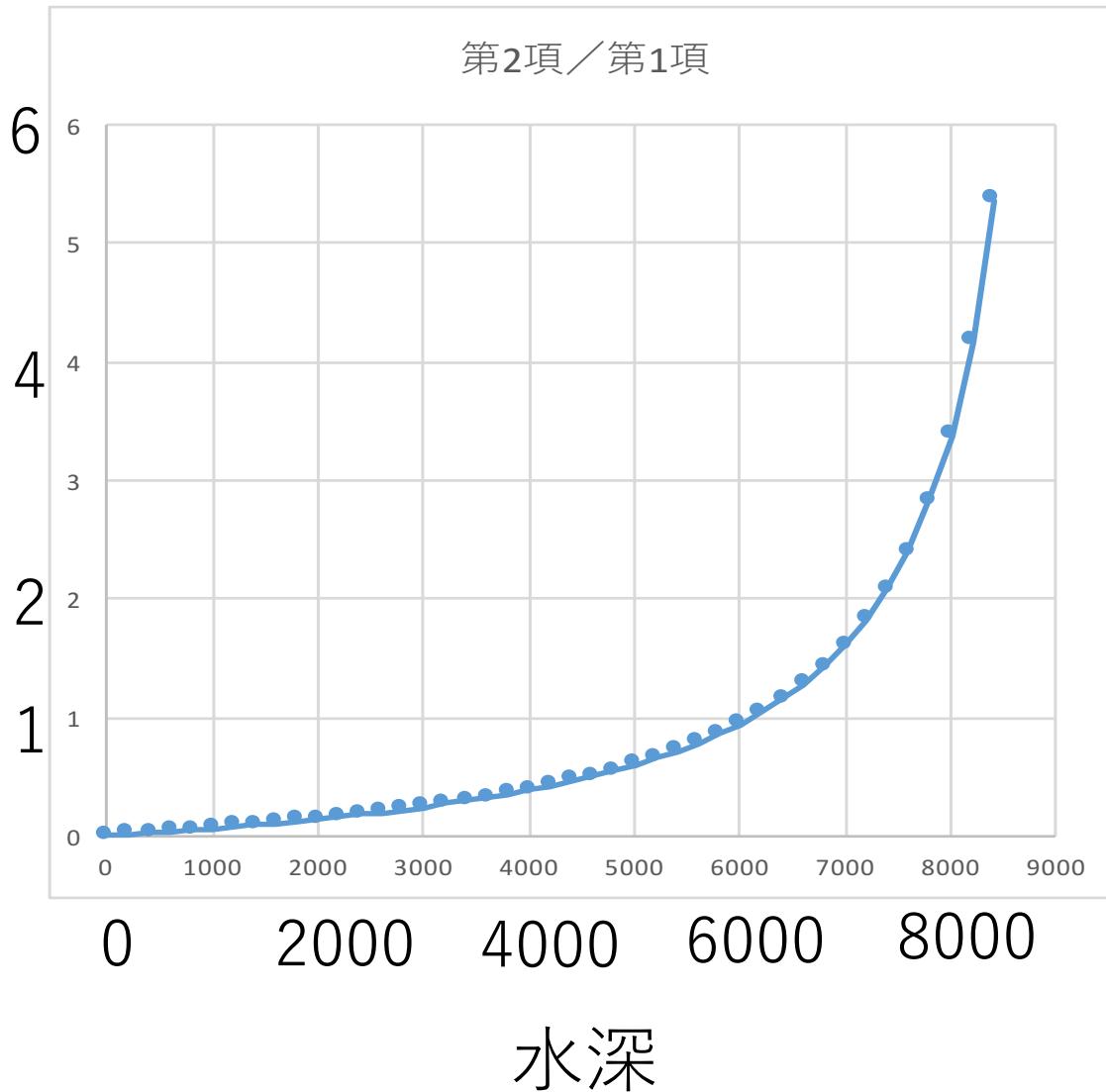
水深依存性の数値的検討は次のページ

# 第二項／第一項

$$\frac{1}{2} \frac{c^2}{c_s^2 - c^2}$$

$$c_s = 300 \text{ m/s}$$

典型的な水深は  
4000 [m] なので、  
第二項の寄与は  
4割程度



# 理論的検討の要点

1. ラム波の励起の様相を大体説明できた。
2. 二つの成分があり、両者の和が「観測」される。
  - 第一の成分：海面が盛り上がることによる。気圧波形は断層運動時間によらず、海面盛り上がり分布で決まる。**津波防災に大きな有用性？。**
  - 第二の成分：津波の伝播に伴う海面の上下運動が励起。津波が向かってくる側で正、遠ざかる方で負。正味の振幅は津波の伝播速度のだいたい二乗に比例。気圧波形は、基本的に津波波形に対応。
3. 合計振幅は、やはり津波の高さに比例する。
  - 観測された振幅を大体説明しそうである。

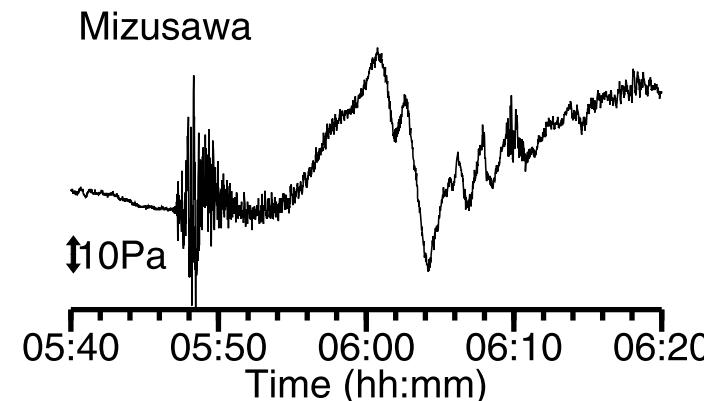
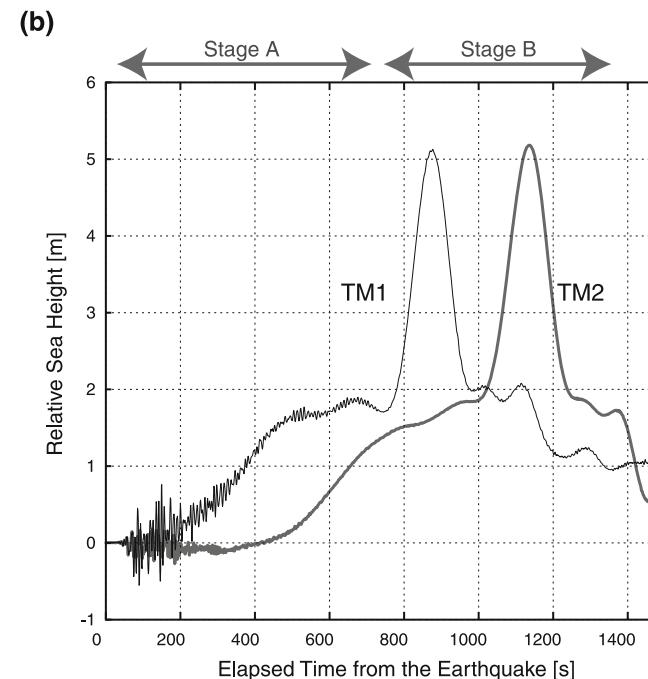
# 2011東北津波の場合は？

水深 7500m :  
津波高さ 1 m につき  
 $(1+2.3) \times 4.55 \text{ Pa} = 15 \text{ Pa}$ 。

水沢 64Pa (p-p)は、  
津波 4.3 m(p-p) に相当。

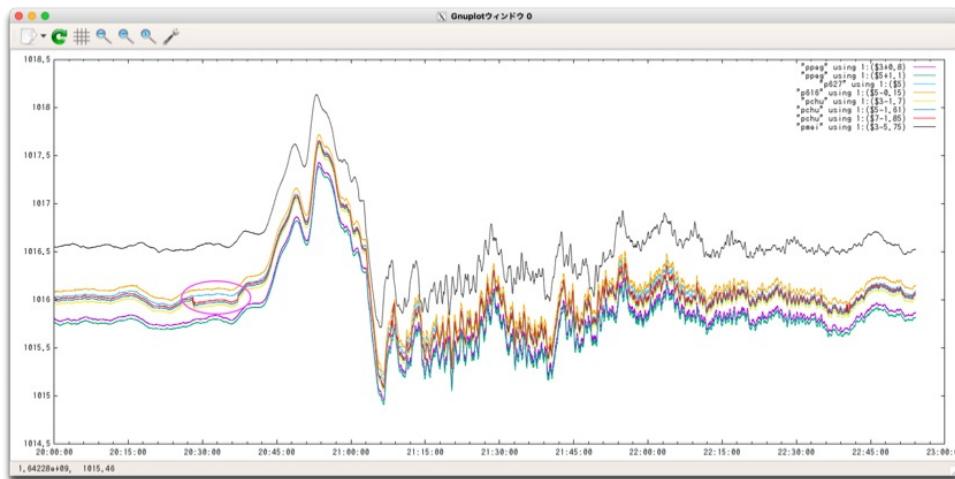
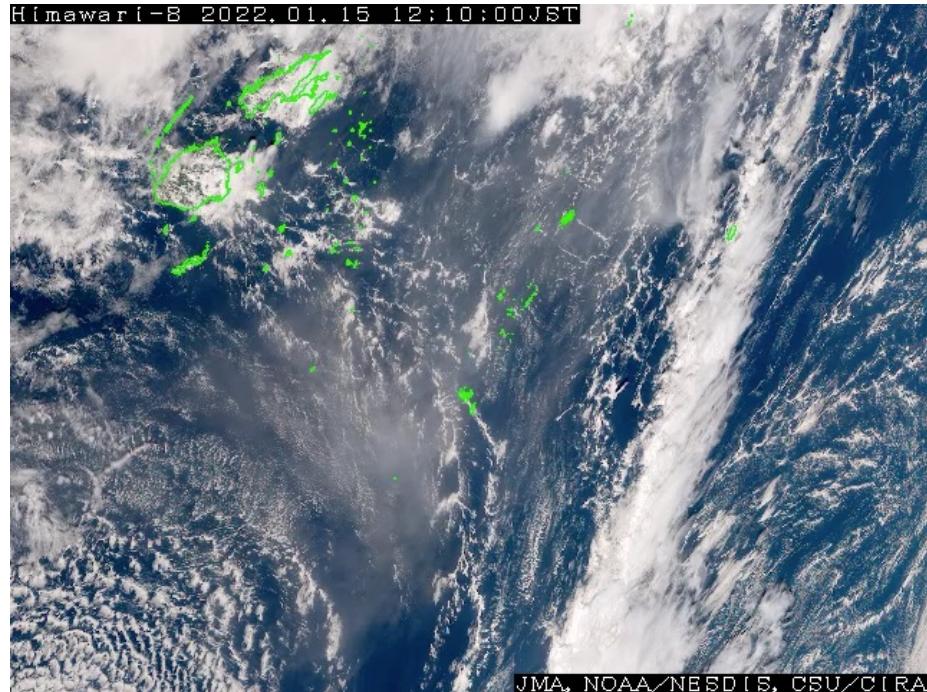
波源での高さ 5m (Maeda et al 2011)に近い。

Arai et al 2011 では、Watada の式を使って、  
波源の形状に依存した、幾何学的な振幅減少を定量的に考察せねばならない。  
見積もりの出発点には十分なりそう。

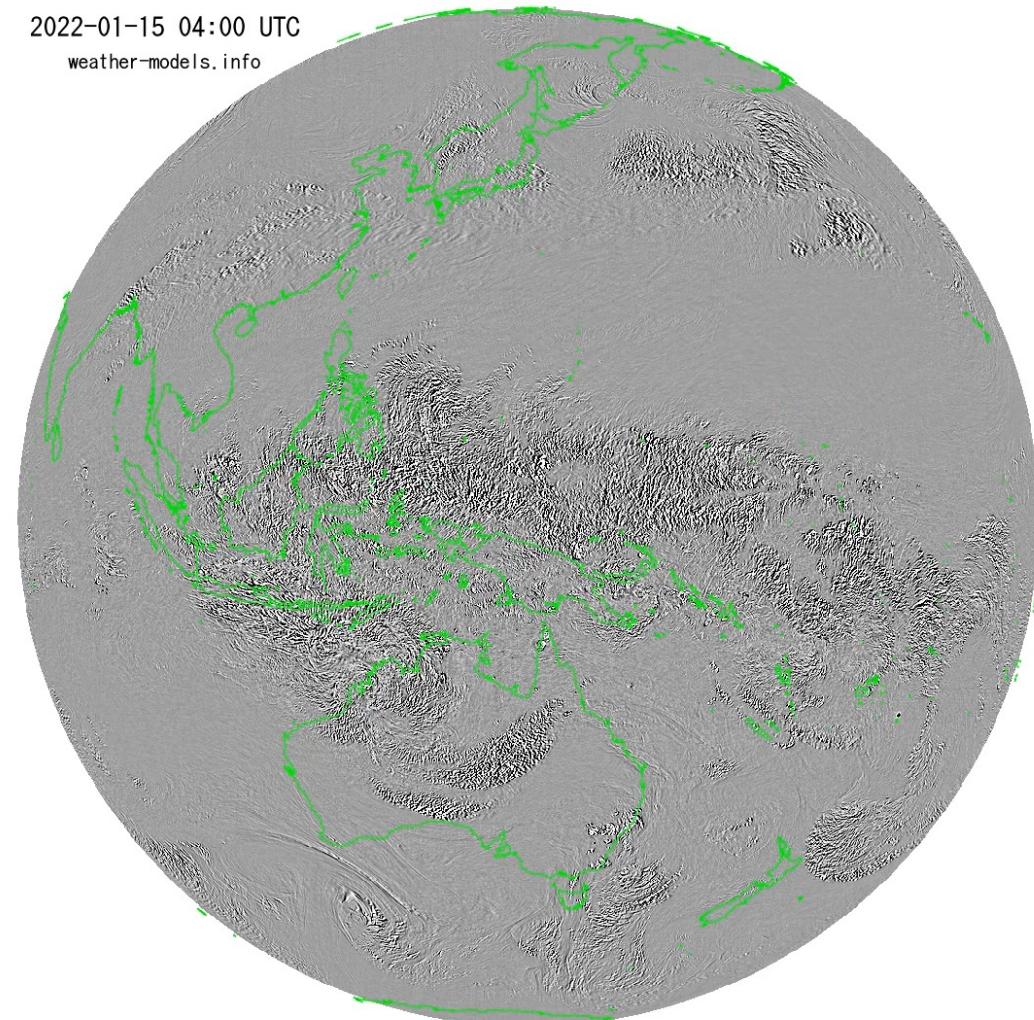


火山からのラム波

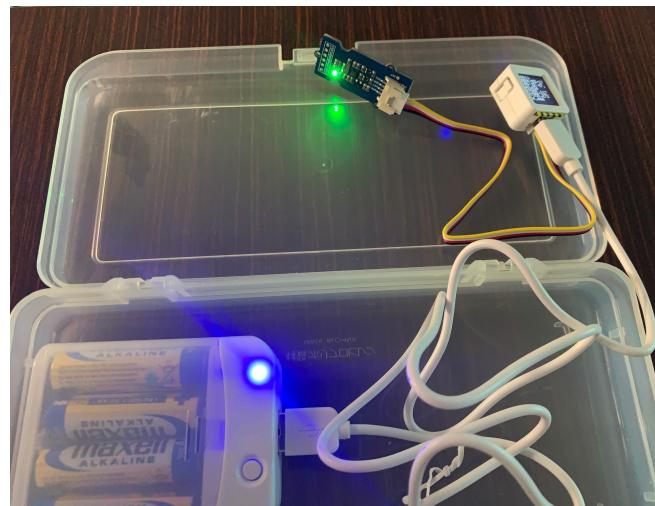
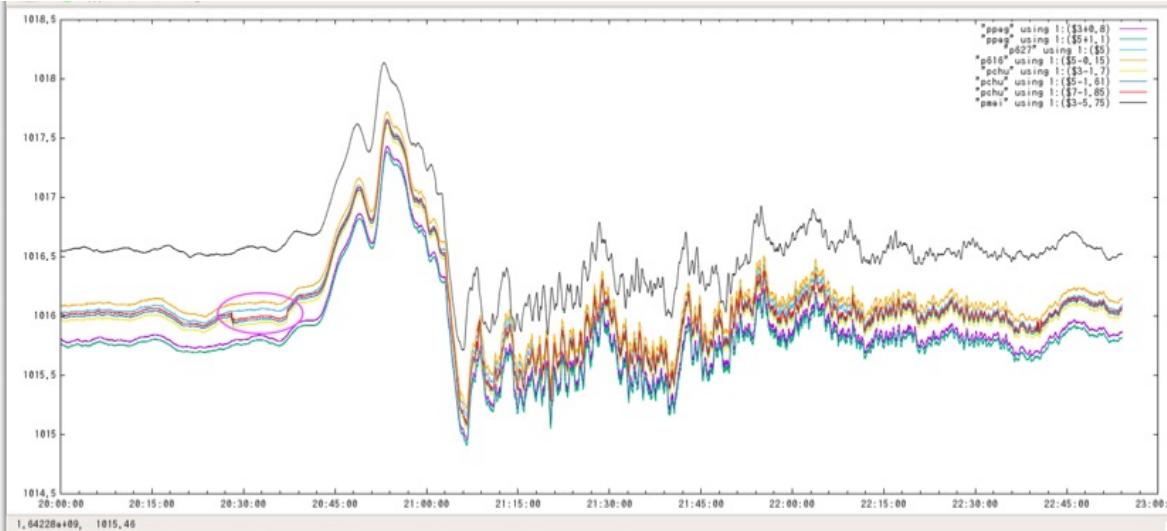
# トンガ火山噴火による大気波動



2022-01-15 04:00 UTC  
weather-models.info



今は5000円以下で  
高感度の気圧計つくれる



数十センチ、上下に動かすと

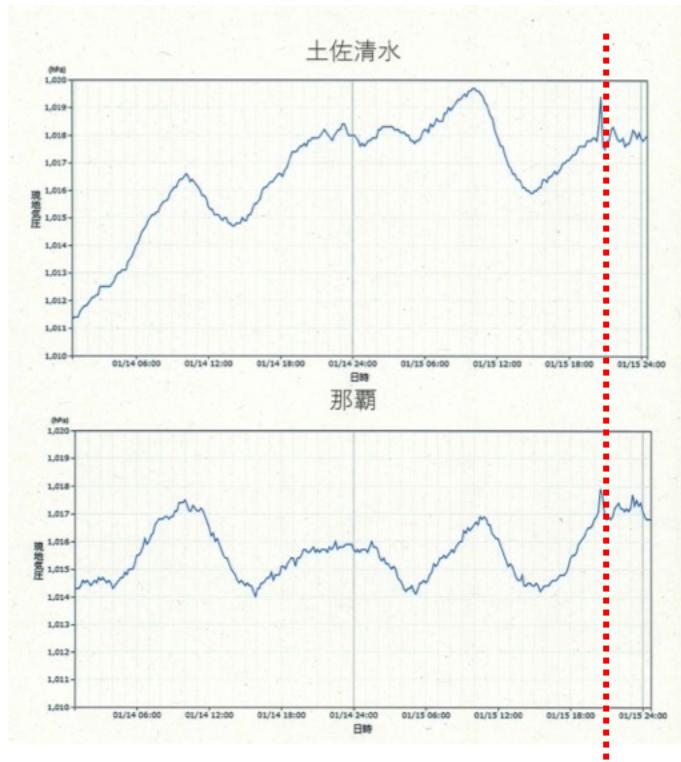
10Pa



報道発表

令和4年1月16日02時00分  
地震火山部

令和4年1月15日13時頃のトンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フ  
ンガ・ハアパイ火山の大規模噴火に伴う潮位変化について



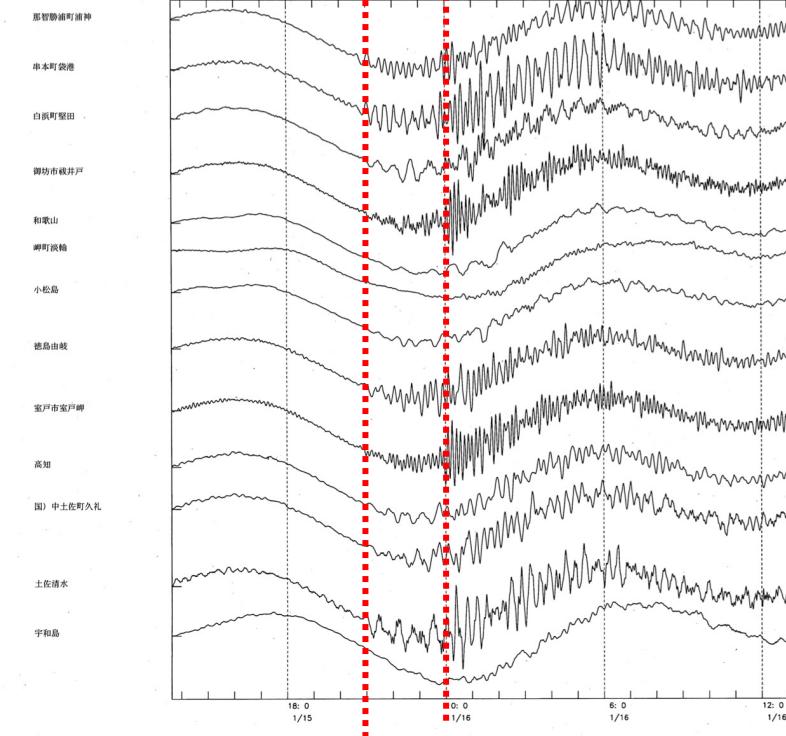
報道発表

令和4年1月16日14時15分  
地震火山部

いのちとくらしをまもる  
防災減災

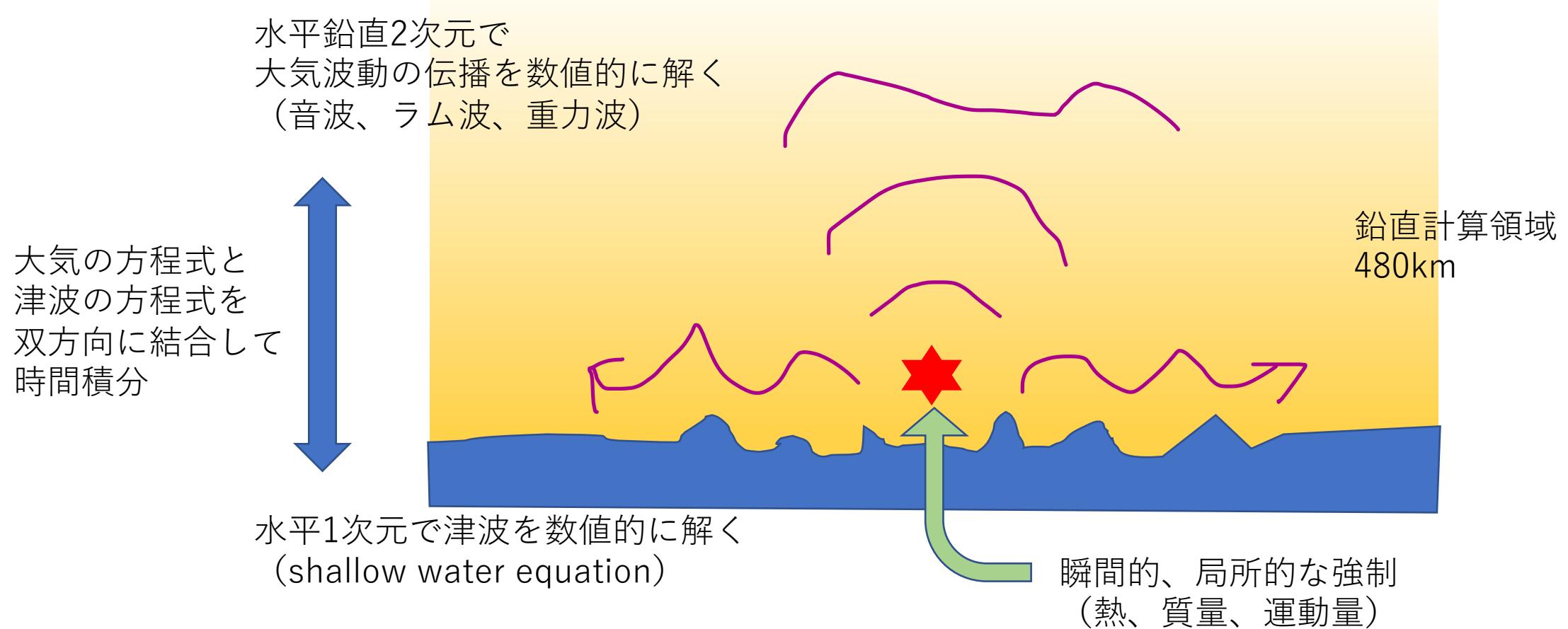
令和4年1月15日13時頃のトンガ諸島付近のフンガ・トンガ-フ  
ンガ・ハアパイ火山の大規模噴火に伴う潮位変化について(第2報)

< 2022/1/15 13:38 -- 2022/1/16 13:38 >



# 考察する系

水平計算領域 3200km (または 12800km) 側面は周期境界条件  
解像度 水平 800m、鉛直 500m



# 大気の方程式式

## 津波の方程式

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p_s}{\partial x}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -D \frac{\partial U}{\partial x}$$

$p_s(x, t) = p'(x, 0, t)$

$$\begin{aligned}\frac{\partial u^*}{\partial t} &= -\frac{\partial p'}{\partial x} \\ \frac{\partial w^*}{\partial t} &= -\frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g + M \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} &= -\frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{\partial w^*}{\partial z} + V \\ \frac{\partial \theta^*}{\partial t} + w^* \left( \frac{N^2}{g} \right) &= Q \\ \rho' &= \frac{p'}{c_s^2} - \theta^*\end{aligned}$$

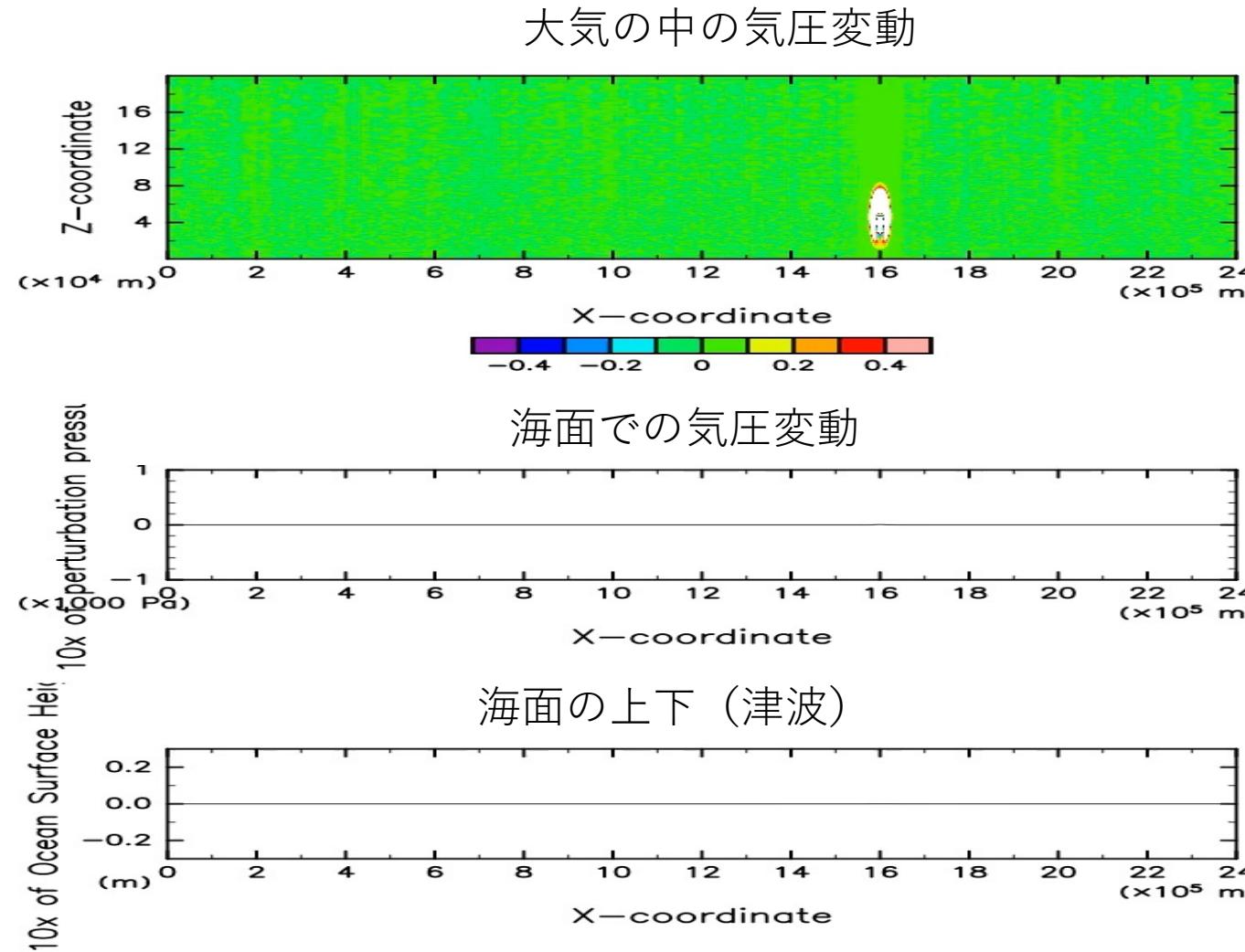
双方向の結合

$$w(x, 0, t) = \frac{\partial Z}{\partial t}$$

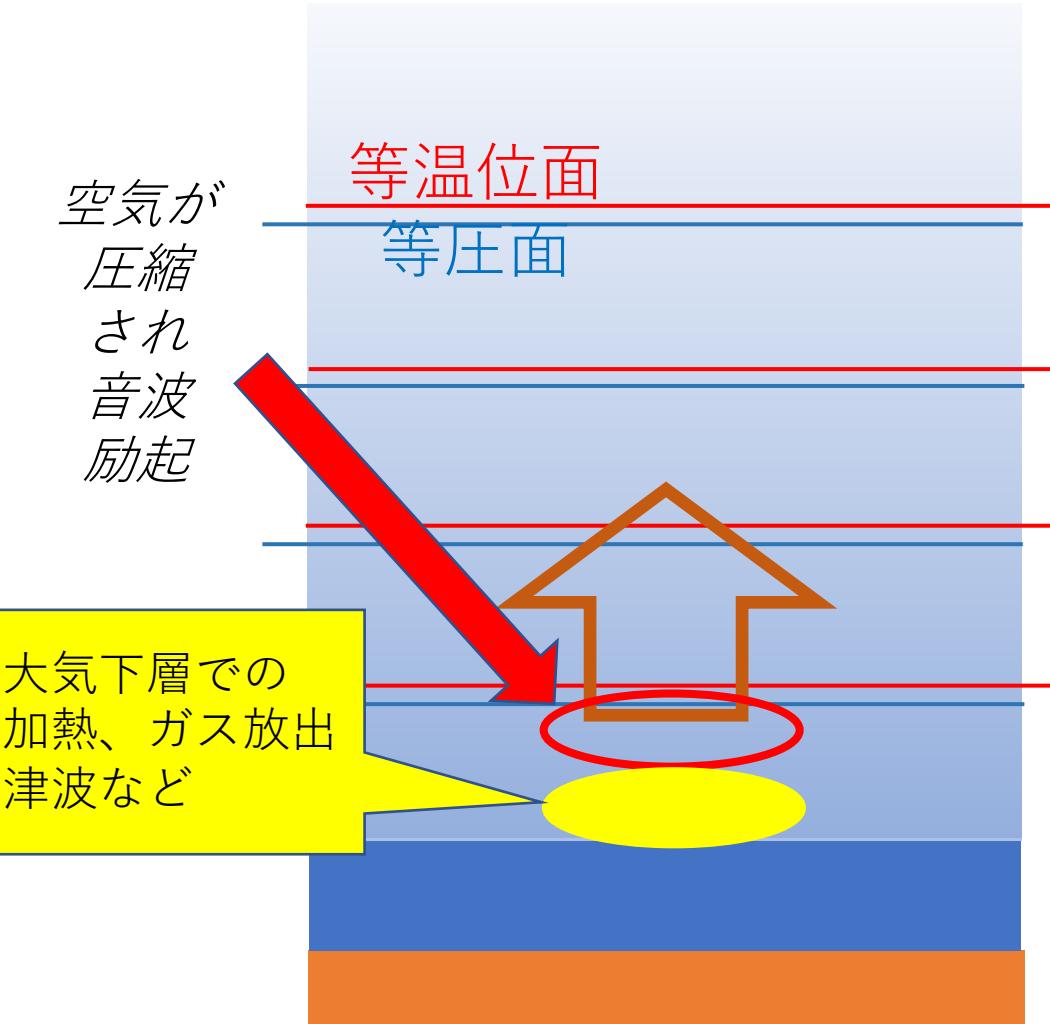
$D = 0$  にすると、大気だけのモデルとなる。

# 気圧と津波の結合シミュレーション

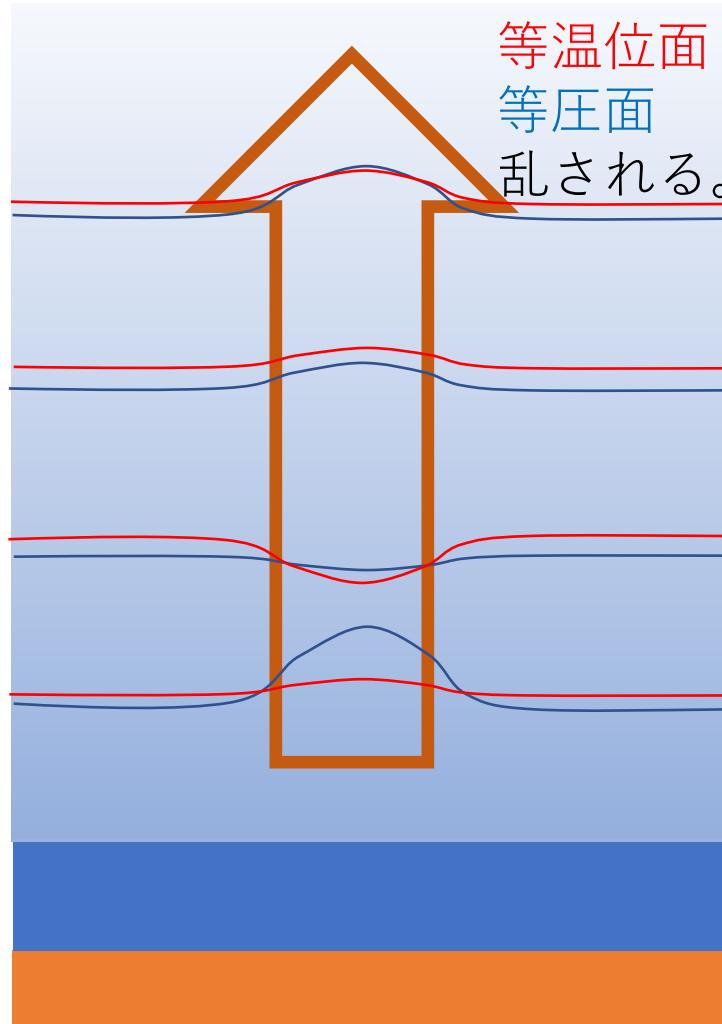
津波の励起では  
ラム波よりは  
内部重力波が  
重要になる。



# 1. 音波の励起



## 2. 音波の上方伝播

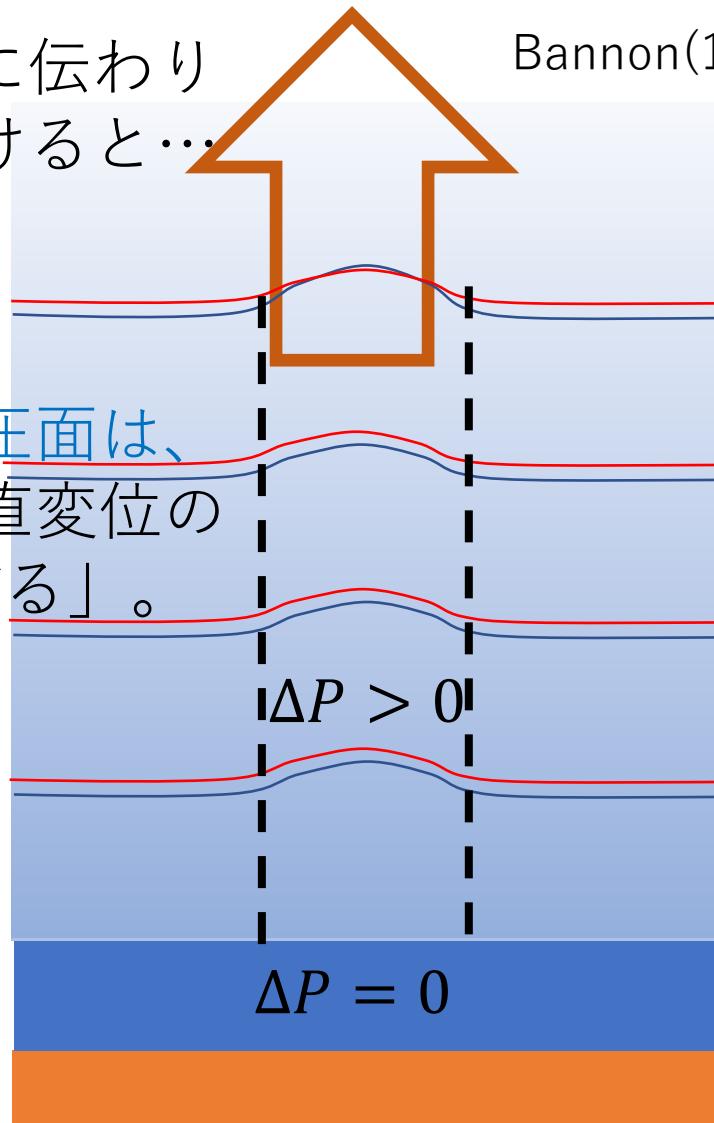


### 3. “静水圧調節”

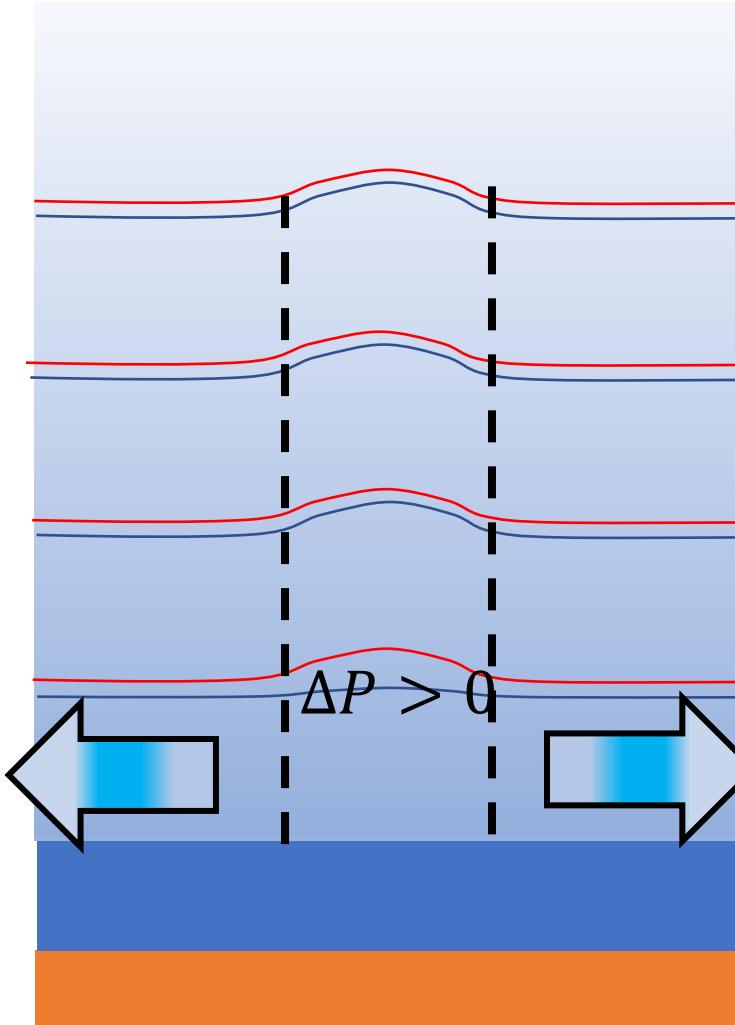
音波が上に伝わり  
大気を抜けると…

Bannon(1995, JAS)

当温位面と等压面は、  
下層大気の鉛直変位の  
形状を「なぞる」。

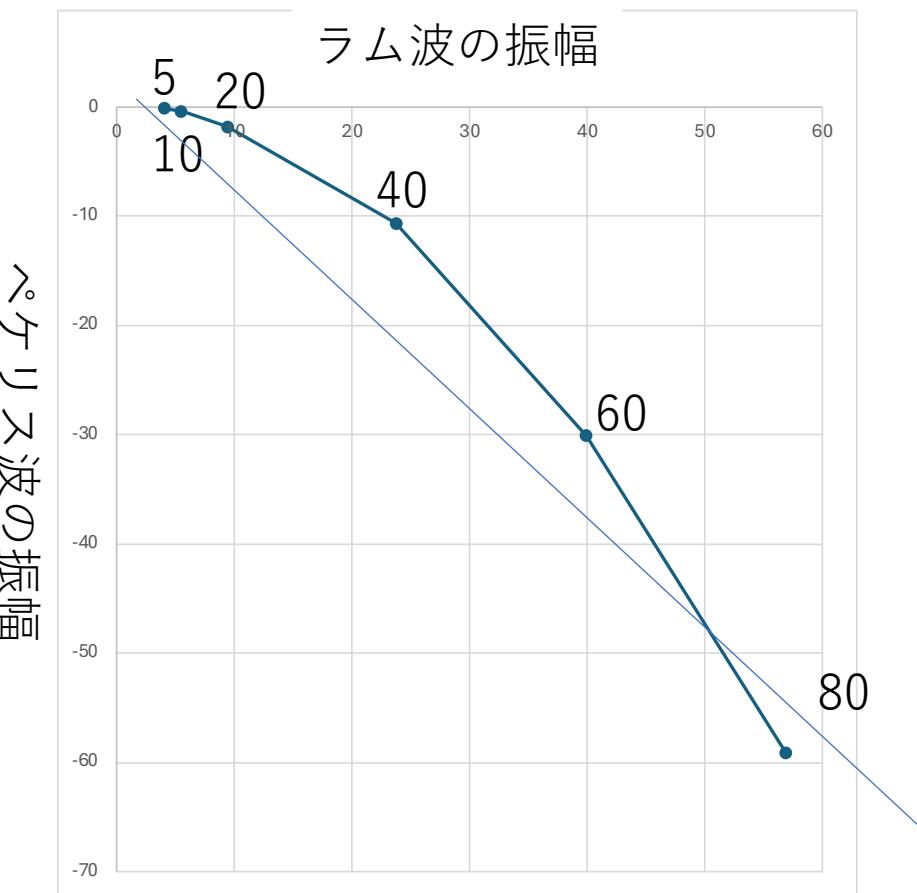


#### 4. 水平気圧勾配が ラム波射出



しかし、結果を良く見たら。。。。

- ラム波の振幅
  - ソースの高度にかなり強く依存する。
  - 符号は変わらないが。。。。
- ペケリス波も励起される
  - ラム波と逆符号（地面で）
  - 振幅はソース高度に強く依存する。
  - ラム波の振幅とペケリス波の振幅に強い対応関係がある。
- ペケリス波の出方の理解が必要



# ガスの質量、浮力、鉛直運動量による励起

熱源 :  $Q$

運動量源 :  $M$

ガス質量源:  $V$

浮力源 : 热源  $Q$  および

ガス質量源  $V = -Q$

(圧力源がゼロになる。上向きの  
浮力が重力波を励起。)

ソースの位置は、図(幅 6400km)  
の右端の高度 40km である。

$$\frac{\partial u^*}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial x}$$

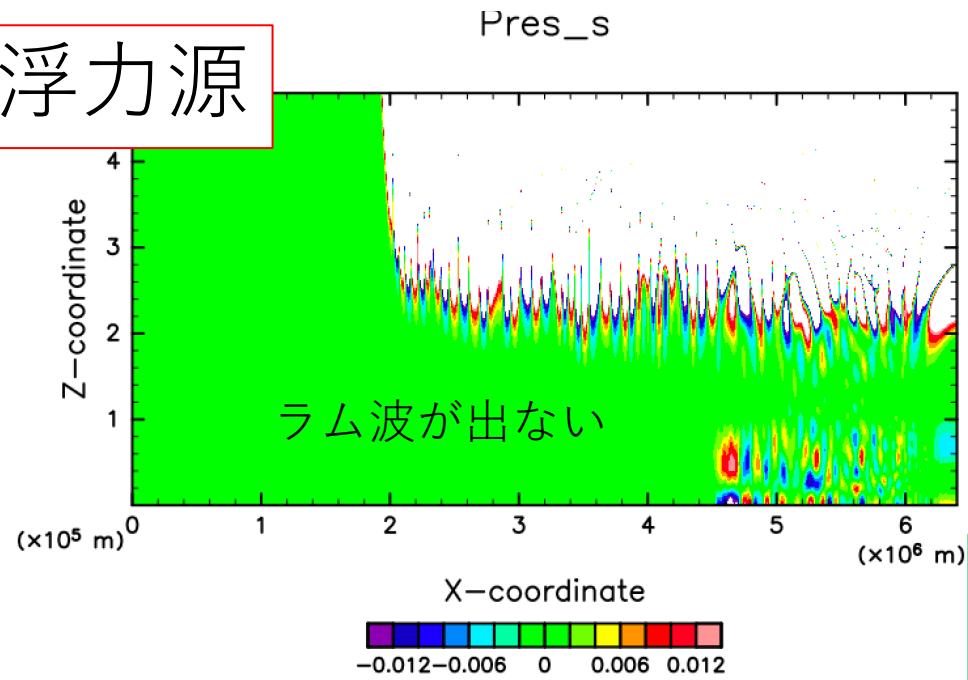
$$\frac{\partial w^*}{\partial t} = - \frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g + M$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = - \frac{\partial u^*}{\partial x} - \frac{\partial w^*}{\partial z} + V$$

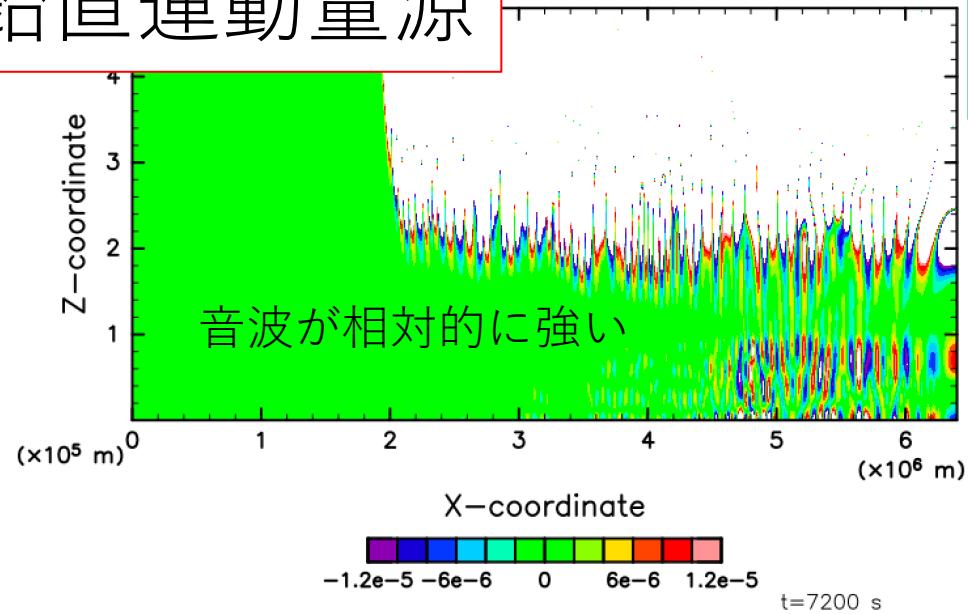
$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} + w^* \left( \frac{N^2}{g} \right) = Q$$

$$\rho' = \frac{p'}{c_s^2} - \theta^*$$

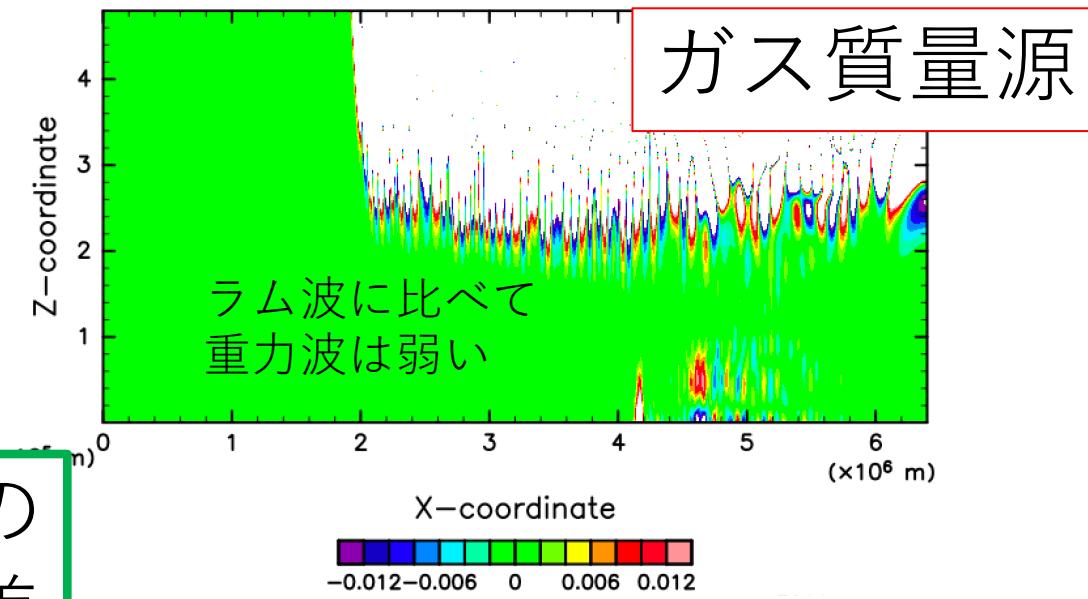
浮力源



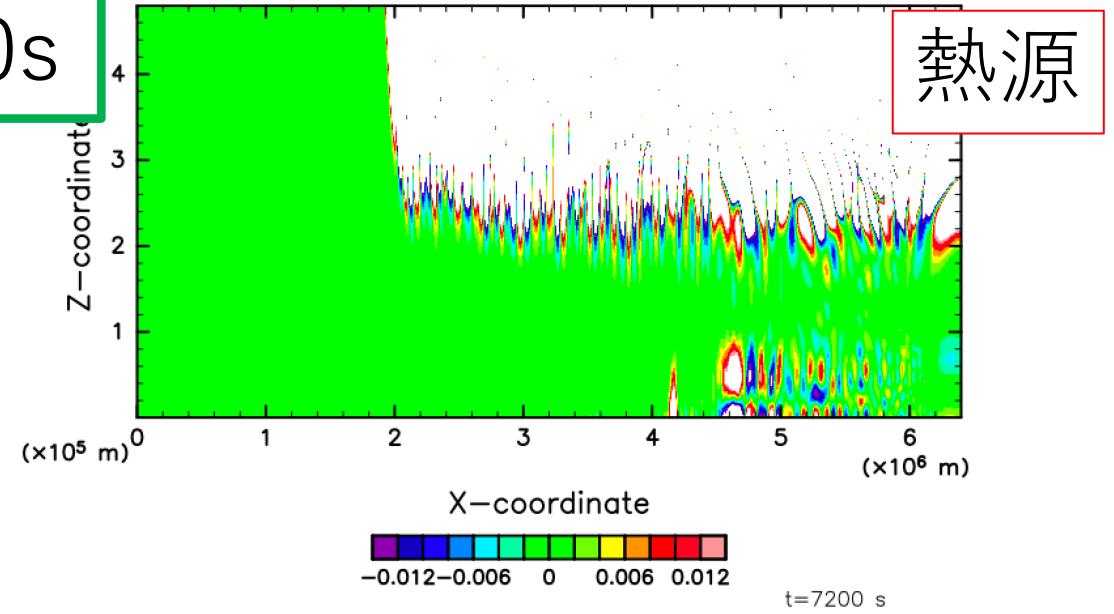
鉛直運動量源



Pres\_s

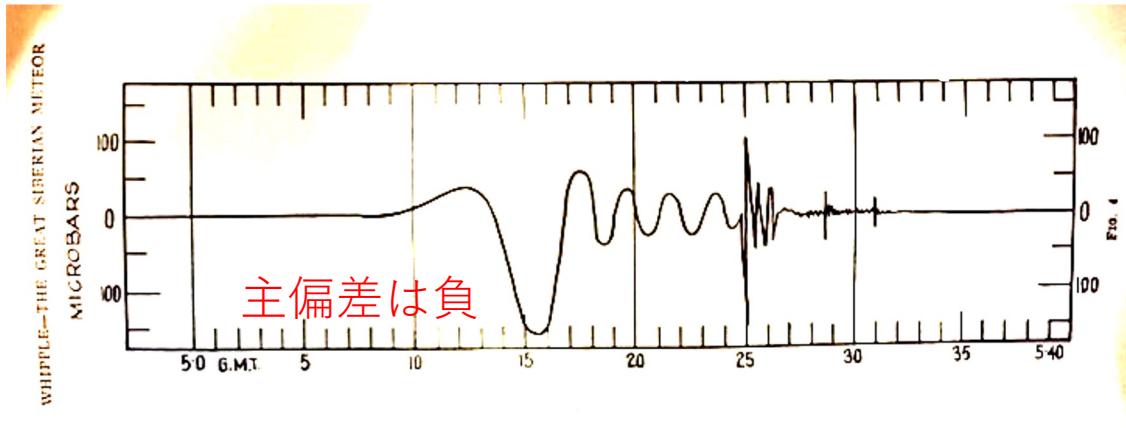


大気中の  
気圧偏差  
t=7200s



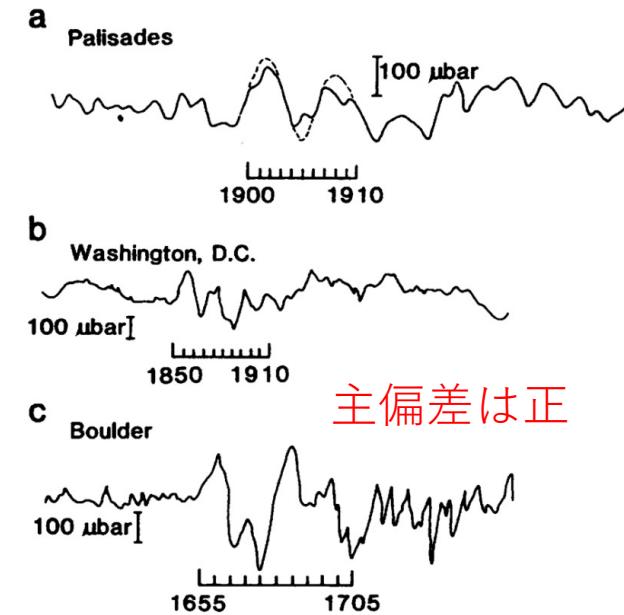
ツングース力級の天体爆発  
からのラム波励起

## ツングースカイベント (1908年)



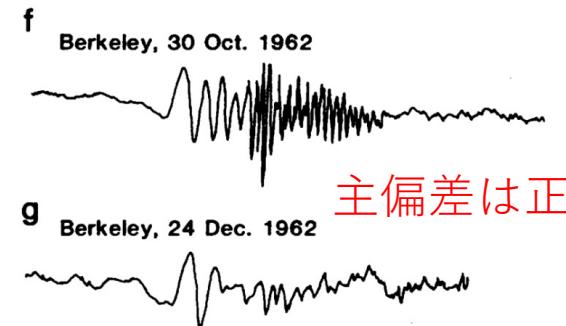
イギリスで観測された気圧変動

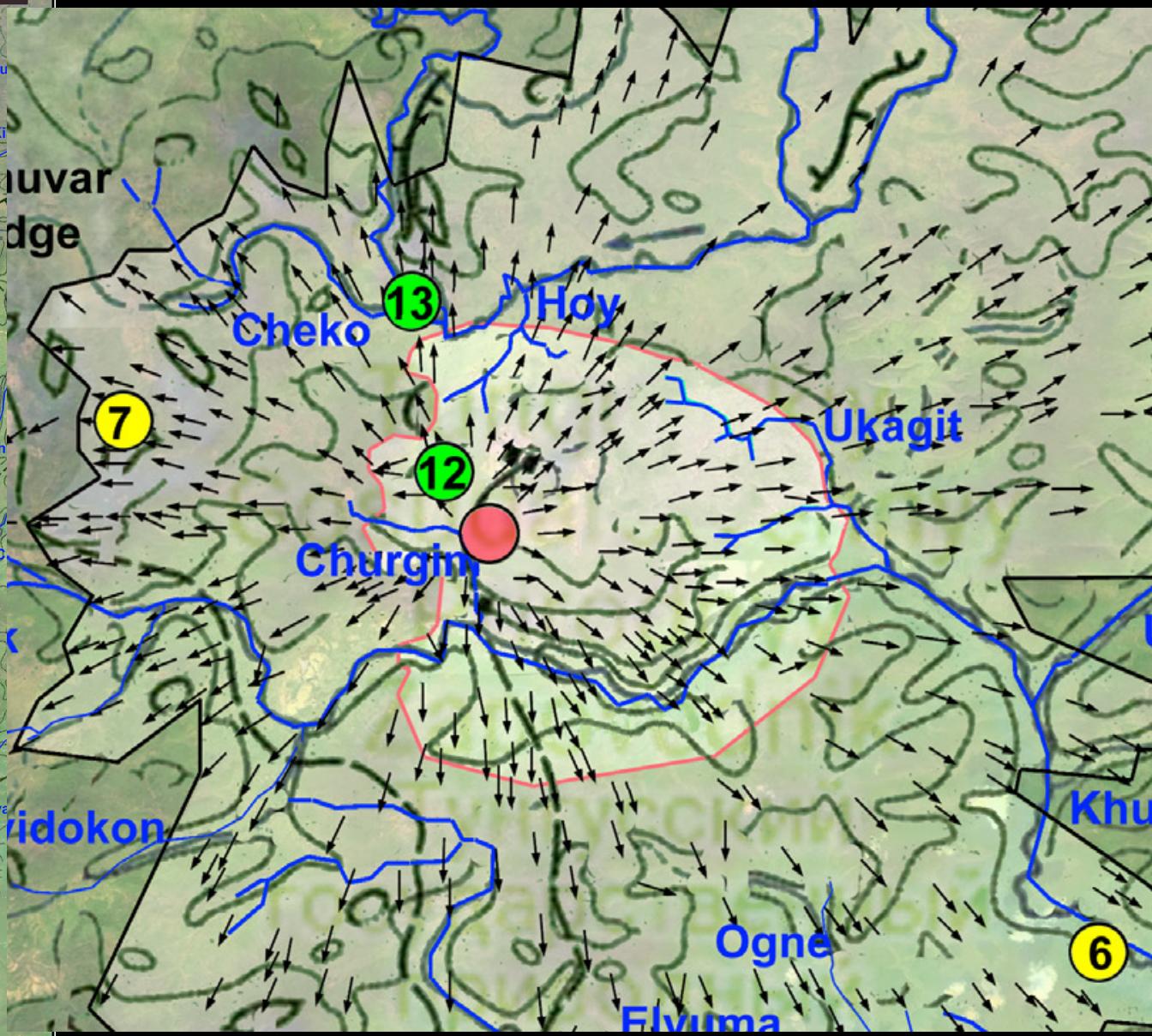
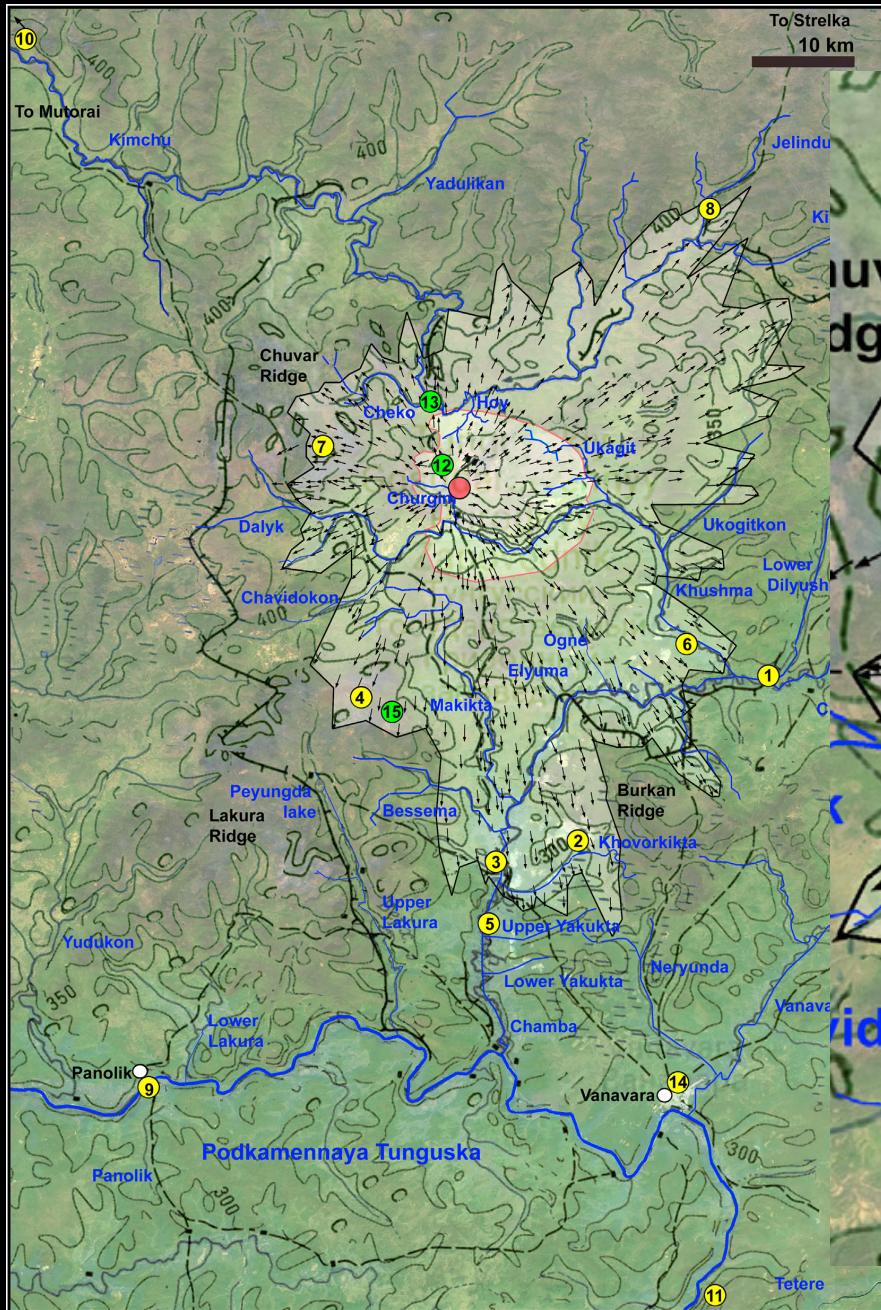
## 火山の大きな噴火



主偏差は正

## 核実験





## THE GREAT SIBERIAN METEOR AND THE WAVES, SEISMIC AND AERIAL, WHICH IT PRODUCED.

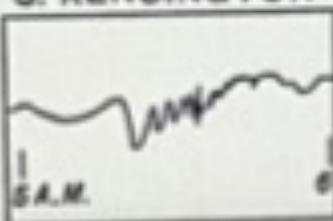
By F. J. W. WHIPPLE, Sc.D., F.R.Met.Soc.

[Manuscript received November 20, 1929—Read April 16, 1930.]

### I.—INTRODUCTION

At the meeting of the British Association at Dublin in 1908 there was a discussion on wave motion. Dr. W. N. Shaw (now Sir Napier Shaw) contributed to the discussion an account of many instances of wave motion revealed by autographic meteorological instruments. Amongst his illustrations was the diagram which is reproduced here. In this diagram are copies of six microbarograms,

JUNE 30.08  
OSCILLATIONS  
OF PRESSURE  
UNACCOUNTED FOR  
S. KENSINGTON



METEOROLOGICAL OFFICE

## DISCUSSION.

Mr. SPENCER RUSSELL (*communicated*): With reference to Dr. Whipple's paper on the great Siberian meteor, and the aerial waves which it produced, it may be of interest to recall\* that a series of brilliant sky glows developed during the night of June 30. At Epsom, Surrey, at 11.30 p.m. a strong orange-yellow light became visible in the north and north-east, the upper limit of the glow being some  $30^{\circ}$  above the horizon, causing an undue prolongation of twilight lasting to daybreak on July 1, when the eastern sky was an intense green to yellow-gold hue. Brilliant sky glows continued on several succeeding nights, but the maximum intensity was reached on the night of July 1 and 2. The entire northern sky, on these two nights, from the horizon to an altitude of about  $40^{\circ}$ , was of a suffused red hue varying from pink to an intense crimson. There was a complete absence of scintillation or flickering, and no tendency for the formation of streamers, or a luminous arch, characteristic of auroral phenomena. Cirrus and cirro-stratus clouds near the horizon were tinged a deep crimson. Twilight on both these nights was prolonged to daybreak, and there was no real darkness. At 1 a.m. on July 2 small print could be read without the aid of artificial light. The phenomenon was reported from various places in the United Kingdom, and on the Continent from Copenhagen, Königsberg, Berlin, and Vienna.

Mr. L. C. W. BONACINA said that when he saw the date mentioned

ヨーロッパで、真夜中に非常に明るくなつた

## ON PHENOMENA RELATED TO THE GREAT SIBERIAN METEOR

By F. J. W. WHIPPLE, M.A., Sc.D., F.Inst.P.

[Read at a meeting of the Society on June 20, 1934]

### I. INTRODUCTION

Since the publication<sup>1</sup> of my paper, "The Great Siberian Meteor and the Waves, Seismic and Aerial, which it Produced," a great deal of literature about the meteor has appeared and I have received several interesting communications from correspondents in different parts of the world. Professor Astapowitsch has given in the foregoing paper a short account of investigations by his Russian colleagues. In the present paper information derived from other sources is summarised.

With regard to the fate of the meteor itself one important amendment to my paper is necessary. During Kulik's later visits to the scene of the meteor fall, he examined the craters and made several excavations without finding meteoric material. My statement "clearly each of these funnels contains a meteorite" is proved to be wrong. It seems that the meteorites which formed the craters were entirely volatilised or else reduced to mere dust.

### 2. PHENOMENA IN THE SKY

As to the remarkable glows seen in the sky of northern Europe during the nights of June 30 to July 1 and 2, 1908, there are a few additional contemporary references in scientific publications, notably accounts<sup>2</sup> by Süring and by van Everdingen.

Dr. R. Rolf kindly translated for me several extracts from reports in Swedish newspapers. According to *Vart Land*, a Stockholm evening paper, there was on the night of June 30 a distinct limit between the strange illumination and the ordinary light of the sky. Another evening paper, *Aftonbladet*, says that the night of July 1 was less bright than the previous one, but that of July 2 surpassed its predecessors; very good photographs could be taken on July 2 at midnight. The luminous clouds were sometimes snow-white, sometimes golden.

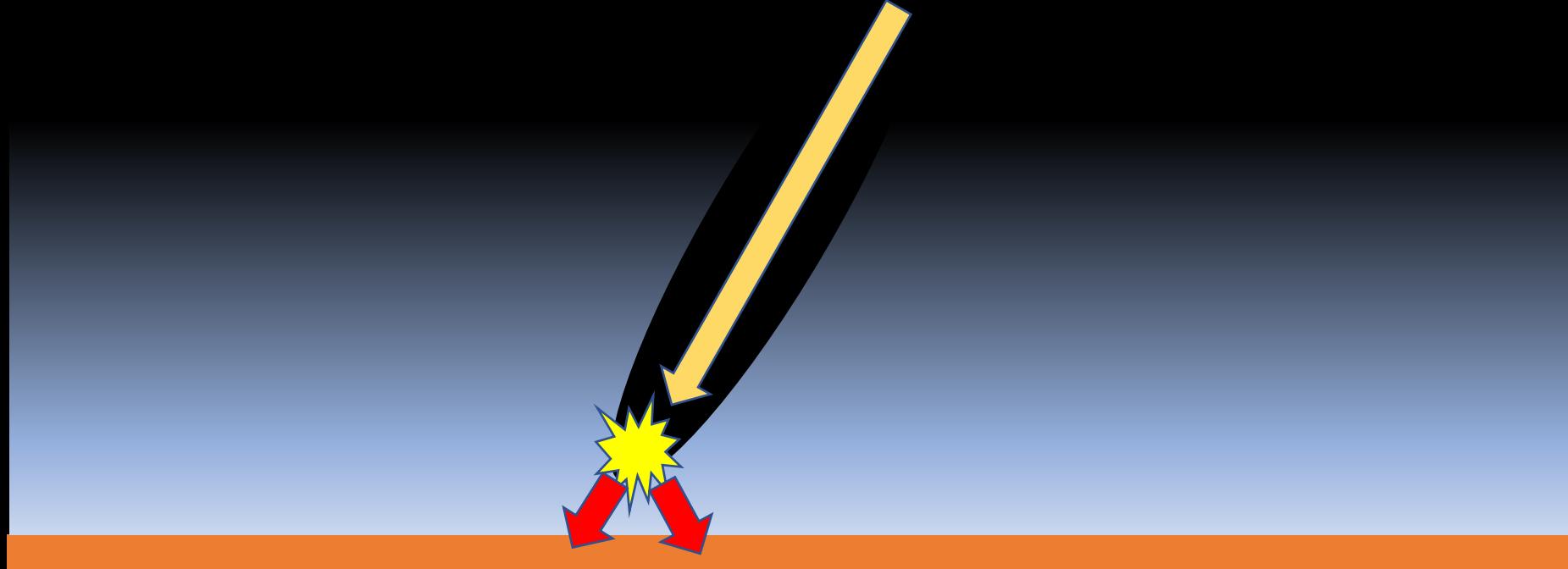
The localisation of the luminosity on the first night is stressed in the report of an observer at Stala, near Göteborg. At about one hour after sunset there appeared on the northerly sky an extraordinarily strong light, magical and very imposing in the fair summer night, and so brilliant that one could read the minutest lettering. This lasted until 2 or 3 a.m. At last the glow changed to red in the N.W. and almost to green in the N.E.

The brilliance of the night of July 2 in Scotland is vouched for<sup>3</sup> by Mr. W. C. Hart, who has a photograph of Dornoch Cathedral, taken at midnight with an exposure of 90 seconds.

これまで大体、「彗星の尾がかかったのだろう」と言われてきた。

# 第一段階

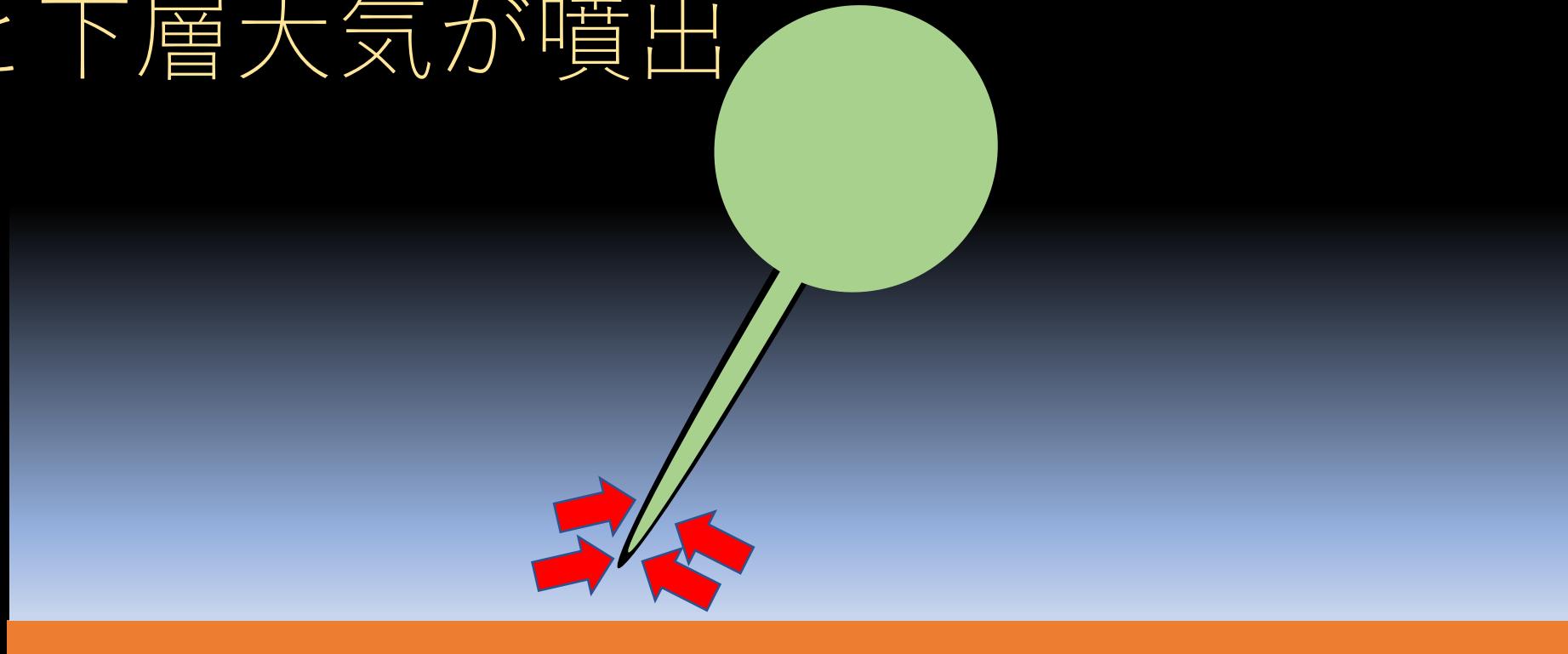
隕石が大気に穴を開けながら突入し、爆発



局所的な強い正偏差

地面気圧偏差

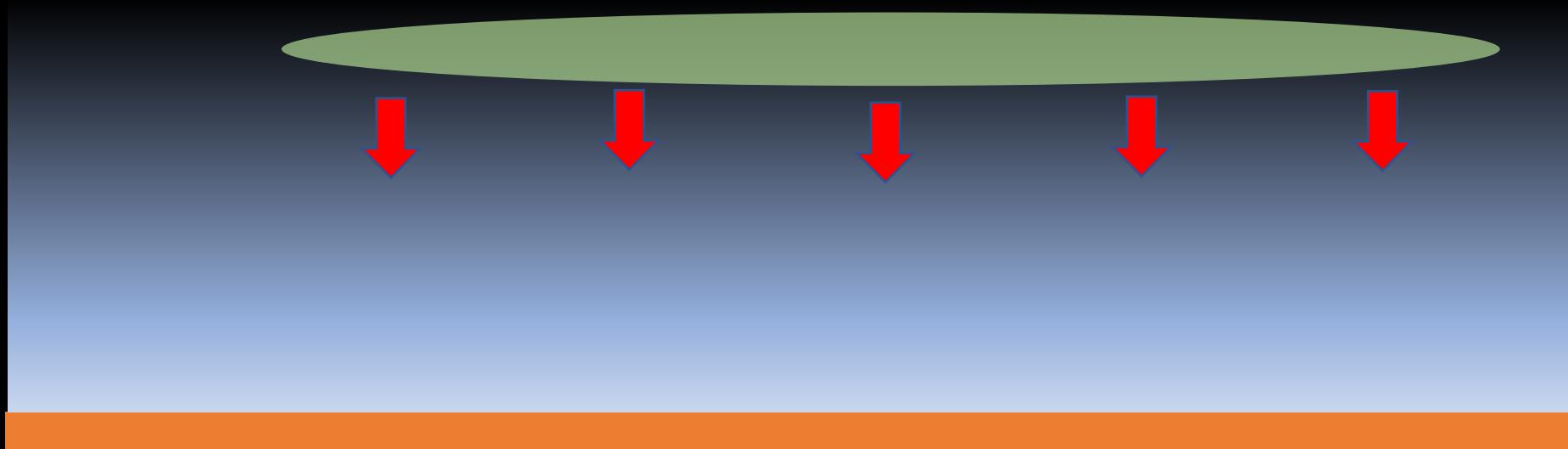
第二段階：大気の穴から、隕石物質と下層大気が噴出



負偏差

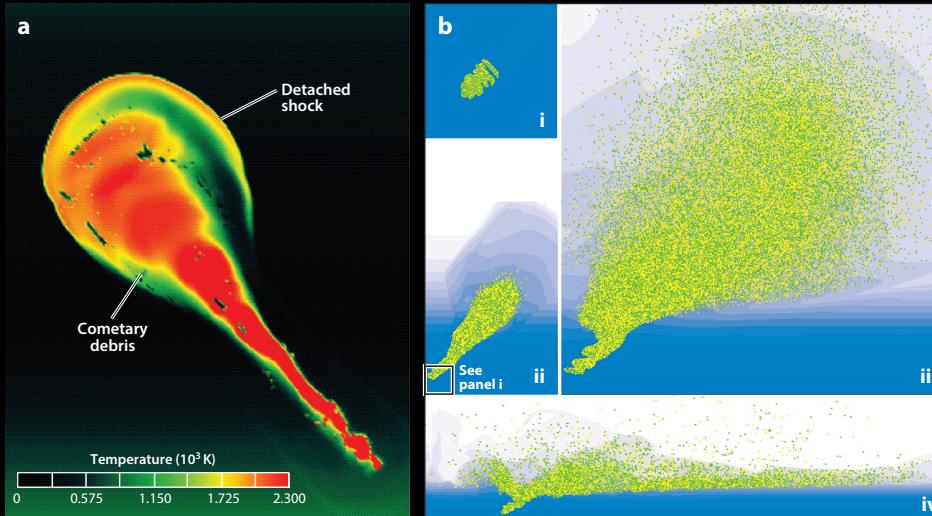
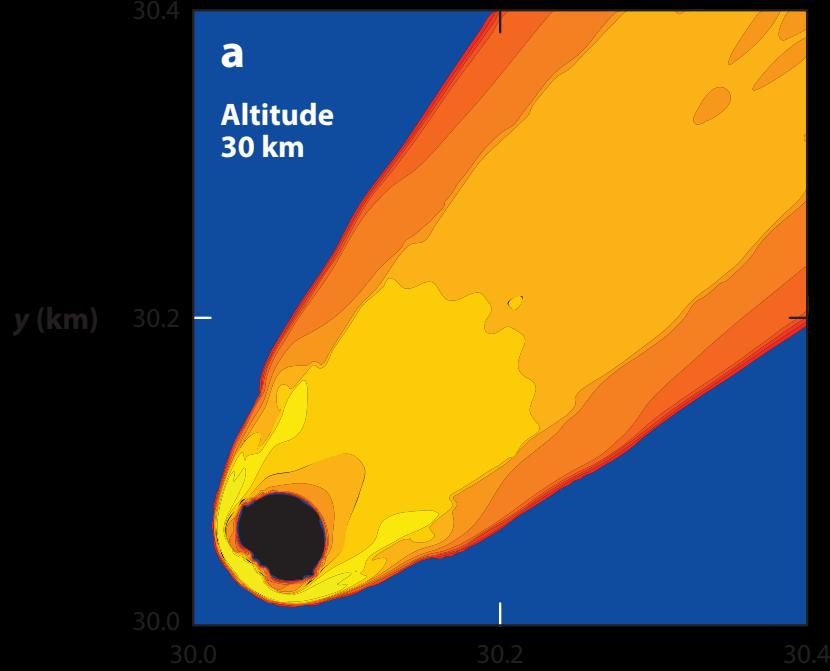
地面気圧偏差

第三段階：噴出した物質が、広い範囲に降り積もる



広がった弱い偏差

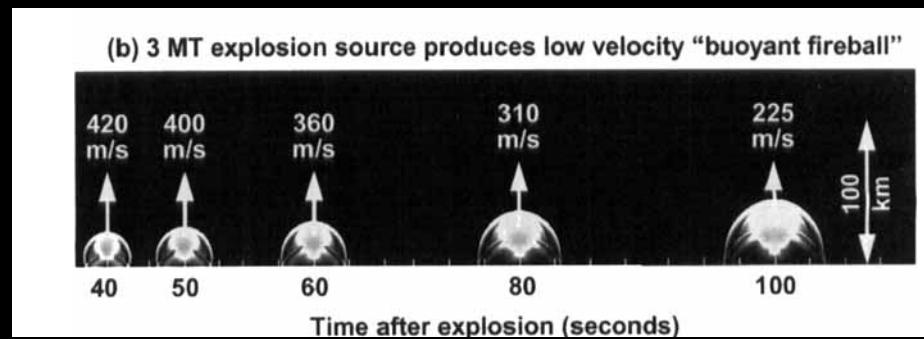
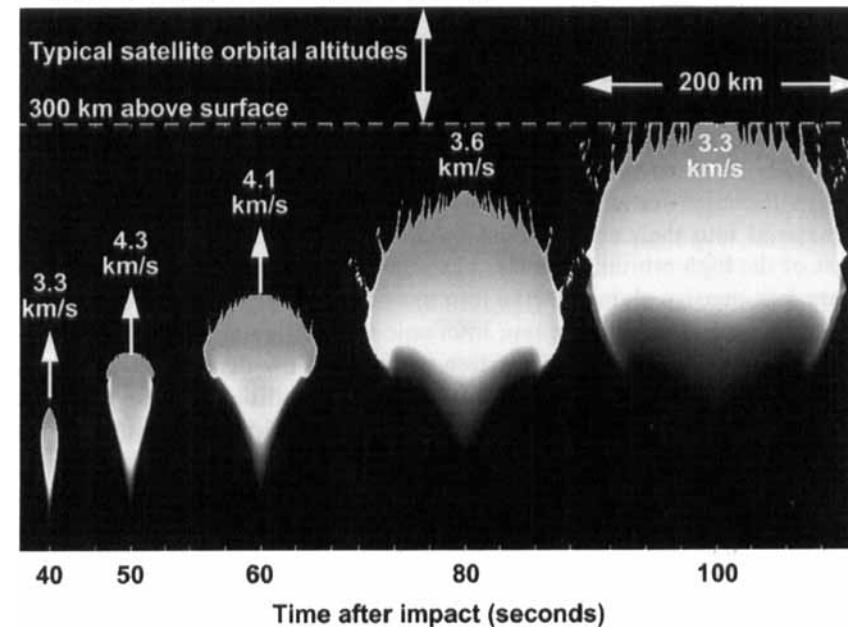
地面気圧偏差



**Figure 3**

(a) The plume formed 1 min after the collision of Comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. Image courtesy of David Crawford. (b) Plume evolution after the Tunguska impact (Artemieva & Shuvalov 2010). The atmosphere is shown in blue and the impactor particles in green (10  $\mu\text{m}$  in radius) and yellow (1  $\mu\text{m}$  in radius). (i) Total deceleration of the impactor; particles are produced. The frame is  $20 \times 20 \text{ km}$  (compare with Fig. panel i). The frame

(a) 3 MT impact source produces high velocity “ballistic fireball”



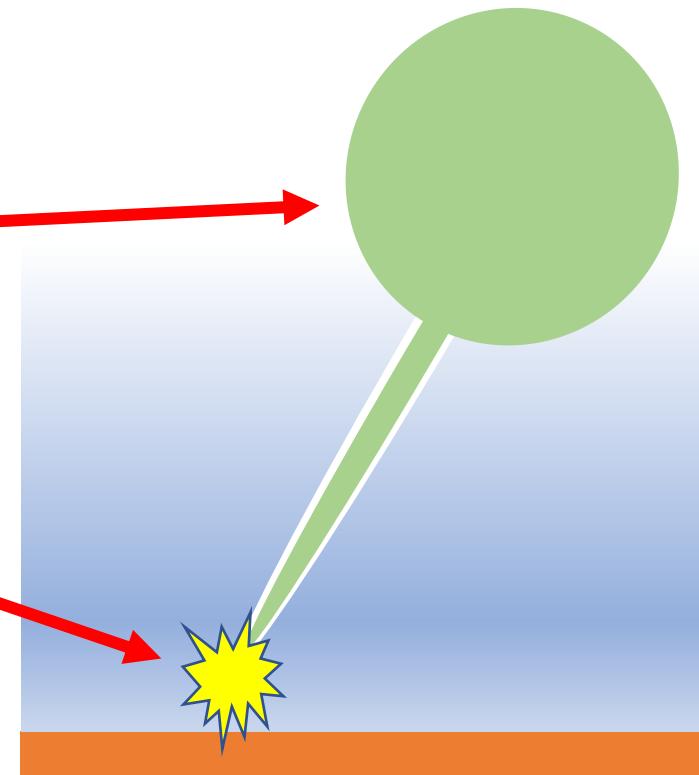
# 遠地気圧観測からの情報

- 伝播速度からみて、気圧変動は「ラム波」
  - 地面に捕捉されて水平には等方的かつ2次元的に伝わる。
  - 伝播速度はほぼ非分散的で、おおむね音速  $c_s = 311 \text{ m s}^{-1}$
  - 振幅は距離の平方根に反比例（エネルギーが距離に反比例する）。
- 気圧偏差の符号はマイナス
  - 第二段階（ブルーム形成に伴う下層大気吸い出し）が主たる励起源
  - 距離  $R_{obs} = 10,000 \text{ km}$ （イギリス）での振幅は  $P_{obs} = 150 \mu\text{Bar} = 15 \text{ Pa}$
  - 主要な負のパルスの継続時間は  $\tau_{obs} = 200 \text{ s}$ 
    - 励起源の水平スケールは  $D_{src} \leq c_s \tau_{obs} = 60 \text{ km}$

# エネルギーのソースプロセスへの分配

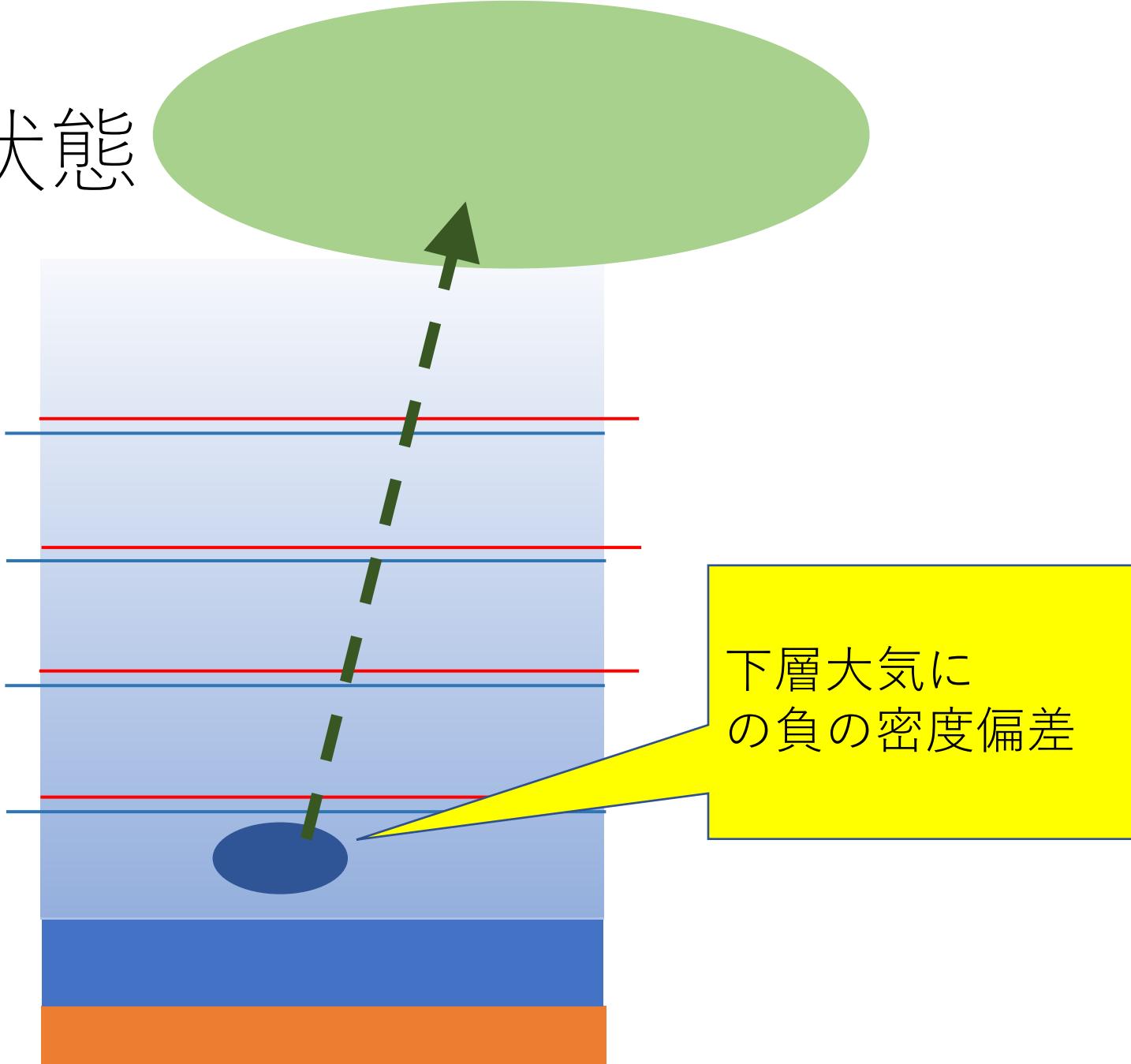
- 隕石落下のエネルギー  $E_t$ 
  - $E_t = MV^2/2$  (質量  $M$ , 速度  $V$ )
- 下層大気を上層に持ち上げて  
ばら撒く (大気掘削)  $E_{pl}$
- 隕石の「爆発」による下層大  
気の正味の加熱  $Q$ 
  - 衝撃波の dissipation
  - 熱線が大気に吸収される

$$\begin{aligned} E_t &= E_{pl} + Q \\ &= x E_t + (1 - x)E_t \end{aligned}$$

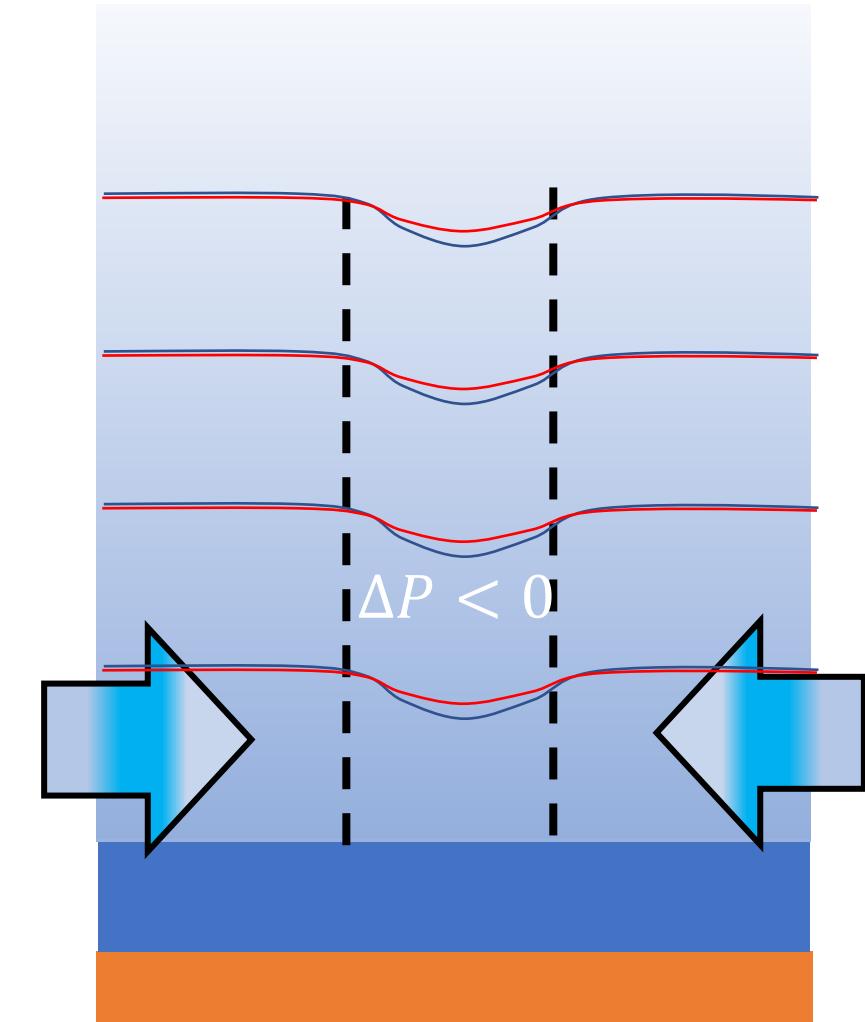
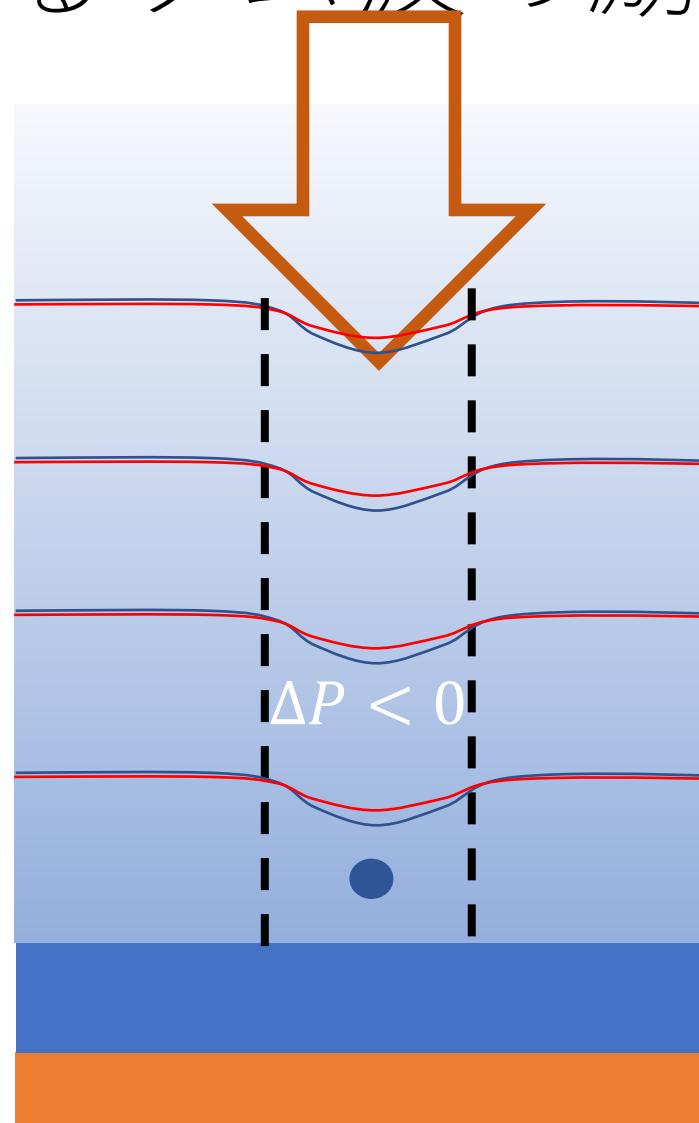
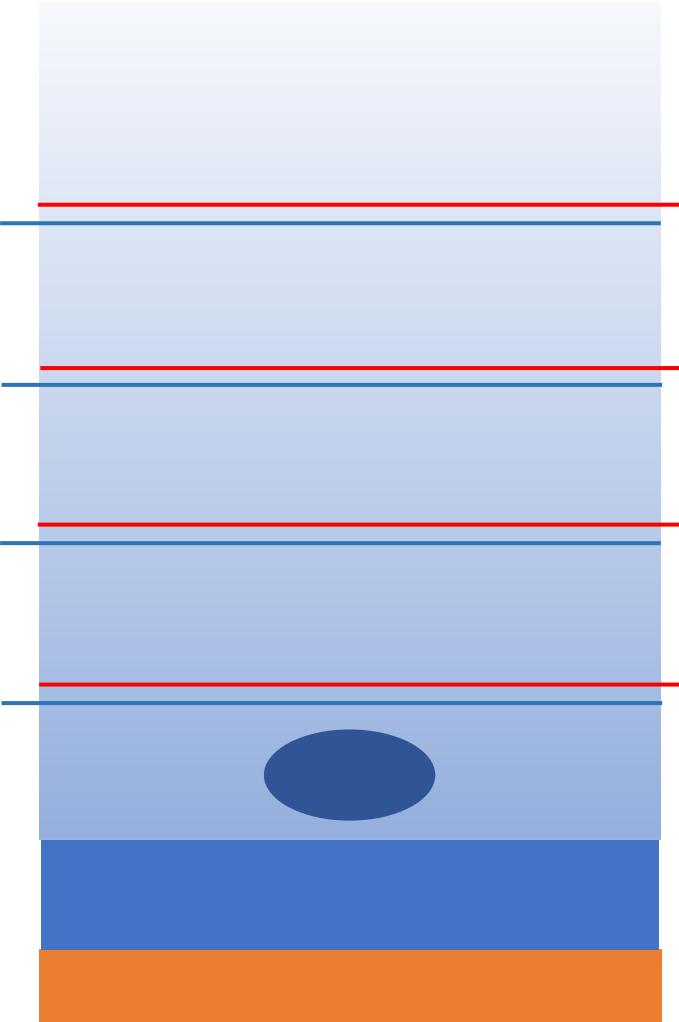


一段落した状態

等温位面  
等压面



# 大気掘削によるラム波の励起



# 大気掘削によるラム波の振幅

$$E_{pl} = M_{pl} \cdot g \cdot H_{pl}$$

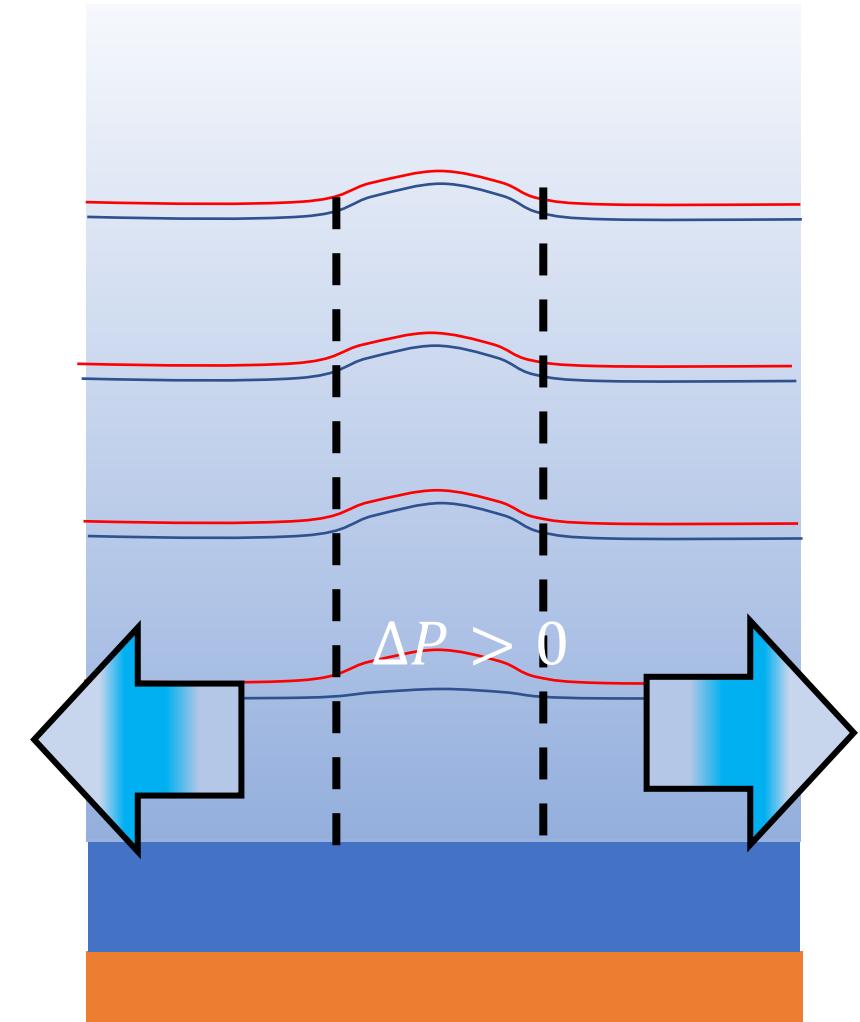
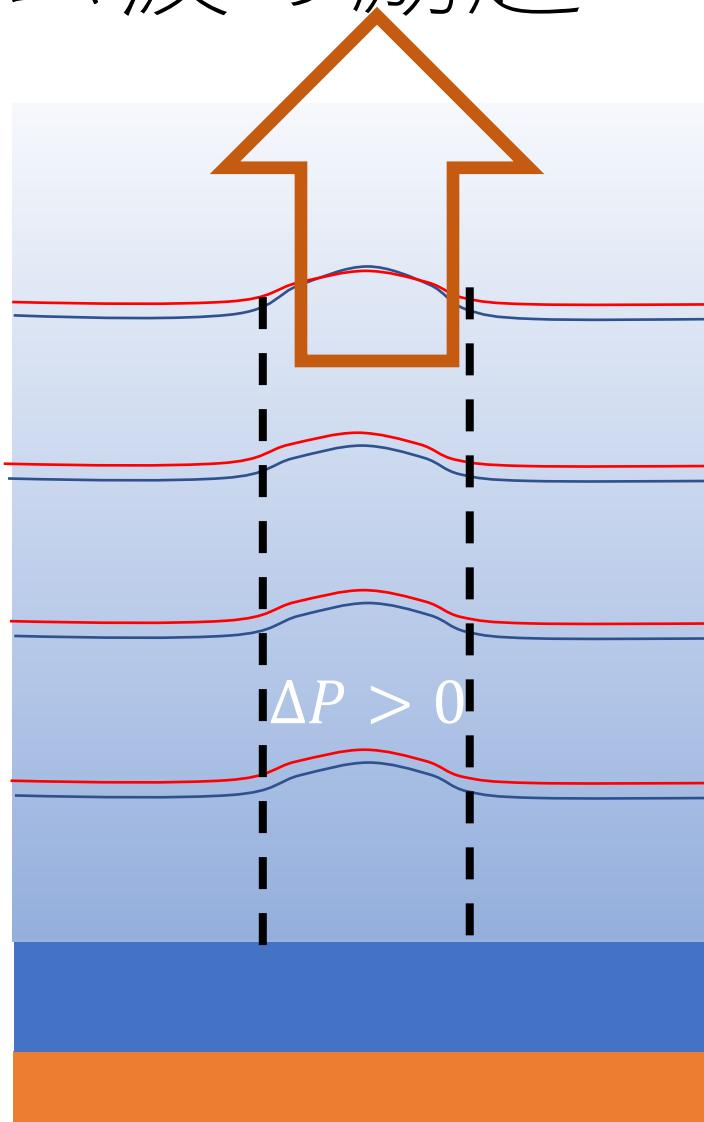
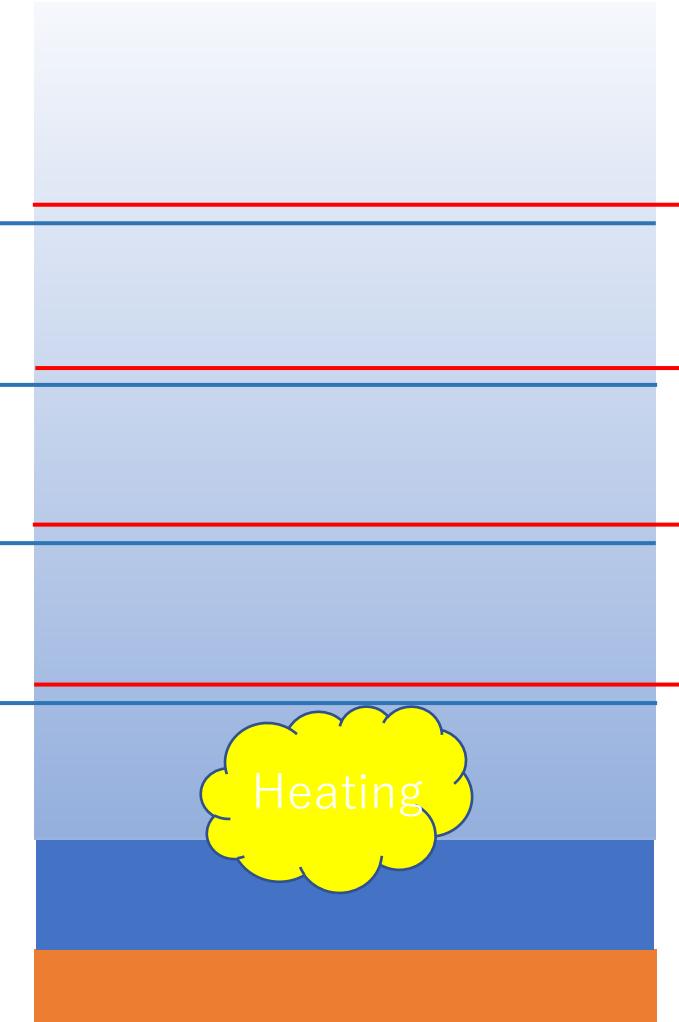
(プルームの質量  $M_{pl}$ 、上下の高度差  $H_{pl}$ )

ラム波の気圧偏差は、プルーム放出で下層大気（高度40km程度以下）から失われた大気の量から静水圧的に見積れる。

励起域の水平スケール  $D_{src}$  とすると、

$$P_{src}^{pl} = \int g \Delta \rho dz = -g \left( M_{pl} / D_{src}^2 \right) = -E_{pl} / H_{pl} D_{src}^2$$

# 加熱によるラム波の励起



# 大気加熱によるラム波の振幅

加熱された部分の大気が上下に膨張して、上側の大気が持ち上げられることで生じる圧力偏差（水平）がラム波の振幅になる。

大体、スケールハイト  $H_s = RT_0/g$  の厚さの大気を加熱した程度。

加熱領域の水平スケール  $D_{src}$  とすると、加熱されるとみなされる大気の質量は  $M_Q = \rho_a D_{src}^2 (RT_0/g) = D_{src}^2 P_0/g$

$$P_{src}^Q = P_0 \frac{\Delta T}{T_0} = \frac{P_0}{T_0} \cdot \frac{Q}{c_p M_Q} = \frac{P_0}{T_0} \cdot \frac{Qg}{c_p P_0 D_{src}^2} = \frac{gQ}{c_p T_0 D_{src}^2} = \frac{Q}{(7/2) H_s D_{src}^2}$$

励起される気圧、観測される気圧は？

励起域(水平スケール  $D_{src}$ )での振幅

$$P_{src} = P_{src}^{pl} + P_{src}^Q = -\frac{E_{pl}}{H_{pl} D_{src}^2} + \frac{Q}{(7/2) H_s D_{src}^2} = \frac{MV^2}{2D_{src}^2} \left[ \frac{-x}{H_{pl}} + \frac{1-x}{3.5 H_s} \right]$$

振幅は、励起源からの距離の平方根に反比例。距離  $R_{obs}$  では

$$P_{obs} = P_{src} \cdot \sqrt{\frac{D_{src}}{R_{obs}}} = \sqrt{\frac{D_{src}}{R_{obs}}} \cdot \frac{E_t}{D_{src}^2} \left[ \frac{-x}{H_{pl}} + \frac{1-x}{3.5 H_s} \right]$$

励起される気圧、観測される気圧は？

$$P_{obs} = P_{src} \cdot \sqrt{\frac{D_{src}}{R_{obs}}} = \sqrt{\frac{D_{src}}{R_{obs}}} \cdot \frac{E_t}{D_{src}^2} \left[ \frac{-x}{H_{pl}} + \frac{1-x}{3.5 H_s} \right]$$

$H_{pl} = y_{pl} H_s$  とおくと

$$P_{obs} = \sqrt{\frac{D_{src}}{R_{obs}}} \cdot \frac{E_t}{3.5 H_s D_{src}^2} \left[ 1 - \left( \frac{y_{pl} + 3.5}{y_{pl}} \right) x \right]$$

気圧偏差が負になるのは、 $x > y_{pl}/(y_{pl} + 3.5)$  の場合

$$E_t = E_{pl} + Q = x E_t + (1-x) E_t$$

# 観測との比較

$$H_{pl} \sim 10 \cdot H_s, \quad H_s \sim 8 \times 10^3 \text{ m}$$

$$E_t \sim 10 \text{ MtonTNT} = 4 \times 10^{16} \text{ J}$$

$$D_{src} \sim 0.5 c_s \tau_{obs} = 3 \times 10^4 \text{ m}$$

とすると、

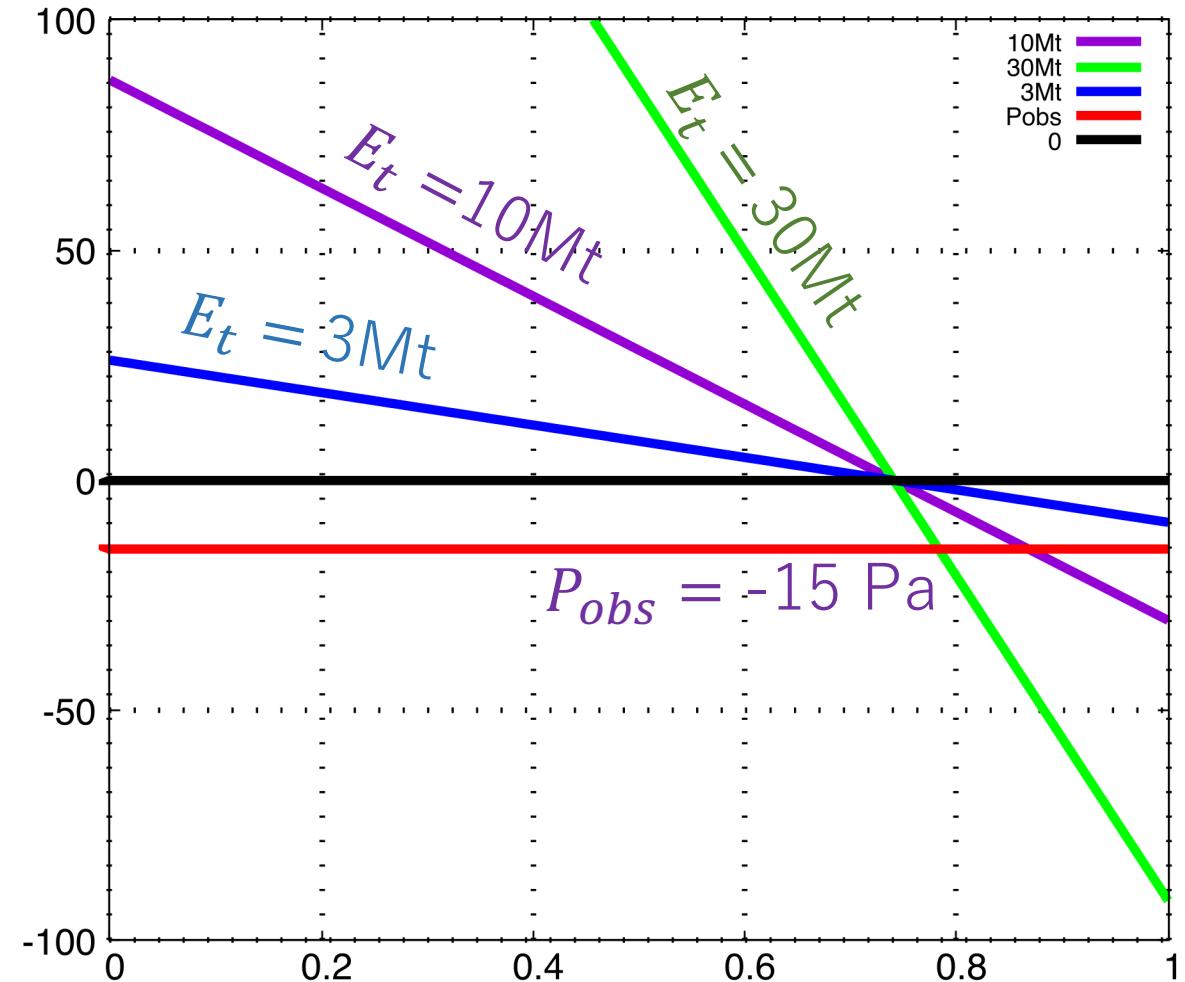
$$P_{obs} \cong (90 \text{ Pa}) \cdot [1 - 1.35x]$$

観測された振幅は

$$R_{obs} = 10^7 \text{ m} \quad \text{において}$$

$$P_{obs} = -15 \text{ Pa}$$

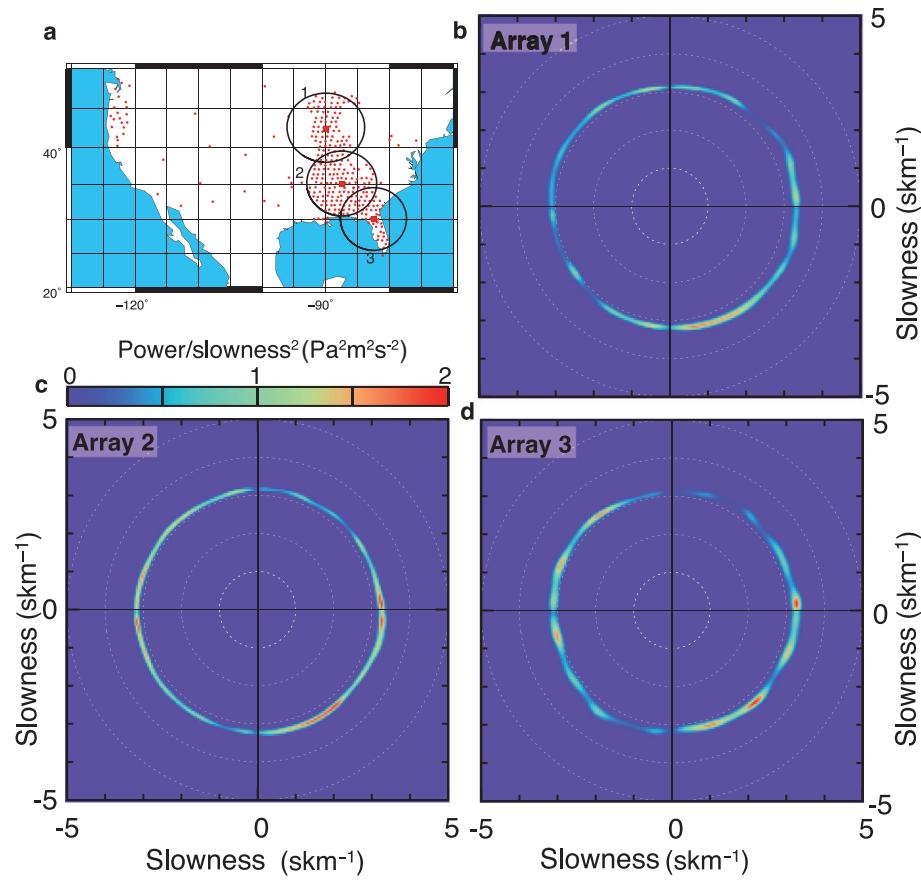
全エネルギー 10Mt の 85パーセントが  
プルーム形成に使われた？



雲活動によって常時励起されるラム波

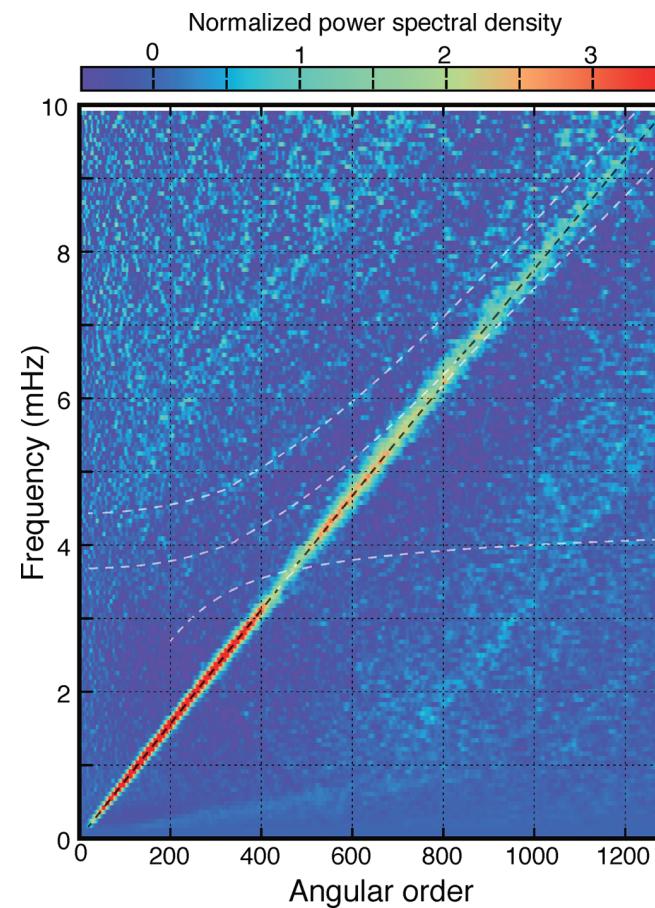


# Nishida et al (2014)



**Figure 1.** (a) Location map of the 305 stations used in this study. (b–d) Results of frequency–slowness spectra at 1.5 mHz. The locations of the subarrays (1–3) are also shown on the map. We averaged the spectra from 1 to 2 mHz for 1 yr. Vertical and horizontal axes show slowness, which is the inverse of the phase velocity.

数百 km 以下の短波長のラム波



**Figure 2.** FK spectrum of background Lamb waves. The horizontal axis shows the angular order, and the vertical one shows the frequency in millihertz. The colour shows normalized PSDs  $a_l/\bar{f}^{-3.5}$ , where  $\bar{f}$  is the frequency in millihertz. Synthetic dispersion curves are also overlaid on this figure.

# Hirota and Hirooka (1984)

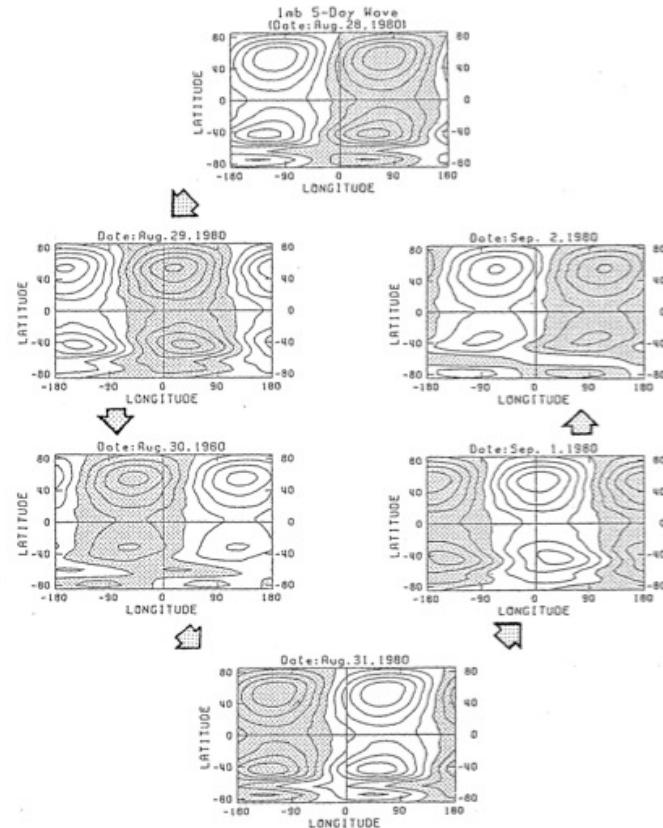
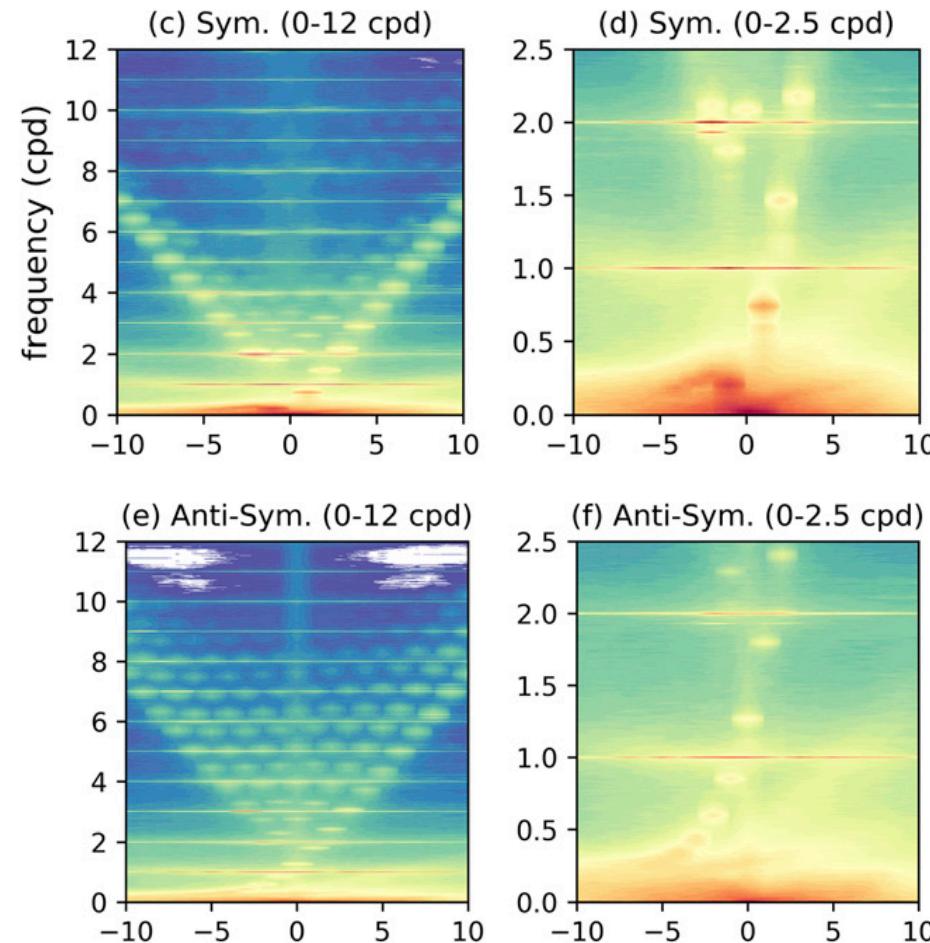


FIG. 8. The traveling pattern of the 1 mb 5-day wave for the six successive days of 28 August–2 September 1980. Shaded regions denote negative anomalies. The contour interval is 20 m.

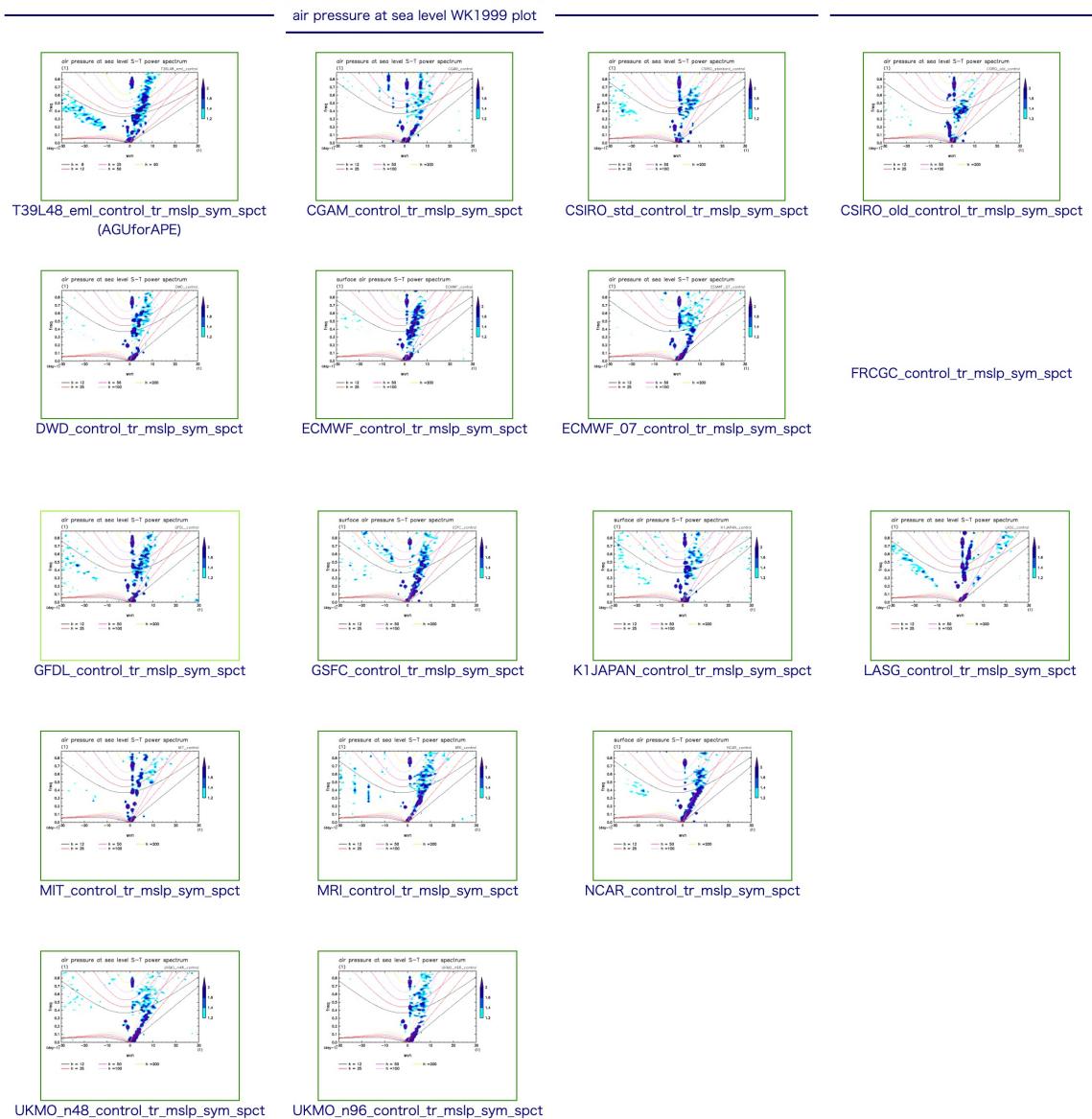
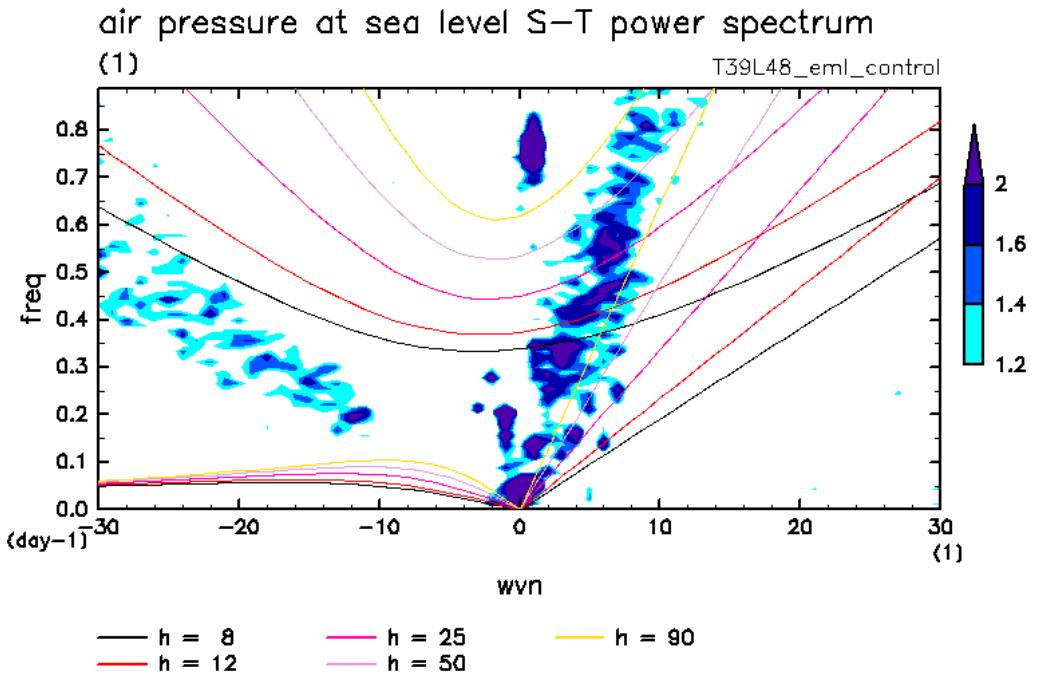
# Sakazaki and Hamilton (2020)



数百 km 以上の長波長、ラム波と同じ鉛直構造

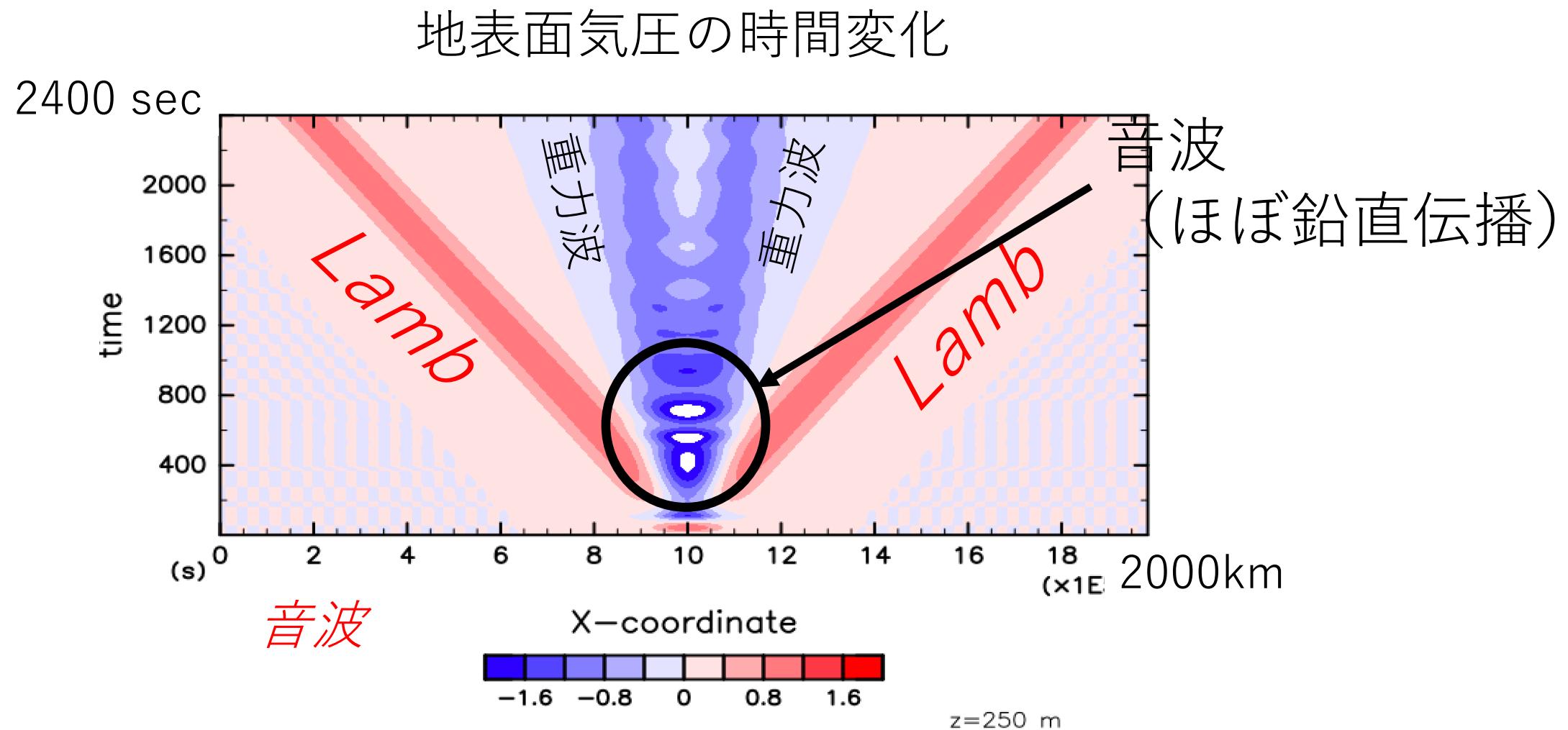
# APE の結果にも

## 地表面気圧の時空間スペクトル（強調）

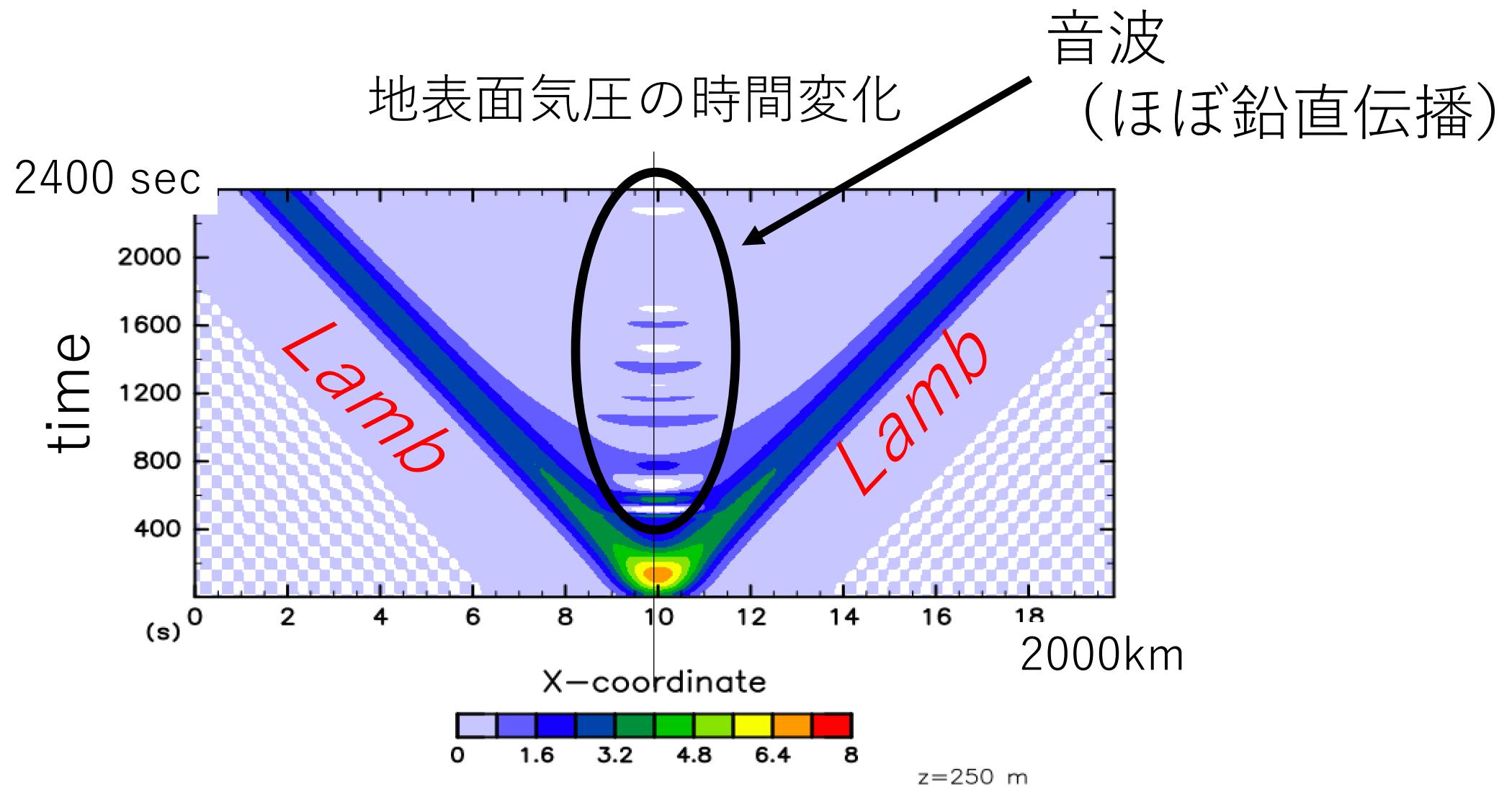


(例によって) 積雲で作れないか?

# 下層大気の加熱に対する地面気圧応答



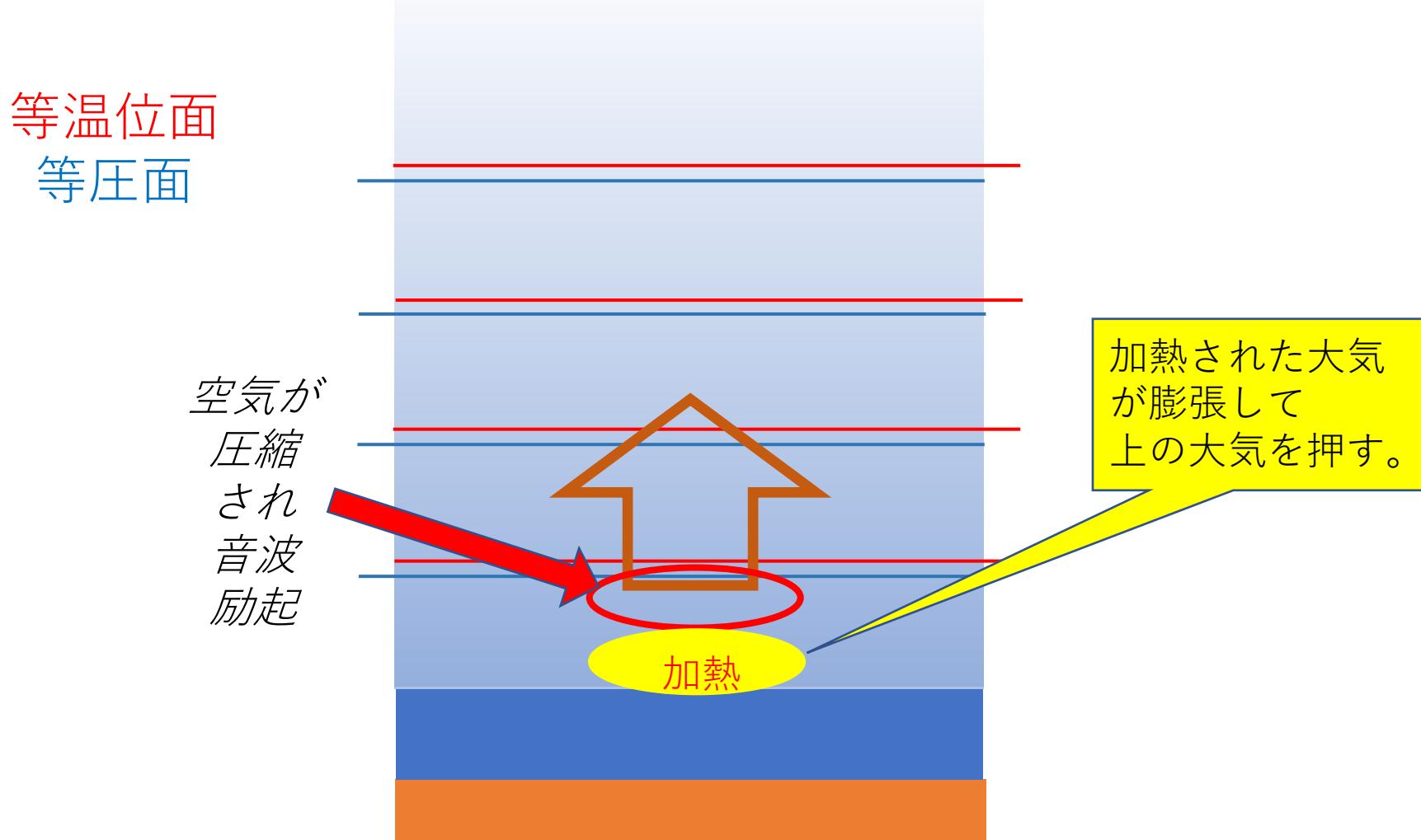
# 津波による励起とよく対応



積雲（加熱）からのラム波励起

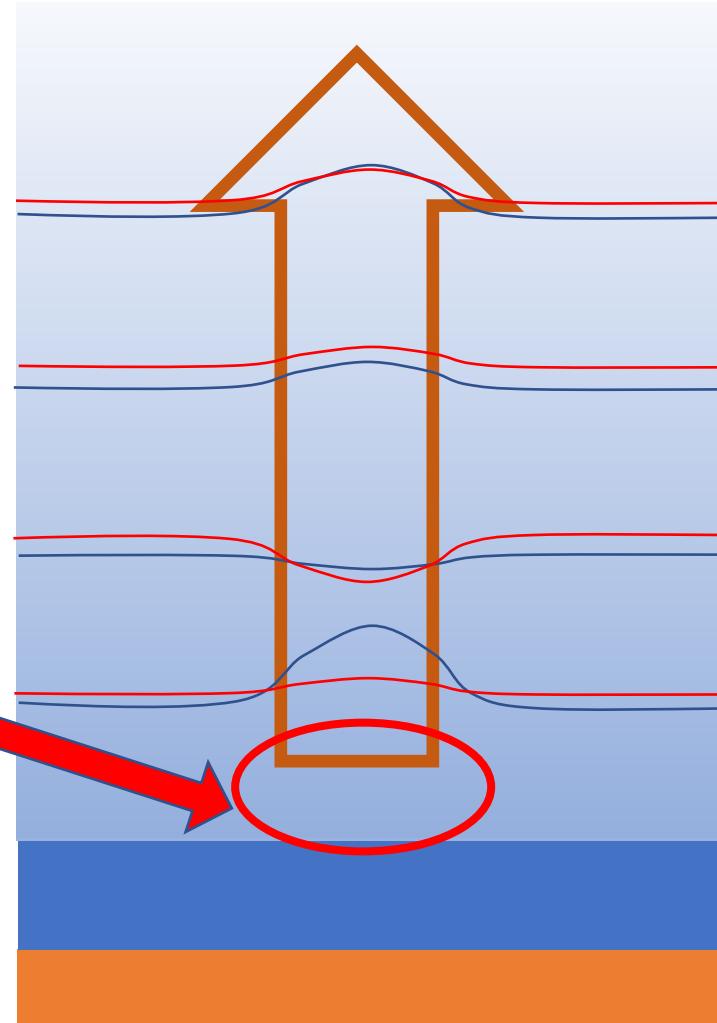
# 励起メカニズム

## 第一段階: 音波の射出



## 第二段階： 音波がほぼ真上に伝播

加熱された領域の  
大気は膨張



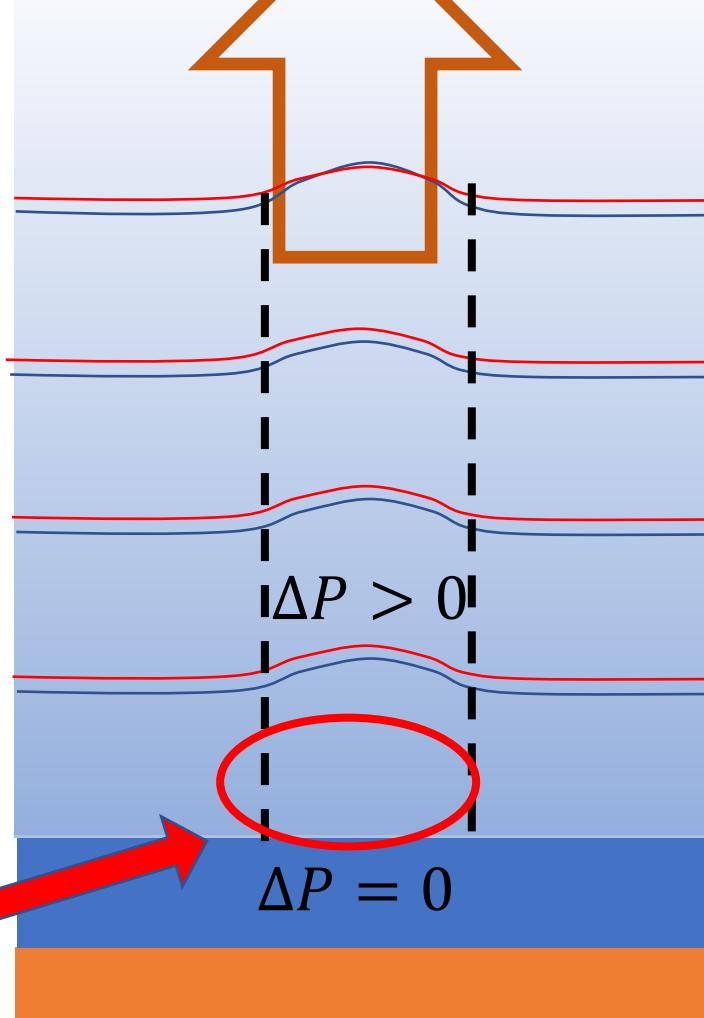
等温位面  
等圧面  
乱される。

# 第三段階：“静水圧調節”の完了

音波が上に伝わり  
大気を抜けると…

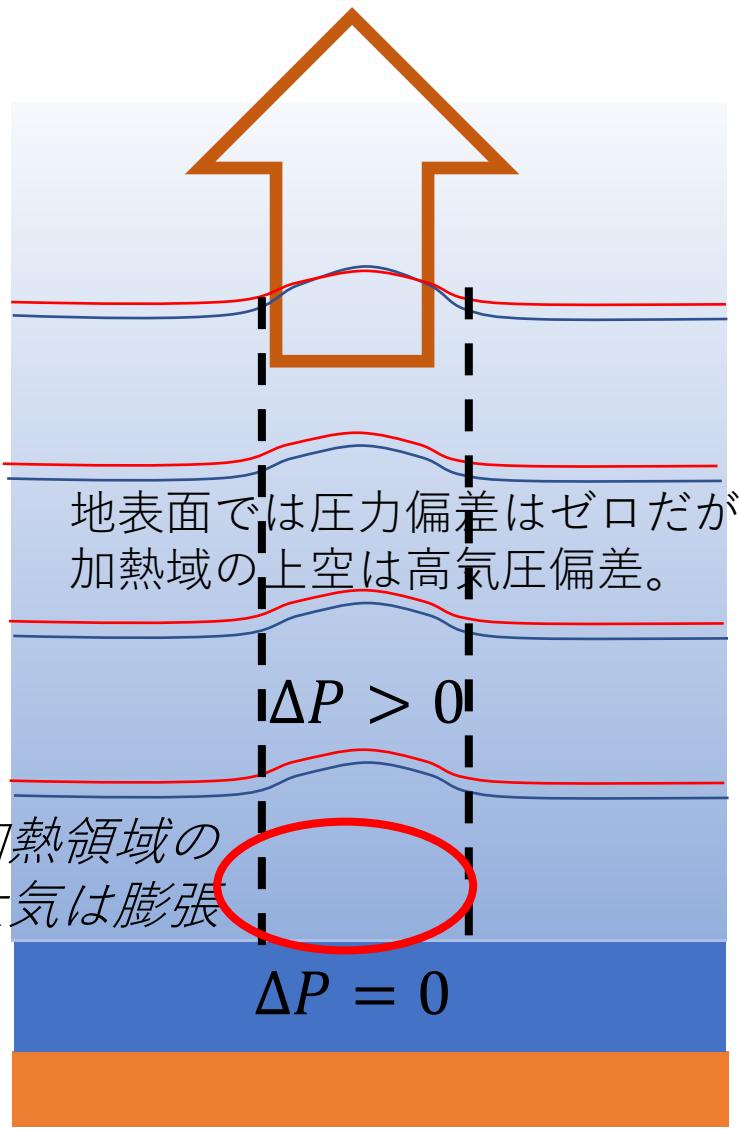
当温位面と等压面は、  
加熱による下層大気  
の鉛直変位の  
形状を「なぞる」。

加熱された領域の  
大気は膨張

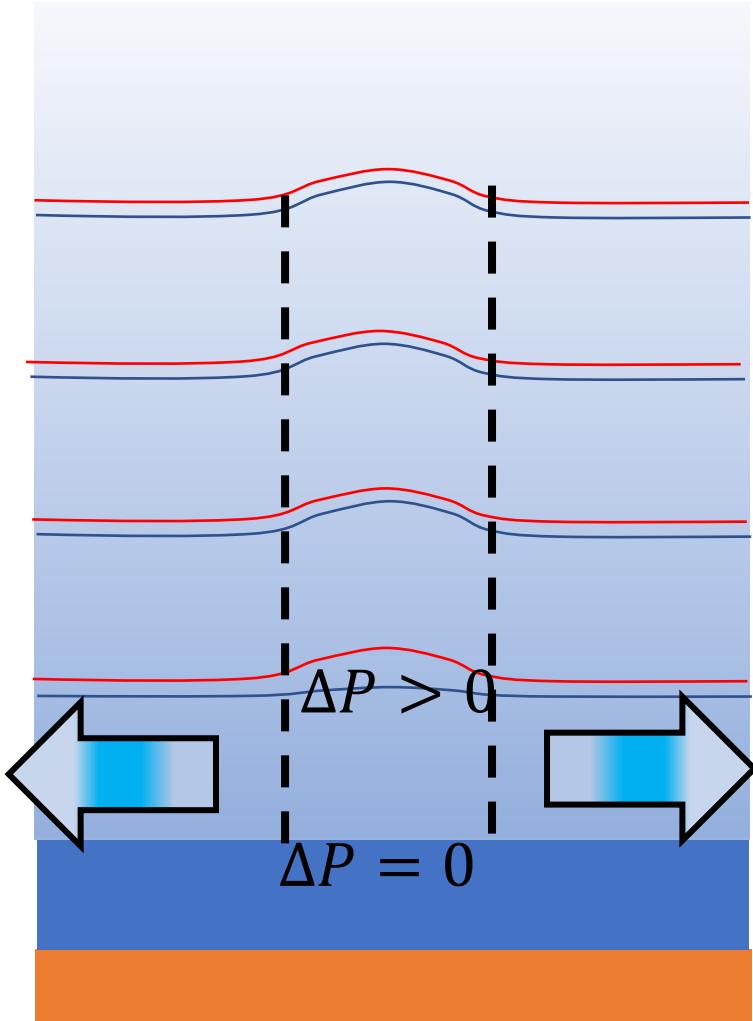


Bannon(1995, JAS)

地表面では圧力偏差はゼロだが、  
加熱域の上空は高気圧偏差。



# 第4段階：水平気圧勾配によりラム波射出

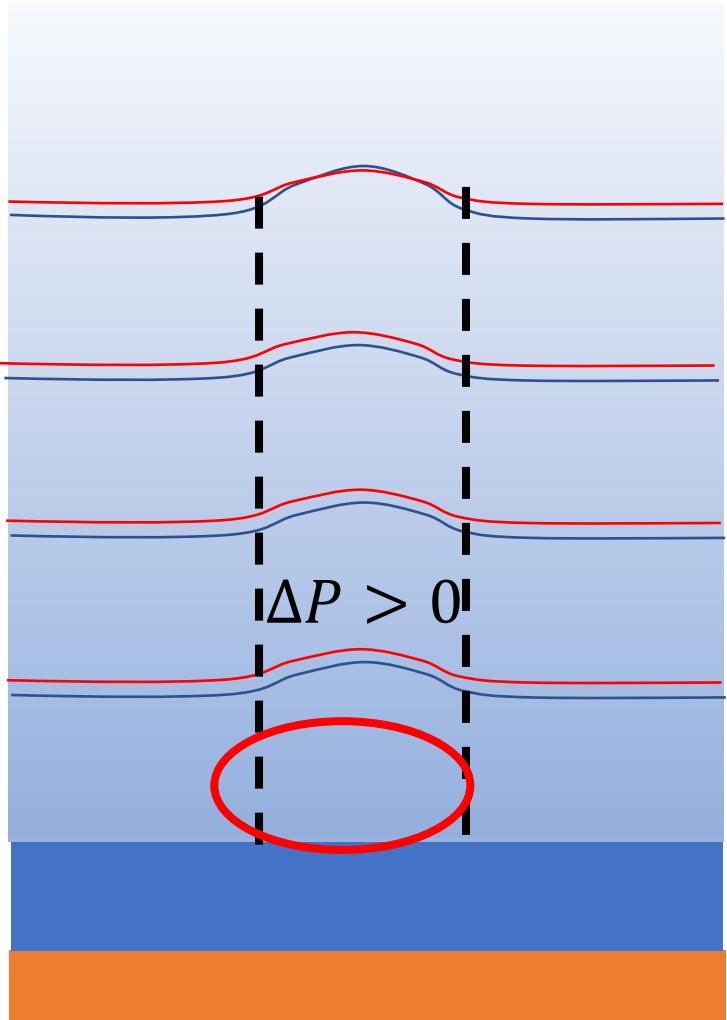


潜熱加熱の鉛直スケールは  $\frac{RT^2}{L} \frac{c_p}{g} \sim 1\text{ km}$   
ラム波の鉛直スケールは  $\frac{\gamma RT}{g} \sim 12\text{ km}$

ラム波はかなり効率良く励起される。

実際には、音波の射出、ラム波の射出、重力波の射出は連続的に起こるが、ここでは、分けて記述した。

# 加熱がつくる気圧偏差の大きさ



加熱が大気下層に集中している場合、  
加熱領域の上端において

$$\text{鉛直変位は } \zeta = \frac{1}{\rho} \int Q dz$$

$$\text{気圧偏差は } \Delta P_s = g \int Q dz$$

これが、水平伝播するラム波をつくる。

この気圧偏差は

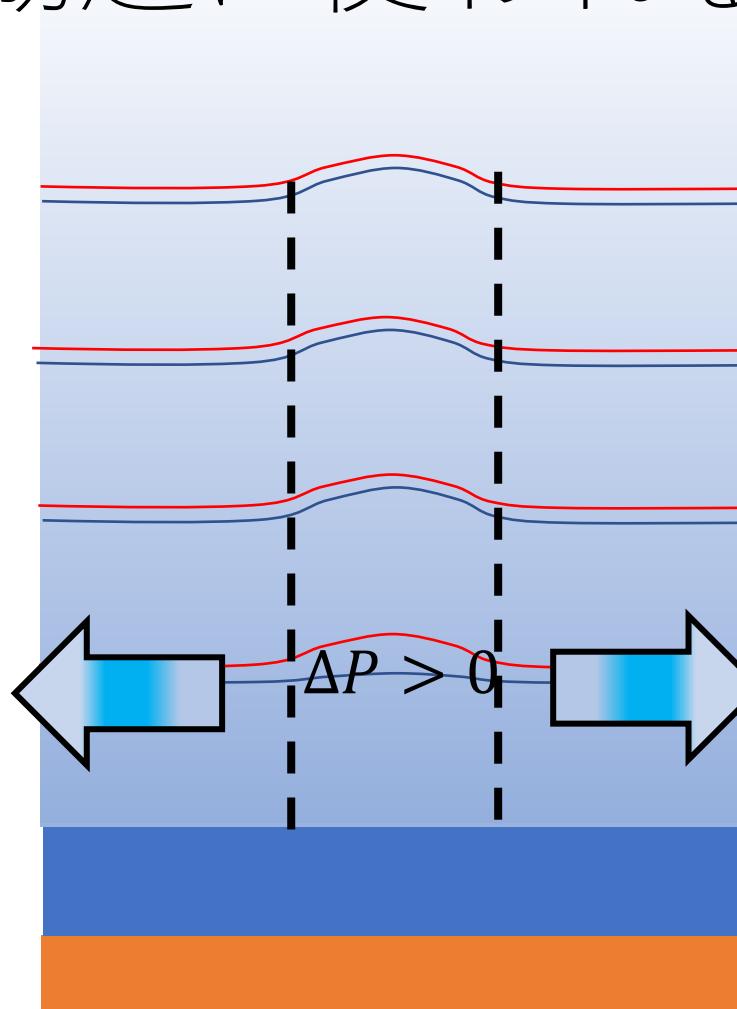
厚さ  $D = H_s = \frac{RT}{g}$  (スケールハイト) の  
大気層を上下一様に加熱する場合と同じ。

重力なしの普通の大気加熱応答  
(つまり、ただの二次元音波問題) を  
計算しても同じである。

# ラム波の励起に使われるるのは7割

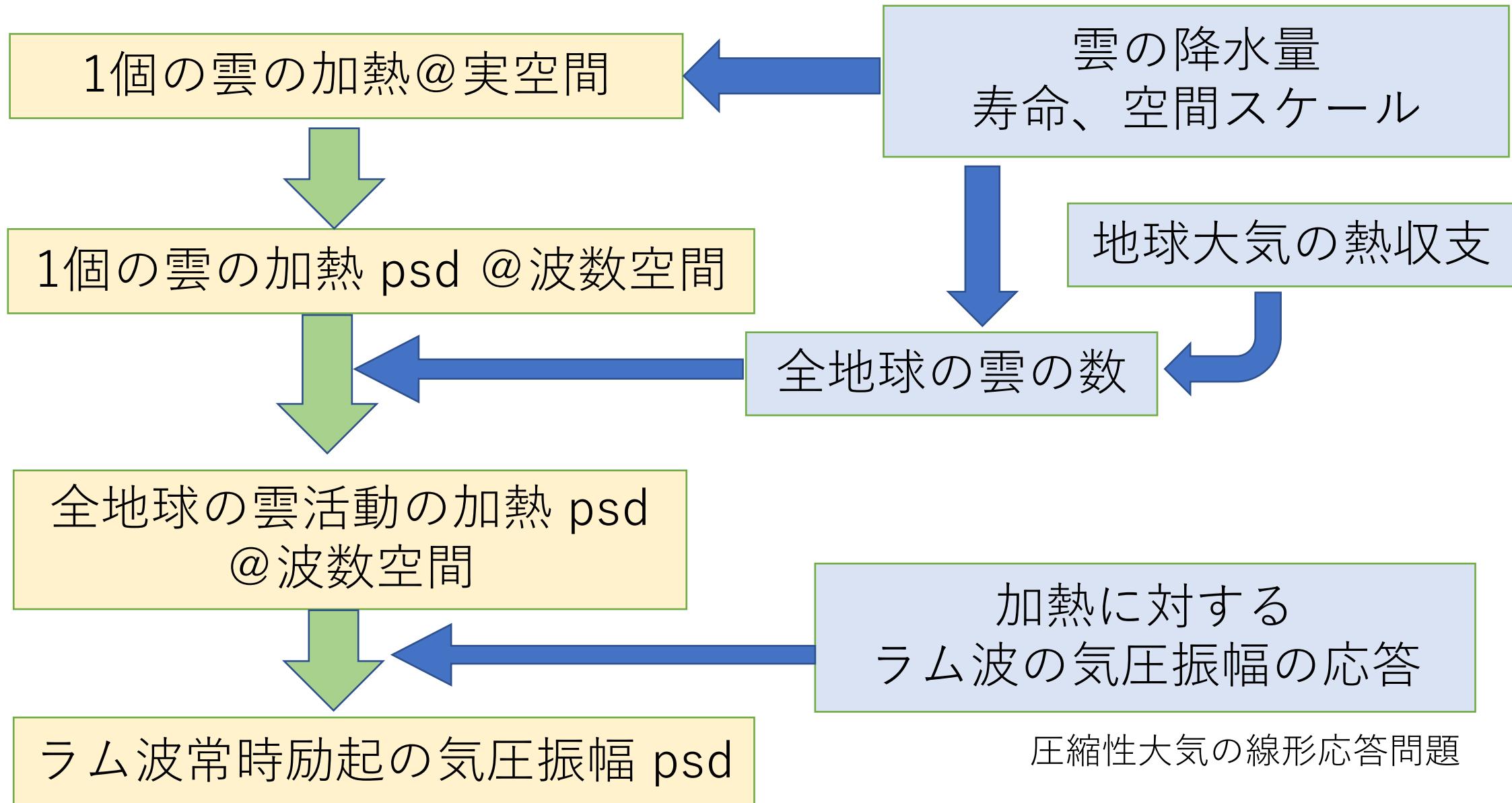
ラム波は鉛直流を伴わないので、等温位面の偏差は調節されずに残る。

その後、内部重力波が励起されて調節される。



等温大気の場合には、静水圧調節後の気圧偏差のうち、7割がラム波3割が重力波により調節される。

射出されたラム波は水平二次元的に振る舞う



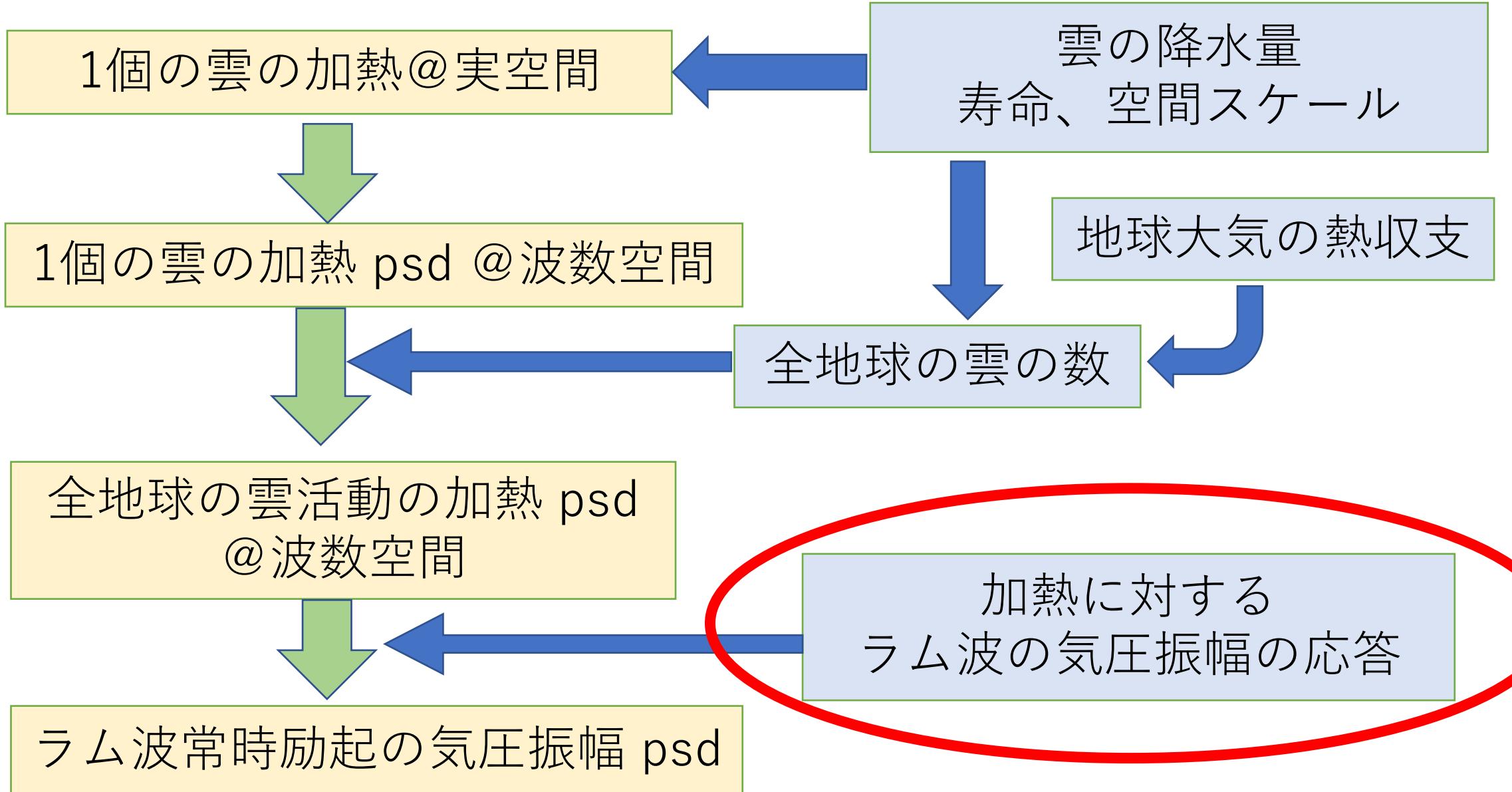
# 見積もりに使う物理量など

記号	意味	数値	単位
$L$	水蒸気の潜熱	$2.5 \times 10^6$	J/Kg
$R_e$	地球の半径	$6 \times 10^6$	m
$A$	地球のアルベド	0.35	—
$\beta$	潜熱加熱総量の日射総量に対する比	0.5	—
$S$	太陽定数	1360	W/m <sup>2</sup>
$E$	全球時間あたり総蒸発		kg/s
$H$	対流圏の厚さ	$1 \times 10^4$	m
$l$	雲の水平スケール	$3 \times 10^3$	m
$\tau$	雲の寿命	$3 \times 10^3$	s
$r$	一つの雲の総降水量	$9 \times 10^7$	kg
$\mu$	一つの雲の面積あたり総降水量	$r/l^2$	kg/m <sup>2</sup>
$\eta$	一つの雲の降水率	$r/\tau$	kg/s
$Q_c$	雲の中の体積あたり加熱率	$L\eta/l^2 H$	J/(m <sup>3</sup> s)
$\bar{r}$	全球時間あたり総降水量	E	kg/s
$N_c$	全球に存在する雲の数	$\bar{r}/r$	—

大気のエネルギー収支から、雲活動の「総量」が決まる。

個々の雲の「サイズ」が統計的「ゆらぎ」の振幅を決める。

# 見積もりの流れ



ラム波の伝播、励起振幅とともに、  
水平二次元的に考えてよい。

水平2次元大気の線形応答

$$u_t = -\rho_0^{-1} p_x - \varepsilon u$$

$$v_t = -\rho_0^{-1} p_y - \varepsilon v$$

$$\rho_t = -\rho_0(u_x + v_y)$$

$$\theta_t = \frac{1}{c_p \rho_0} S_\theta - \alpha \theta$$

$$p = c_s^2 \left( \frac{\rho_0}{\theta_0} \theta + \rho \right)$$

フーリエ変換

$$-i\omega u = -\rho_0^{-1} i k p - \varepsilon u$$

$$-i\omega v = -\rho_0^{-1} i l p - \varepsilon v$$

$$-i\omega \rho = -\rho_0(i k u + i l v)$$

$$-i\omega \theta = \frac{1}{c_p \rho_0} S_\theta - \alpha \theta$$

加熱 (単位体積)

$$p = c_s^2 \left( \frac{\rho_0}{\theta_0} \theta + \rho \right)$$

前ページの式を変形して、加熱への気圧応答は

$$p = \frac{\omega^2 + i\varepsilon\omega}{\{(\omega^2 + i\varepsilon\omega) - c_s^2 K^2\}(-i\omega + \alpha)} \frac{R}{c_v} S_\theta$$

ただし  
 $K^2 \equiv k^2 + l^2$

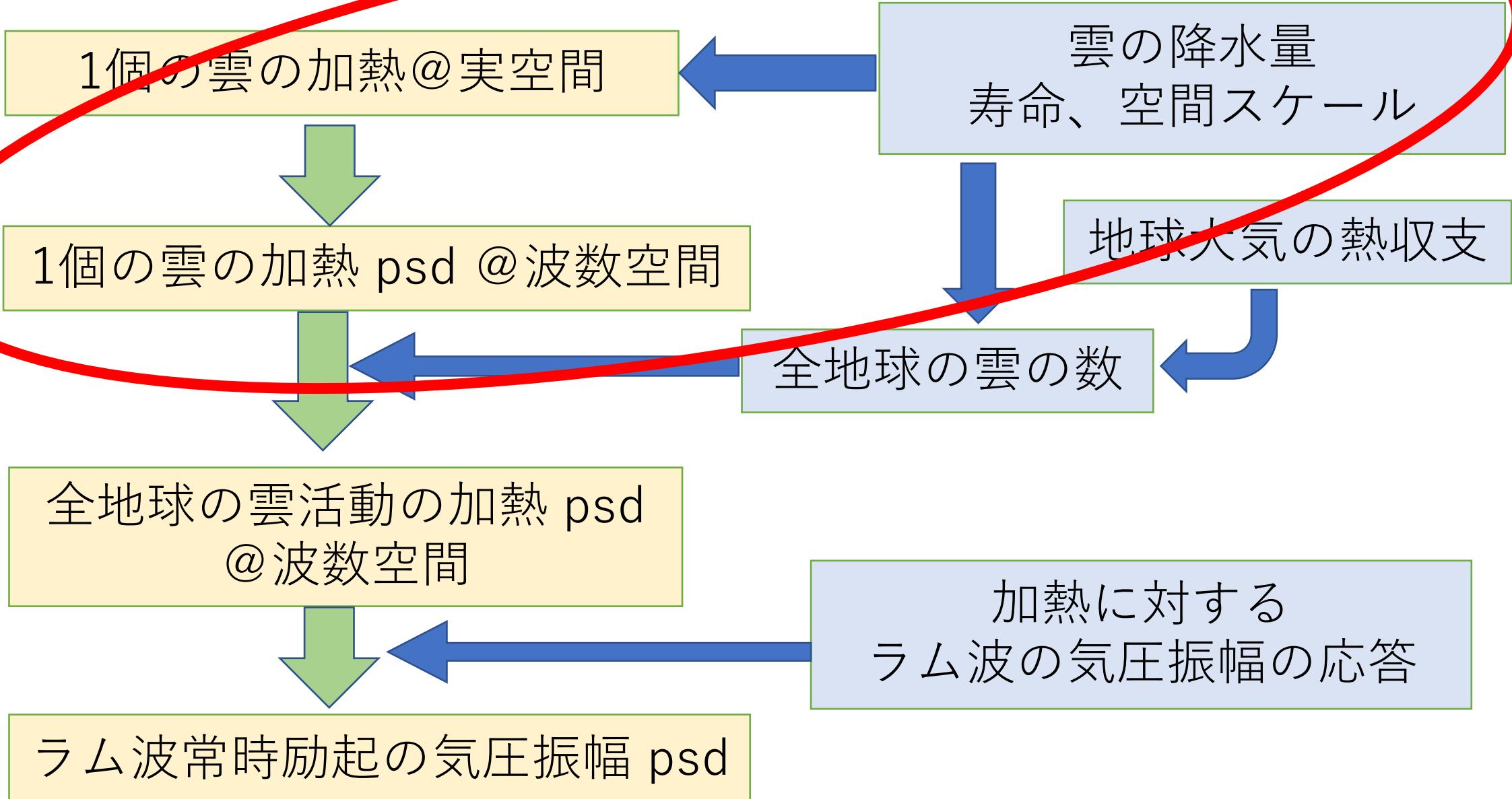
ラム波と共に鳴する条件（分散関係）では気圧振幅は？

散逸が弱い、すなわち  $\alpha, \varepsilon \ll \omega$  の場合、共鳴条件  $\omega^2 = c_s^2 K^2$  において

$$p \approx \frac{\omega^2}{i\varepsilon\omega(-i\omega)} \frac{R}{c_v} S_\theta = \varepsilon^{-1} \frac{R}{c_v} S_\theta = \frac{Q}{c_s K} \frac{R}{c_v} S_\theta$$

$Q = \omega/\varepsilon$  は quality factor

# 見積もりの流れ



# 一つの雲の加熱率（実空間）

個々の雲の中の加熱率は

$$\begin{aligned} Q_c &= \frac{L\eta}{Hl^2} = \frac{Lr}{H\tau l^2} \\ &= 0.83W/m^3 \cdot \frac{r}{9 \times 10^7} \cdot \frac{3000}{\tau} \cdot \left(\frac{3000}{l}\right)^2 \end{aligned}$$

降水総量  
寿命      サイズ



時間的には短時間、空間的には狭い領域に集中している。

# 一つの雲の加熱： 水平波数分解

雲による加熱は水平スケール  $l$  程度の中に局在する。すると、加熱の波数成分は数空間上で、波数ゼロから  $n_{max} = R_E/2l$  まで等方的に

波数空間では  
「等分配」される。

$$n_w = n_{max}^2 = \left( \frac{R_E}{2l} \right)^2 \quad (45)$$

程度の数のモードに一様な振幅で分布する。その振幅を  $\tilde{Q}$  とおくと、Parceval の定理により、

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi R_E^2} \int_A Q_c^2 dS &= \frac{l^2 Q_c^2}{4\pi R_E^2} = n_w \tilde{Q}^2 = \frac{R_E^2}{4l^2} \tilde{Q}^2 \\ \rightarrow \quad \tilde{Q}^2 &= \frac{l^4 Q_c^2}{4\pi R_E^4} = \frac{l^4}{4\pi R_E^4} \cdot \frac{L^2 r^2}{H^2 \tau^2 l^4} = \frac{L^2 r^2}{4\pi R_E^4 H^2 \tau^2} \end{aligned} \quad (46)$$

と見積もられる。 帯域幅の大小を除き、雲の空間スケールは出てこない。

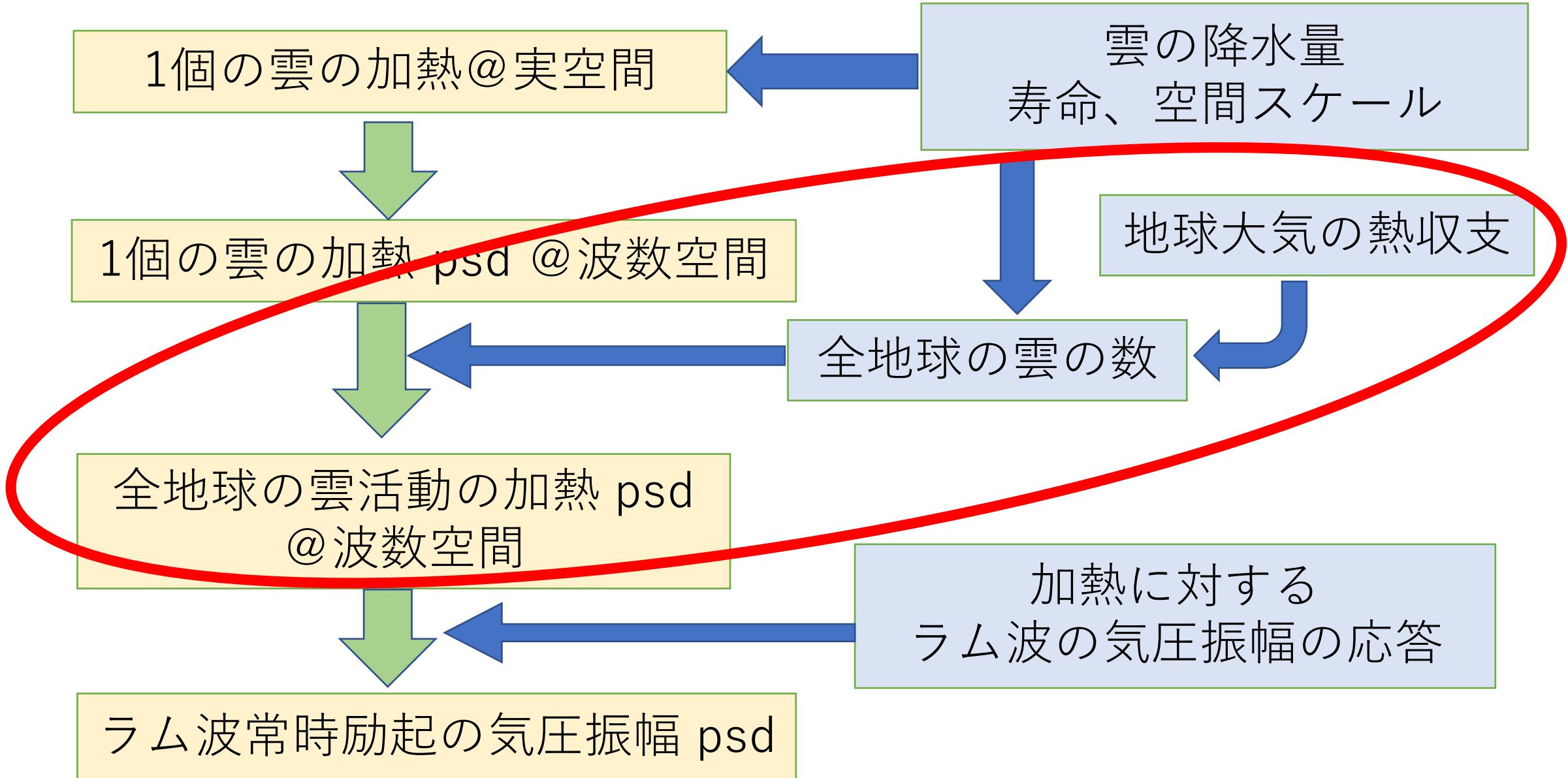
# 一つの雲の加熱： 波数あたり、時間 PSD

さらに、個々の雲の加熱は時間的にも  $\tau$  の中に局在するので、加熱の PSD は周波数空間で周波数ゼロからカットオフ周波数  $f_c = 1/2\tau$  の間に一様に分布する。したがって、一つの雲の加熱の周波数空間での PSD を  $\hat{Q}^2$  とすると今度は時間方向の Parceval の定理から<sup>8</sup> 周波数空間でも「等分配」される。

$$\hat{Q}^2 f_c = \tilde{Q}^2$$

$$\hat{Q}^2 = \frac{\tilde{Q}^2}{f_c} = 2\tau \tilde{Q}^2 = \frac{L^2 r^2}{2\pi R_E^4 H^2 \tau} = \left[ \frac{Lr}{\sqrt{2\pi} R_E^2 H \tau} \right]^2 \tau$$

# 見積もりの流れ



# 全地球上にある雲の個数

全球地表面のエネルギー収支から、雲の個数を見積もる。日射による地面加熱のうち  $\beta$  の割合が蒸発潜熱により大気に輸送されるとすると、 $E$  は

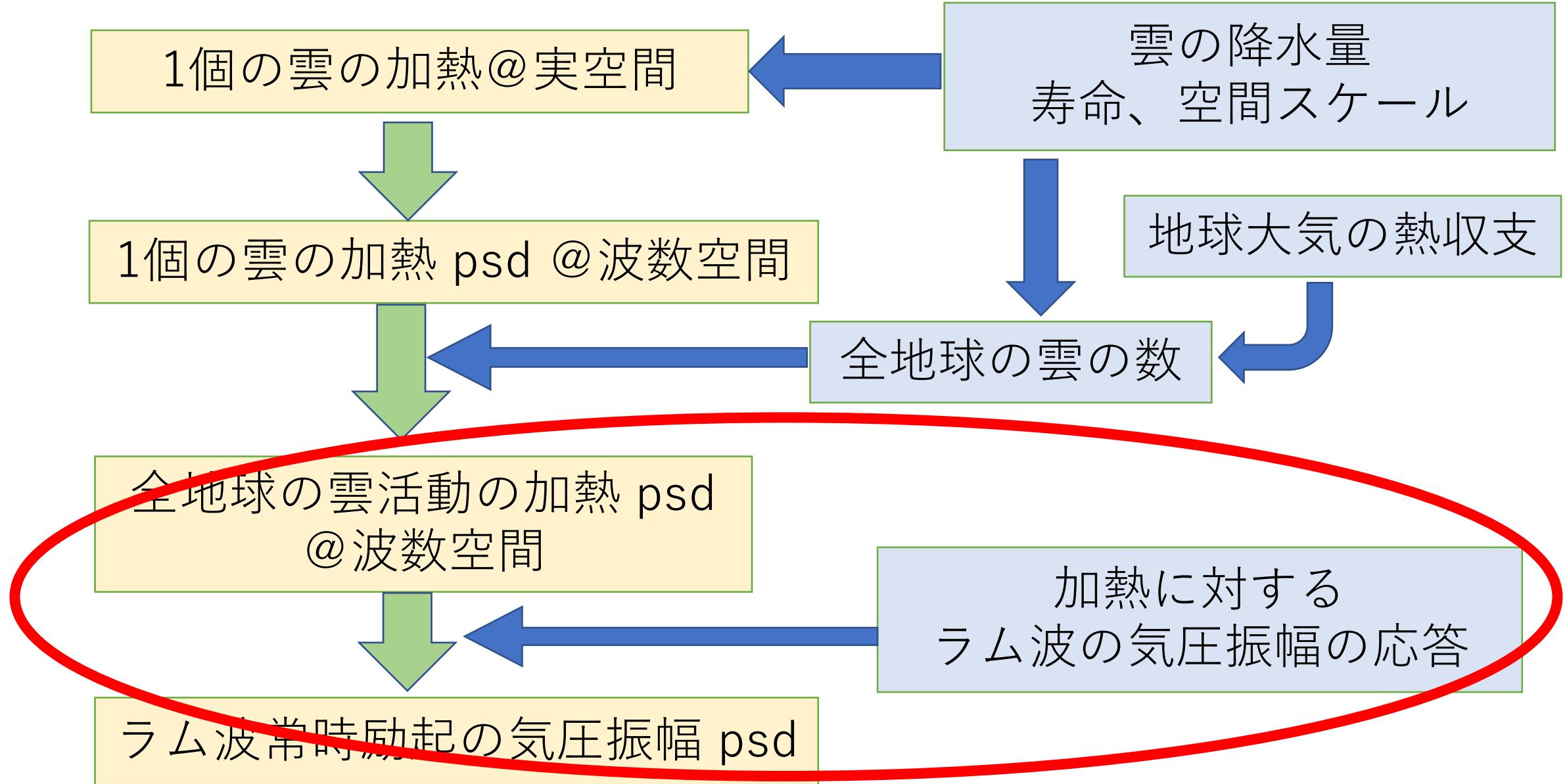
$$\text{太陽光による  
地面、海面の加熱率} \quad \beta(1 - A)S\pi R_E^2 = LE \quad \text{蒸発の潜熱の総量} \quad (38)$$

を満たす。さらに降水量は蒸発量と等しく、全ての雲の降水率の総計と等しいので

$$\text{降水の総量} \quad N_c \eta = N_c \frac{r}{\tau} = \bar{r} = E = \frac{\beta(1 - A)S\pi R_E^2}{L} \quad \text{蒸発の総量} \quad (39)$$

$$N_c = \frac{\beta(1 - A)S\pi R_E^2 \tau}{Lr} = 6.7 \times 10^5 \cdot \frac{\tau / 3000}{r / (9 \times 10^7)}$$

# 見積もりの流れ



# 全地球の雲活動の総体が励起する 気圧擾乱の PSD

$$\begin{aligned} S_\theta^2 &= N_c \cdot \hat{Q}^2 = \frac{\beta(1-A)S\pi R_E^2\tau}{L\mu l^2} \cdot \frac{L^2r^2}{2\pi R_E^4\tau H^2} \\ &= \frac{\beta L(1-A)Sl^2\mu}{2R_E^2H^2} = \frac{\beta L(1-A)Sr}{2R_E^2H^2} \end{aligned}$$

「雲ひとつの加熱」  
「雲の個数」  
「加熱に対する気圧応答」  
の掛け算

$$p^2 = \frac{Q^2}{c_s^2 K^2} \frac{R^2}{c_v^2} S_\theta^2 = \frac{Q^2}{c_s^2 K^2} \frac{R^2}{c_v^2} \frac{\beta L(1-A)Sr}{2R_E^2H^2} = 2.1 \times 10^4 \cdot \left( \frac{T_d}{10^5} \right)^2 \frac{\beta}{0.5} \frac{r}{9 \times 10^7}$$

ただし、 $f < (2 \times \text{雲の寿命})^{-1} = 0.15 \text{ mHz}$   
angular order  $< R_E / \text{雲のサイズ} = 10^4$  の範囲

# Sakazaki and Hamilton (2020)との比較

見積もりは

$$p^2 \sim 2 \times 10^4 [\text{Pa}^2 \text{Hz}^{-1}] \sim 0.2 [\text{Pa}^2 (\text{cpd})^{-1}]$$

(消散時間を1日として)

$$p^2 \sim 5 \times 10^5 [\text{Pa}^2 \text{Hz}^{-1}] \sim 5 [\text{Pa}^2 (\text{cpd})^{-1}]$$

(消散時間を5日として)

短波長はOKだが、惑星規模の励起には不足？

「33時間波動」（波長4万キロの東進ラム波）

Hamilton and Garcia (1986)では

$$10 \text{ mb}^2 \times 10^{-4} (\text{cpy})^{-1} = 3 \times 10^8 \text{ Pa}^2 \text{ Hz}^{-1}$$

全然足りないっぽい。  
しかし。

振幅は  $\text{Pa}^2 (\text{cpd})^{-1}$   
だいたい  $0.1 \sim 10$   
 $k=1$  は 100 以上

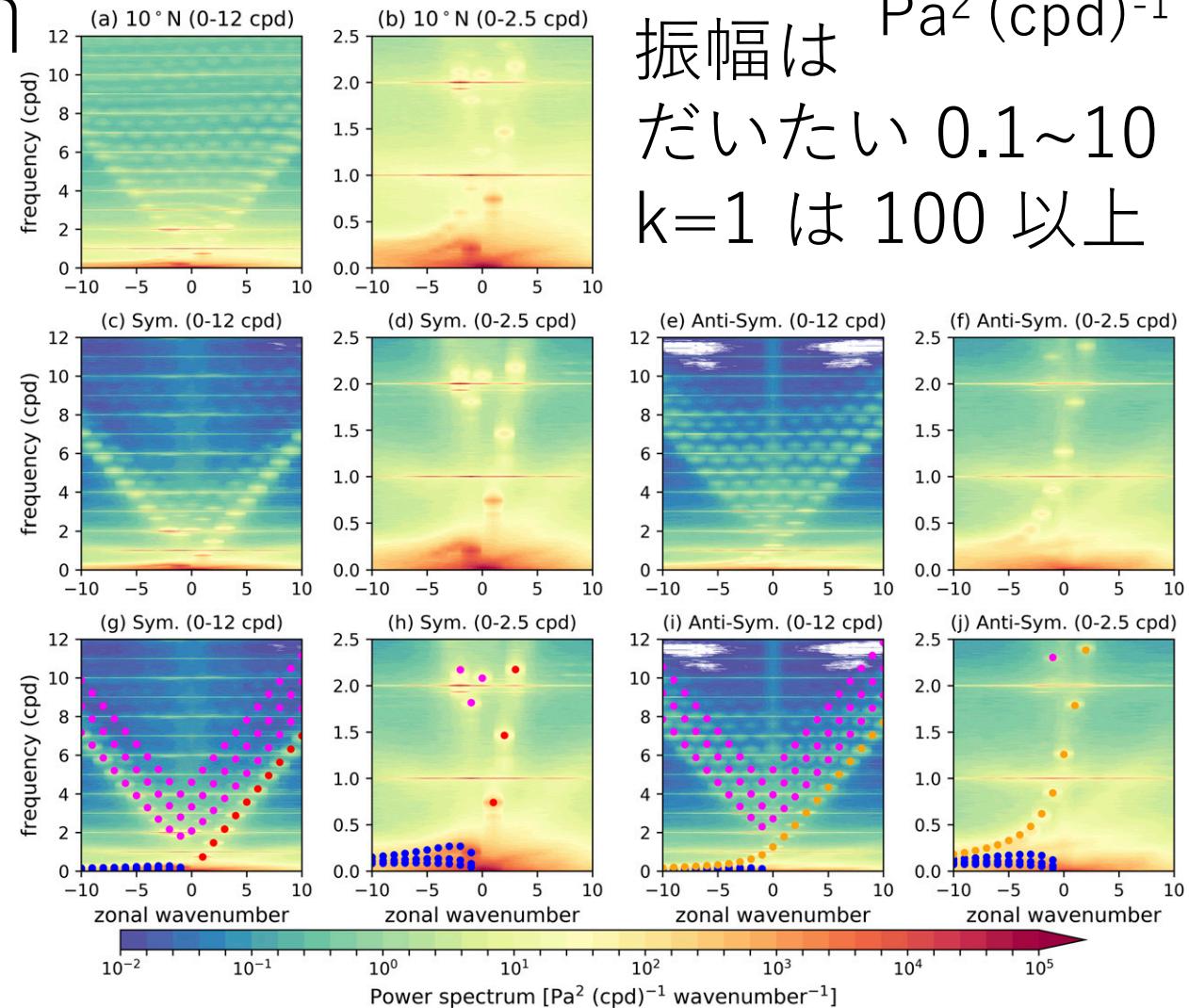


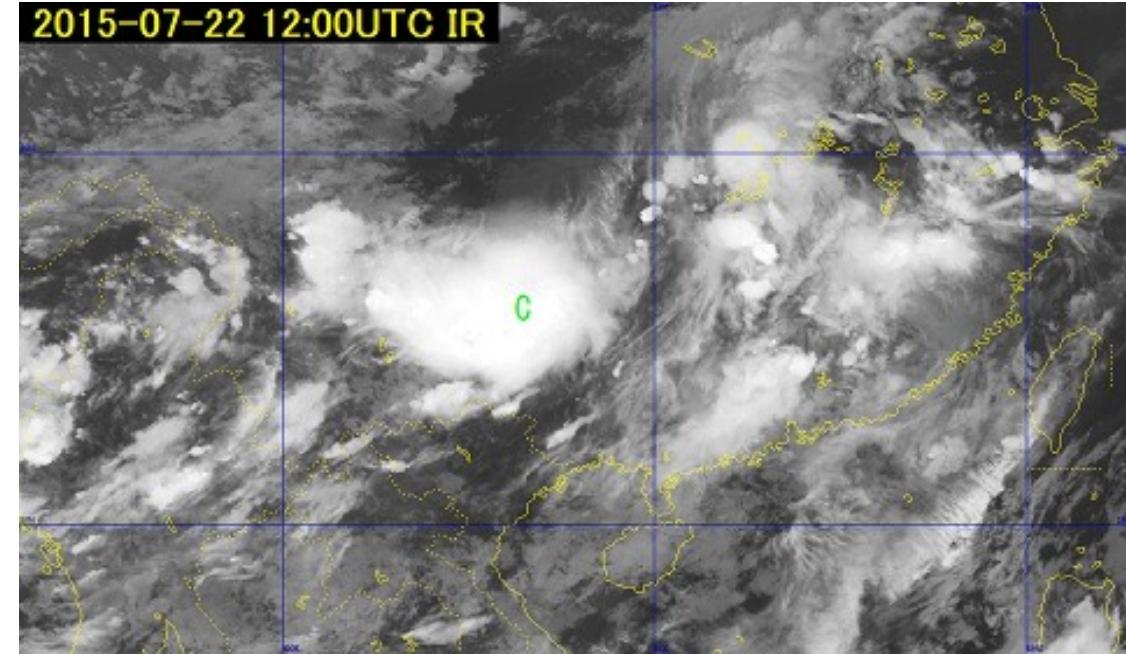
FIG. 6. (a),(b) Zonal wavenumber-frequency spectrum for surface pressure at  $10^\circ\text{N}$  ( $\text{Pa}^2 \text{cpd}^{-1} \text{wavenumber}^{-1}$ ). The results are shown for the frequency range of (a) 0–12 cpd and (b) zoomed in to 0–2.5 cpd. Positive and negative zonal wavenumbers designate eastward and westward phase velocity waves, respectively. (c),(d) As in (a) and (b), but spectra of pressure averaged between  $20^\circ\text{S}$  and  $20^\circ\text{N}$  at each longitude (i.e., tropical symmetric components). (e),(f) As in (c) and (d), but with data of difference between  $20^\circ\text{S}$ – $0^\circ\text{N}$  and  $0^\circ$ – $20^\circ\text{N}$  at each longitude (i.e., tropical antisymmetric components). (g)–(j) As in (c)–(f), but with the dispersion relationships of Fig. 2 superimposed.

# 大粒の雲組織化 クラウドクラスター

$$p^2 = 2.1 \times 10^4 \cdot \left( \frac{T_d}{10^5} \right)^2 \frac{\beta}{0.59 \times 10^7} r$$

領域平均降水量  $10\text{ミリ} = 10\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} = \mu$   
サイズ  $l = 300\text{km} = 3 \times 10^5\text{m}$  とすると  
総降水量  $r = \mu l^2 = 10^{12}\text{kg}$

33h 波動も十分励起可能



$$\begin{aligned} p^2 &= 2 \times 10^8 \text{ Pa}^2 \text{ Hz}^{-1} \\ &= 2 \times 10^3 \text{ Pa}^2 \text{ (cpd)}^{-1} \end{aligned}$$

$f < (\text{雲クラスタの寿命})^{-1} \sim (10\text{h})^{-1} = 0.03\text{mHz} = 2\text{cpd}$   
angular order  $< R_E / \text{雲のサイズ} = 10^2$  の範囲

Kelvin mode なので、熱帯に振幅大きい。雲は熱帯に集中するから、さらに有利？

## まとめ

- いろいろな地学現象でラム波は励起される。
- 励起の物理は、比較的単純である。
- …というのは早計であった。
- 定量的な応用が可能であろう。