熱フラックスの日変化が吹送流に及ぼす効果

井手 喜彦　　吉川 裕

九大院総理工　　九大応力研

2009 年 12 月 17 日

きっかけ

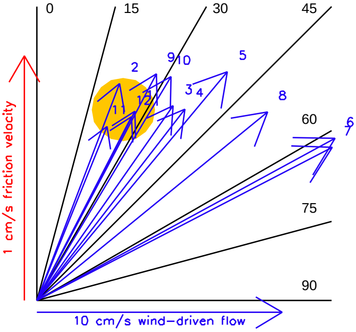
対馬の海洋レーダで測定した
風と吹送流 (表層 1m) の季節変化

観測と Ekman

- **角度** 　冬 <Ekman< 夏
- **振幅** 　冬 < 夏

⇓

吹送流の季節変化の原因は？



Yoshikawa and Masuda (2009)

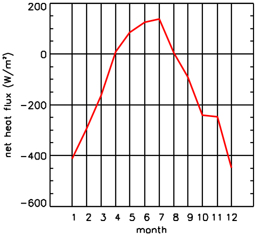
2003 **年** 8 **月〜**2007 **年** 3 **月までの期間で一時間ごと平均を取り、慣性振動を消すためそれを** 3 **日間移動平均した。**

きっかけ

対馬海峡の一年間の月平均の熱フラックス

月平均の熱フラックスを使用した LES の計算結果

Y.Yoshikawa, A.Masuda (2009)

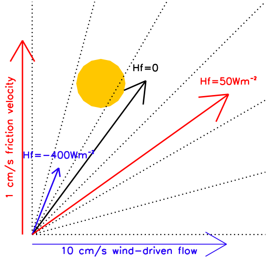


吹送流の季節変化の原因は？

⇓

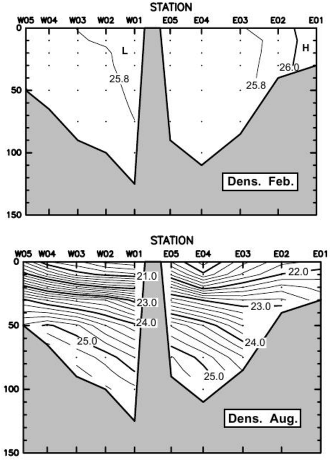
熱フラックスの季節変化が原因と予想

- $\boxed{\text{振幅}}$ 観測 >LES



※ 熱フラックスは大気から海へを正

きっかけ



Senjyu, Matsui, Han(2008)

対馬海峡の 2,8 月の密度等高線

- **対馬の 2 月の密度はほぼ一様で、対流が起こっている。**

冬は冷却で自由対流が起こり混ざっている。

⇓ **しかし**

LES **の結果に比べ流速が混ざっていない**
(**表層の吹送流が大きい**)

⇓

熱フラックスの日変化が原因か？

熱フラックスの一日周期の変動 (日変化) の影響

1. 昼に表層の温度が温めらる

⇓

2. 夜に表層の冷却, 風による混合により自由対流が起こり, 混合が深く伝わっていく

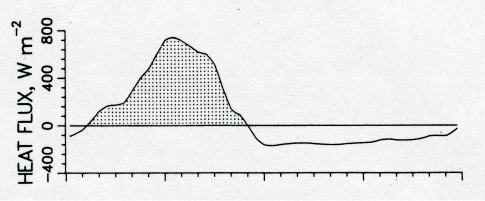
⇓

3. 次の日の朝には十分深くまで混合され, 温度は鉛直一様に戻る

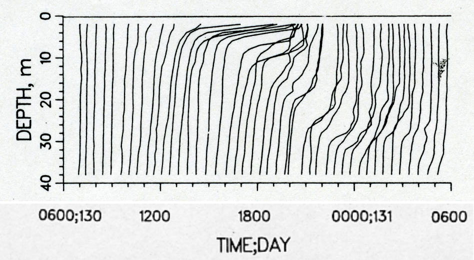
⇓

4. 繰り返し

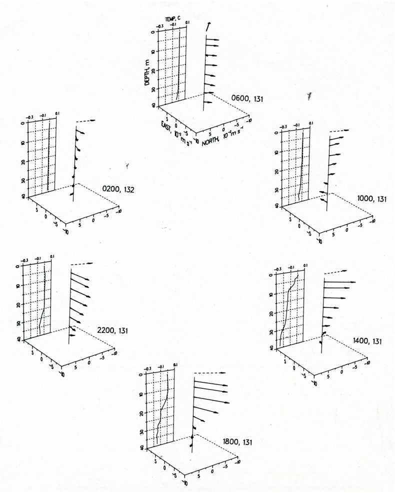
熱フラックスの日変化 (観測例,price,et,al)



結果生じる温度分布 ⇓



熱フラックスの一日周期の変動 (日変化) の影響



F.Price and Weller (1986)

温度と流速の日変化の観測例 (price,et,al)
6,10,14,18,22,2 **時の温度, 流速の鉛直分布**

6 **時**	**流速, 温度共に鉛直一様**
10,14 **時**	**日が昇ったため表層から密度成層していき, 上層部で混合が弱まるため流速が上部で強まる**
18,22 **時**	**密度成層が下に伝わり, 共に流速も伝わっていく**
22,2 **時**	**日が沈み混合が強まったため温度, 流速が鉛直一様に戻っていく**

※Price and Weller **の結論** ※
日変化のもとで生じる螺旋構造
≠ **日平均した** Ekman **螺旋**

熱フラックスの一日周期の変動を考慮した簡単な一次元モデルを作って検証

熱拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa(t,z)\frac{\partial T}{\partial z}\right)\begin{cases}\text{初期条件} & T(0,z)=0\\ \text{境界条件} & \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{\text{表層}} = \frac{\text{heatflux}}{\rho C}\\ & \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{\text{深}} = 0\end{cases}$$

Ekman の理論から日変化を考慮した式

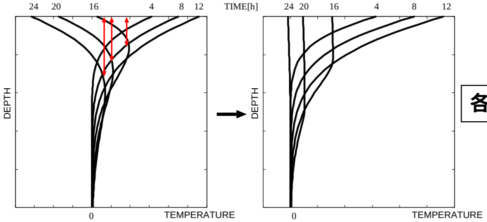
$$\frac{\partial w}{\partial t} + ifw = \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu(t,z)\frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad (w = u + iv) \quad \begin{cases}\text{初期条件} & u(0,z)=v(0,z)=0\\ \text{境界条件} & \left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{\text{表層}} = 0,\ \left.\frac{\partial v}{\partial z}\right|_{\text{表層}} = \frac{\tau}{\rho}\\ & \left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{\text{深}} = 0,\quad \left.\frac{\partial v}{\partial z}\right|_{\text{深}} = 0\end{cases}$$

$$\kappa(t,z) = \begin{cases}0.01 & [m^2/s] \ \ (\text{安定成層})\\ 1.0 & [m^2/s] \ \ (\text{不安定成層})\end{cases} = \nu(t,z)$$

- heatflux を日変化させる。κ,ν が t,z の関数。風は y 軸方向に一定, 流れは初め静止。

熱フラックスの一日周期の変動を考慮した簡単な一次元モデルを作って検証

1. 温度の鉛直分布を計算
2. ある場所の格子の温度と一つ上の格子の温度を比較して, 上の格子の温度が高ければ次の timestep でその位置の κ を 0.01 とし, 低ければ次の timestep でその位置の κ を 1 とする



3. 流速も温度と同様に混合されると仮定して κ と ν を対応させる

$$\kappa(t,z) = \begin{cases} 0.01 & [m^2/s] \quad (\text{安定成層}) \\ 1.0 & [m^2/s] \quad (\text{不安定成層}) \end{cases} = \nu(t,z)$$

数値積分法

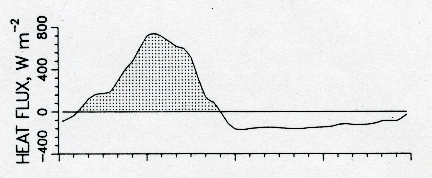
- 空間:中央差分
  $\Delta z = 2.0,\ km = 500$
- 時間:4 次精度のルンゲクッタ法
  $\Delta t = 0.1$

各パラメータ値

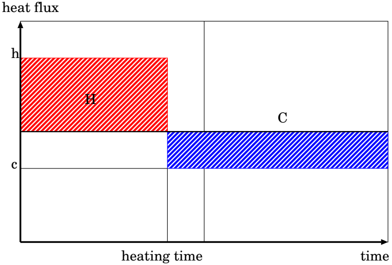
- $\phi = 30[\ °]$
  $f = 2\omega \sin 30\ °$
  慣性周期 $= 24[h]$
- 積分時間 = 7 日間
  平均時間 = 1 日間
- $\tau = 1.0[N/m^2]$
  $\rho = 1000[kg/m^3]$
  C= $4000[J/K]$

モデルへの熱フラックスの与え方

実際の熱フラックス



単純化 ⇓



- 熱フラックスが正のときは海を加熱している
- h = 加熱率, c = 冷却率
- H/C = 総加熱冷却比
- 総加熱量 $H = \int_0^{t_h} h dt$,
  総冷却量 $C = \int_{t_h}^{t_0} c dt$

今回研究で変化させるのは熱フラックスの与え方のみなので, 変化させるパラメータは

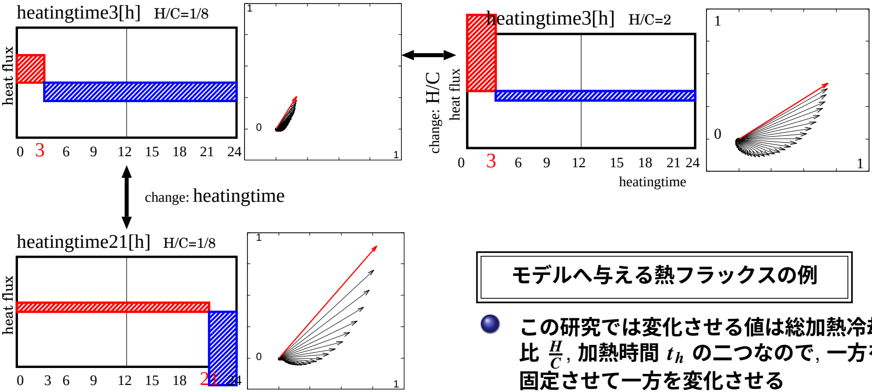
$$H, C, t_h$$

であるが, 実際に吹送流の変化に影響するパラメータは

$$\frac{H}{C}, t_h$$

の 2 つである。

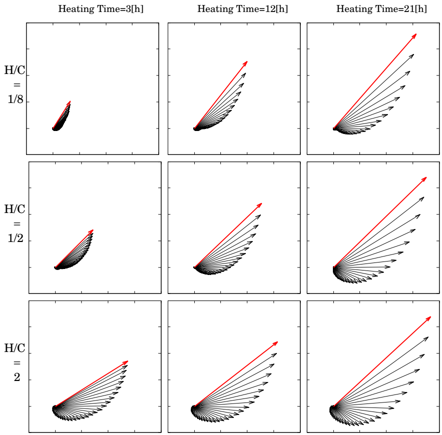
モデルへの熱フラックスの与え方



モデルへ与える熱フラックスの例

- この研究では変化させる値は総加熱冷却比 $\frac{H}{C}$, 加熱時間 t_h の二つなので, 一方を固定させて一方を変化させる
- 生じた SPIRAL は y 軸方向に風応力を与えた結果である
- この研究での角度とは風応力に対して右に回転している角度のことをいう

結果



加熱時間 HeatingTime, 総加熱冷却比 H/C を変化させたときの SPIRAL の変化 (赤ベクトルは表層流)

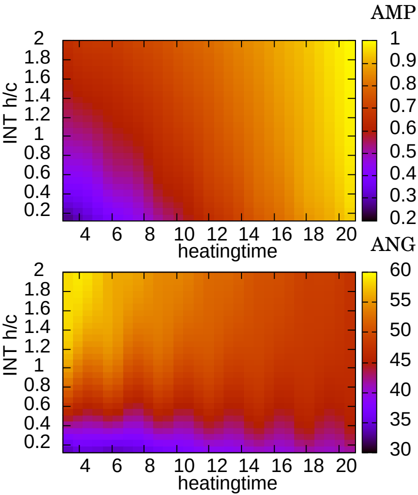
加熱時間の変化による表層流の変化

- 振幅は, いずれの H/C の場合も加熱時間の増加と共に増加している
- 角度は,$H/C = 1/8$ のときは加熱時間の増加と共に増加しているが,$H/C = 2$ のときは減少している,$H/C = 1/2$ のときはほとんど変化がない

総加熱冷却比の変化による表層流の変化

- 振幅, 角度はいずれの加熱時間の場合も共に総加熱冷却比 H/C の増加に伴って, 増加している
- 振幅, 角度は共に加熱時間が小さい場合が変化が大きい

結果のまとめ



振幅

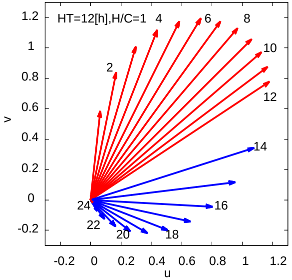
- 加熱時間が長くなったり，総加熱冷却比が増加すると表層流の振幅は増加

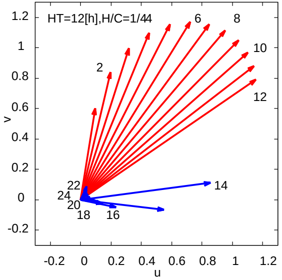
角度

- 総加熱冷却比が増加すると表層流の角度は増加
- 加熱時間による角度の依存は総加熱冷却比の値によって異なり、総加熱冷却比の値が大きいときは加熱時間が増加すると角度は小さくなるが、総加熱冷却比の値が小さいときは加熱時間が増加すると角度は大きくなる。総加熱冷却比が 0.6 付近では加熱時間への依存は見られず、ほぼ 45 °で一定である。

総加熱冷却比の変化による SPIRAL の変化は加熱時間が短い方が大きい

定性的説明



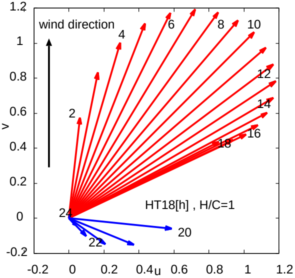


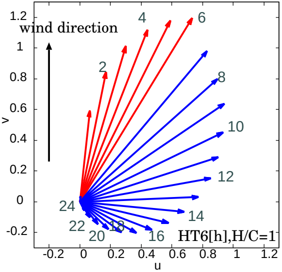
総加熱冷却比=1,1/4 の時の
一日の瞬間流速の時間変化
(共に加熱時間=12[h])
赤 vector : **加熱間の** vector(Ekman)
青 vector : **加熱後の** vector

- **赤** vector **は同じだが,青** vector **が異なる。総加熱冷却比が小さいと加熱に対する冷却が大きくなるので瞬間の流速** vector **は速く減衰,回転する。**
一日平均流速の振幅は青 vector **の減衰が速くなるため,総加熱冷却比が小さいと小さくなる。**
一日平均流速の角度は一日平均流速に対する青 vector **の影響が小さくなり,総加熱冷却比が小さいと小さくなる。**

※ Ekman **理論との違い** ※
Ekman **の理論では時間が経つと瞬間流速は慣性振動するが日変化を考えると冷却により自由対流が生じ強い混合で次の加熱までに流速の大きさを** ≒0 **とするので一日が終ると流速はリセットされる**

定性的説明





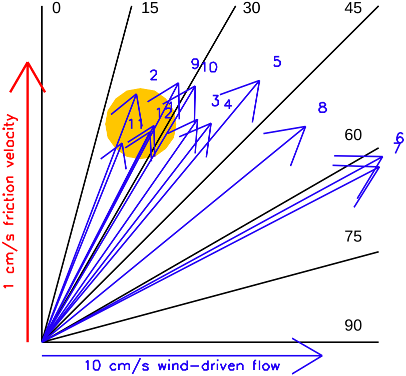
加熱時間=6[h],18[h] の時の
一日の瞬間流速の時間変化
(共に総加熱冷却比=1)
赤 vector : **加熱時間間の** vector(Ekman)
青 vector : **加熱時間後の** vector

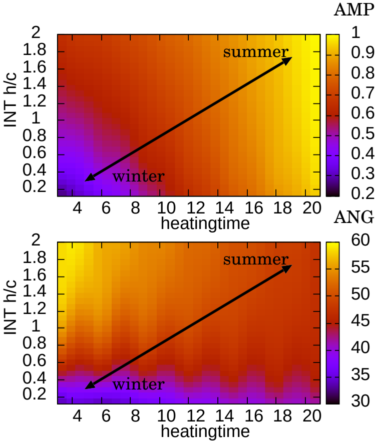
- **加熱時間が長い方が混合が弱い** (**粘性係数が小さい**) **時間が長くなるため**,1 **日の平均流速は大きくなる。**(**青** vector **の影響が小さくなる**)

一日平均流速の角度と振幅はどちらも
加熱後の SPIRAL(**青** vector) **が**
どのように変化したかに依存している。
⇓
加熱時間が小さいと赤 vector **に対する**
青 vector **の割合が増加し**, **総加熱冷却比**
の変化による SPIRAL **の変化が大きくなる。**

結論

観測



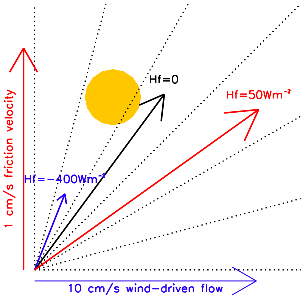


- 観測された表層流の振幅、角度を定性的には説明できている

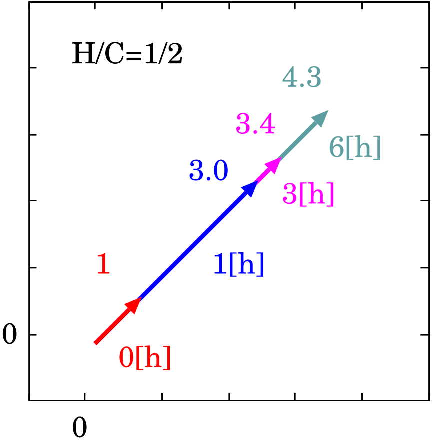
- 加熱時間が長く総加熱冷却比が大きい方 (右上) が夏を表していて、加熱時間が短く総加熱冷却比が小さい方 (左下) が冬を表していると考えられる

結論

LES



与えた熱フラックスの日平均は同じとき、
加熱時間 0,1,3,6[h] のときの表層流の振幅
(数字は加熱時間 0[h] の振幅の何倍か)



- 与えた熱フラックスの平均は同じでも加熱時間が少しでもあれば振幅は大きく増加する。一定の熱フラックスを与えたLES と観測の不一致が説明できる。

今後

- f への依存性
- 風による混合を考慮
- 資料解析 (対馬)
  - 熱フラックスの日変化
  - 流速の日変化
- LES でより現実的な研究

ν の z 分布が $\frac{H}{C}$ に依存 (証明)

熱伝導方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial z} \quad (\kappa_0 = \text{const}) \qquad (※)$$

境界条件

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} = \begin{cases} h_0 & (nt_0 \le t \le t_h + nt_0) \\ -c_0 & (t_h + nt_0 \le t \le t_0 + nt_0) \\ & \qquad (n = 0, 1, 2, \ldots) \end{cases}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=\infty} = 0$$

初期条件

$$T|_{t=0} = 0$$

解

$$T(t, z, C, H) = \sum_{n=0}^{n-1} \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \sum_{n=0}^{n-1} \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt'$$
$$+ \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt'$$

ν の z 分布が $\frac{H}{C}$ に依存 (証明)

ある瞬間 (時間 $t = t_1$) の温度 T と深さ z の関係が右下の図のような分布 (実線) をしていたとする。このような温度分布では不安定成層内で $\kappa = 1.0$ になるようなモデルでは不安定成層内では温度が鉛直一様となると仮定すると右下の図のような分布 (破線) になるはずである。
κ が定数だったときの分布 (実線) から κ が変数になったときの分布 (破線) になるとどの深さまで $\kappa = 1.0$ の強い混合が生じるかを考える。その深さを z_0 とする。
κ が大きくなり、ある深さ z_0 まで鉛直一様な温度分布 (破線) に変化したとしても、変化前の分布 (実線) のときと持っている熱量は変化しないはずである。従って、実線の温度分布を範囲 $T(t_1, z, C, H)$ を $(0 \le z \le \infty)$ での積分値と破線の温度分布を範囲 $(0 \le z \le \infty)$ での積分値は等しくならなければならない。$z = z_0$ のときの温度を T_0 とすると

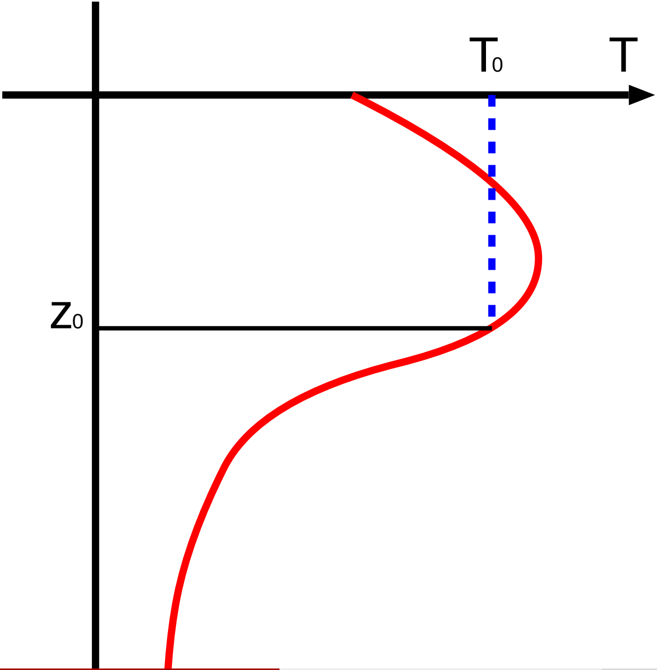
$$\int_0^\infty T(t_1, z, C, H)dz = \int_0^{z_0} dz + \int_{z_0}^\infty T(t_1, z, C, H)dz$$

$$\int_0^{z_0} T(t_1, z, C, H)dz = T_0 z_0 \tag{2}$$

ここで、$t = t_1$ のときの $\kappa = \mathrm{const}$ のときの温度分布は前ページの解 (1) に $t = t_1$ を代入して

$$T(t_1, z, C, H) = \sum_{n=0}^{n-1} \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right)dt' - \sum_{n=0}^{n-1} \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right)dt' \tag{3}$$

$$+ \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right)dt' - \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t_1} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right)dt'$$


T0
T
Z0

ν の z 分布が $\frac{H}{C}$ に依存 (証明)

と表せる。また、T_0 は (1) 式に $z = z_0$ を代入して

$$T(t, z_0, C, H) = \sum_{n=0}^{n-1} \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \sum_{n=0}^{n-1} \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt'$$
$$+ \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' \tag{4}$$

と表せる。(2) 式に (3),(4) 式を代入すれば

$$\int_0^{z_0} \left\{ \sum_{n=0}^{n-1} \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \sum_{n=0}^{n-1} \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' \right\} dz$$
$$+ \int_0^{z_0} \left\{ \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t_1} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\kappa t'}\right) dt' \right\} dz$$
$$= \left\{ \sum_{n=0}^{n-1} \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \sum_{n=0}^{n-1} \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' \right\} z_0$$
$$+ \left\{ \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' - \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}} \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t} \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4\kappa t'}\right) dt' \right\} z_0$$

ν の z 分布が $\frac{H}{C}$ に依存 (証明)

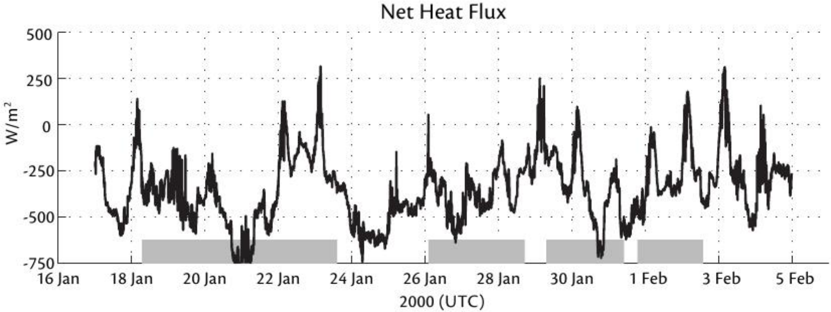
となる。整理すると、

$$\int_0^{z_0}\left\{\sum_{n=0}^{n-1} H_0 \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} A(z)dt' - \sum_{n=0}^{n-1} C_0 \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} A(z)dt'\right\} dz$$
$$+\int_0^{z_0}\left\{H_0 \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} A(z)dt' - C_0 \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t_1} A(z)dt'\right\} dz$$
$$=\left\{\sum_{n=0}^{n-1} H_0 \int_{nt_0}^{t_h+nt_0} A(z_0)dt' - \sum_{n=0}^{n-1} C_0 \int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} A(z_0)dt'\right\} z_0$$
$$+\left\{H_0 \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} A(z_0)dt' - C_0 \int_{(n+1)t_0+t_h}^{(1+n)t_0+t_h+t} A(z_0)dt'\right\} z_0$$

ただし、$A(z) \equiv \frac{1}{\sqrt{t'}} \exp -\frac{z^2}{4\kappa t'}, H_0 \equiv \frac{H}{\sqrt{\pi\kappa}}, C_0 \equiv \frac{C}{\sqrt{\pi\kappa}}$
H_0, C_0 を右辺にまとめると

$$\frac{\int_0^{z_0}\left\{\sum_{n=0}^{n-1}\int_{nt_0}^{t_h+nt_0} A(z)dt' + \int_0^{z_0}\int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} A(z)dt'\right\}dz - \left\{\sum_{n=0}^{n-1}\int_{nt_0}^{t_h+nt_0} A(z_0)dt' + \int_{(n+1)t_0}^{t_h+(n+1)t_0} A(z_0)dt'\right\}z_0}{\int_0^{z_0}\left\{\sum_{n=0}^{n-1}\int_{t_h+nt_0}^{(n+1)t_0} A(z)dt' + \int_0^{z_0}\int_{(n+1)t_0+t_h}^{(n+1)t_0+t_h+t_1} A(z)dt'\right\}dz - \left\{\sum_{n=0}^{n-1}\int_{t_h+nt_0}^{(1+n)t_0} A(z_0)dt' + \int_{t_h+(n+1)t_0}^{(n+1)t_0+t_h+t} A(z_0)dt'\right\}z_0} = \frac{C}{H} = \frac{c_0}{h_0}$$

z_0 は総加熱冷却比のみに依存する。



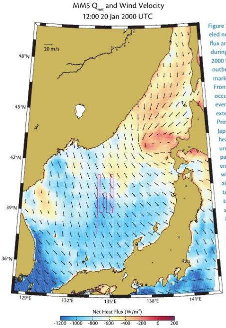


Figure 2. MM5 modeled net surface heat flux and wind velocity during the 20 January 2000 Siberian cold-air outbreak. The red line marks the Subpolar Front SeaSoar survey occupied during this event. Strong winds extend from the Primorye coast to Japan. Strong surface heat loss occurs under the outbreak pathway with enhanced values where the cold, dry air mass encounters warmer waters on the south side of the front and off the Japanese coast. Data provided by S. Chen, University of Miami.

Figure 4. Crew and science party chipping ice off the bow of R/V *Roger Revelle* during a sunny day following a Siberian cold-air outbreak.