

非弹性近似

防衛大学校地球海洋学科
丸山清志

Ogura, Y. & Phillips, N. A. (1962)

Scale analysis of deep and shallow convection
in the atmosphere

Journal of the atmospheric sciences
19(2), 173-179

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -c_p\theta_0\nabla\Pi' + (g\theta'/\theta_0)\mathbf{k}$$

一定の基準温位

摂動エクスター関数

温位偏差

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

等温位大気の密度

$$\frac{D\theta'}{Dt} = 0$$

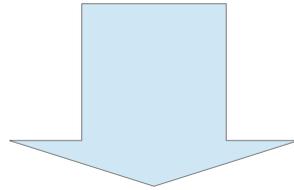
非弾性近似の利点

支配方程式系の解に
音波が含まれない

密度の高度変化が無視できないような
深い流体層に適用可能

非弾性近似の欠点

理想気体にしか適用できない



任意の流体に適用可能な形に
非弾性近似を再構築する

非弾性近似の下での運動方程式

一般的な非粘性流体の運動方程式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p / \rho - g\mathbf{k}$$

圧力傾度力

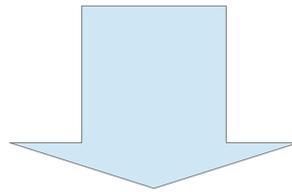
熱力学の基本式

$$dh = Tds + vdp, \quad v = 1/\rho$$

比エンタルピー

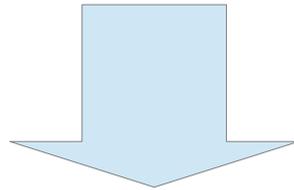
比エントロピー

比容



$$\nabla p/\rho = \nabla h - T\nabla s$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p / \rho - g\mathbf{k}$$



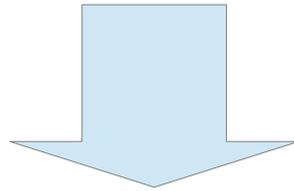
$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h + T\nabla s - g\mathbf{k}$$

$$h = h_0 + h', \quad s = s_0 + s'$$

ただし

$$h_0 = -gz + c_1, \quad s_0 = c_2$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h + T\nabla s - g\mathbf{k}$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h' + T\nabla s'$$

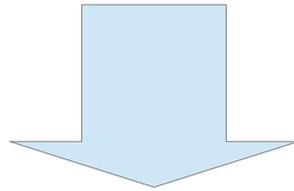
温度

$$T = T_0 + T', \quad T_0 = T(h_0, s_0)$$

仮定1

$$|T'/T_0| \ll 1$$

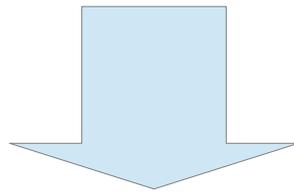
$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h' + T\nabla s'$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h' + T_0\nabla s'$$

$$T_0 \nabla s' = \nabla (T_0 s') - s' \nabla T_0$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h' + T_0 \nabla s'$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$

非弾性近似の下での運動方程式

非弾性近似の下での連続の式

一般的な連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$


密度

$$\rho = \rho_0 + \rho', \quad \rho_0 = \rho(h_0, s_0)$$

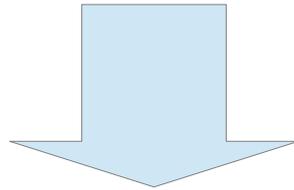
仮定2

$$|\rho' / \rho_0| \ll 1$$

$$\rho = \rho_0$$

非弾性近似の本質

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$



$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

非弾性近似の下での連続の式

非弾性近似の下での断熱方程式

$$\rho T \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

仮定2

$$\rho_0 T \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

仮定1

$$\rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

非弾性近似の下での断熱方程式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

$$\rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

非弾性近似の下での支配方程式系

非弾性近似再構築の効用

非弾性近似が適用可能
となる条件の明確化

ブシネスク近似との
関係の明確化

非弾性近似下での流体の
エネルギー収支の明確化

非弾性近似下の内部エネルギー

比内部エネルギー

$$e = h - p/\rho$$

$$\rho = \rho_0$$

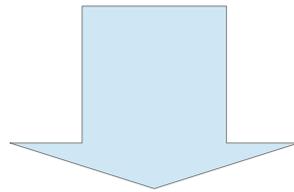
$$e = h - p/\rho_0$$

圧力

$$p = p_0 + p', \quad p_0 = p(h_0, s_0)$$

$$p' = \rho_0 h' - \rho_0 T_0 s'$$

$$e = h - p/\rho_0$$



$$e = (h_0 - p_0/\rho_0) + T_0 s'$$

物質微分をとり密度を乗じる

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \rho_0 \mathbf{u} \cdot \nabla (h_0 - p_0 / \rho_0)$$

連続の式

$$+ \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 + \rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt}$$

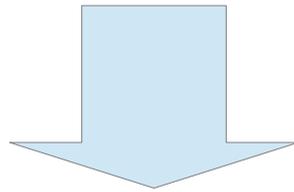
断熱方程式

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot \{ \rho_0 (h_0 - p_0 / \rho_0) \mathbf{u} \} \\ + \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 e) + \nabla \cdot (\rho_0 e \mathbf{u})$$

$$e = (h_0 - p_0/\rho_0) + T_0 s'$$

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot \{ \rho_0 (h_0 - p_0 / \rho_0) \mathbf{u} \} \\ + \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$



$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 e) + \nabla \cdot (\rho_0 T_0 s' \mathbf{u}) = \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

流体の全体積にわたって積分

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 e \, dV = \int_{\Omega} \rho_0 s' \boldsymbol{u} \cdot \nabla T_0 \, dV$$

非弾性近似の下での
流体の内部エネルギー方程式

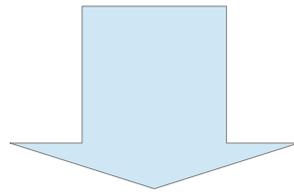
非弾性近似下の位置エネルギー

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 g z dV = 0$$

非弾性近似の下での
流体の位置エネルギー方程式

非弾性近似下の運動エネルギー

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(p' / \rho_0) - s' \nabla T_0$$

浮力

$\rho_0 \mathbf{u}$ との内積をとる

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 \right) + \nabla \cdot \left\{ \rho_0 \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + p' / \rho_0 \right) \mathbf{u} \right\} \\ = -\rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

浮力のなす仕事

流体の全体積にわたって積分

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 dV = - \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

非弾性近似の下での
流体の運動エネルギー方程式

非弾性近似下の全エネルギー

非弾性近似の下で
エネルギーは保存される

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + gz + e \right) dV = 0$$

非弾性近似の下での
流体の全エネルギー方程式

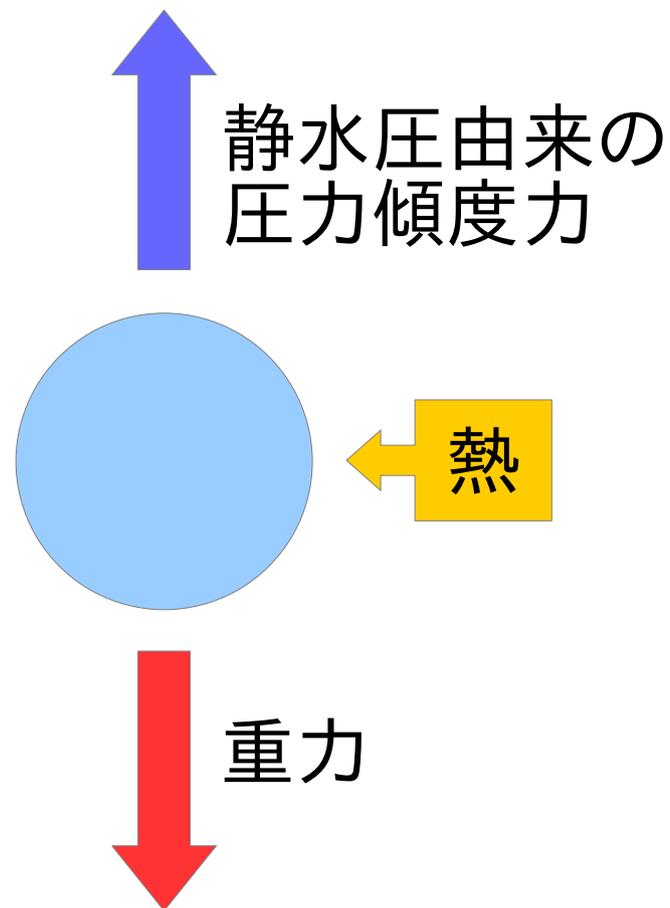
非弾性近似下で浮力のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 dV = - \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

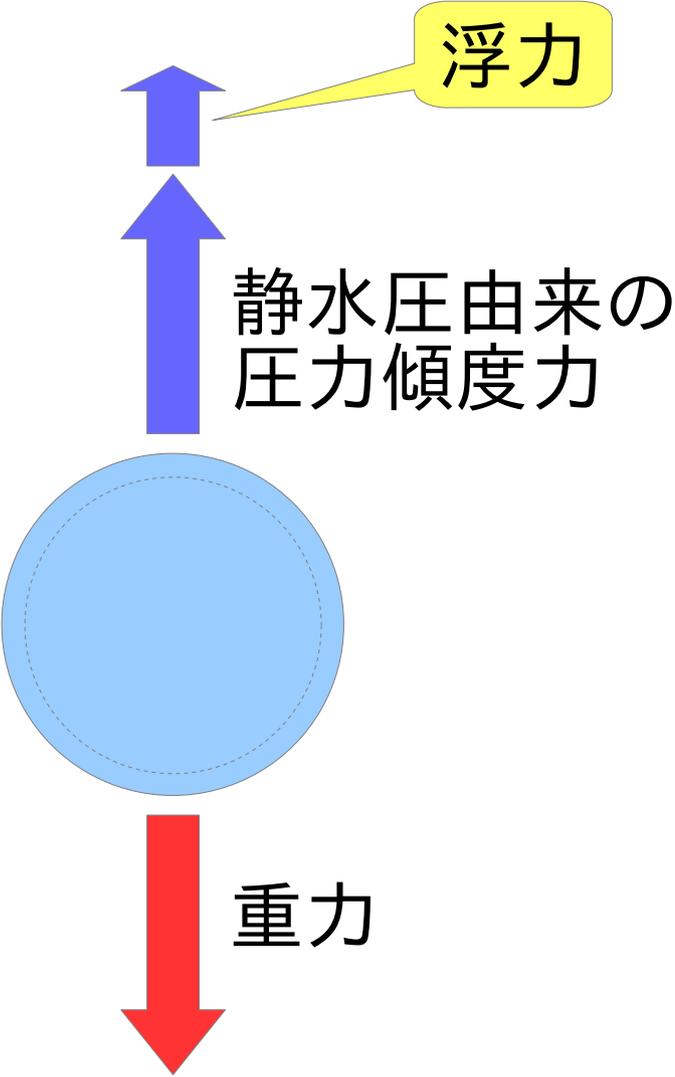
浮力のなす仕事

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 e dV = \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

熱的要因により
生じる浮力

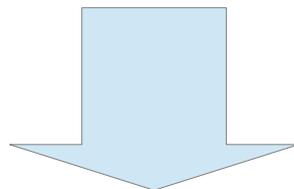


熱的要因により
生じる浮力



熱的要因により生じる浮力
の実体は圧力傾度力

圧力傾度力のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換



熱的要因により生じる浮力
のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換

結論

- 非弾性近似を任意の流体に適用可能な形に再構築した.
- 非弾性近似の下での浮力の実体は重力により相殺されない余剰の圧力傾度力である.
- 非弾性近似の下での浮力のなす仕事は内部エネルギーと運動エネルギー間のエネルギー変換に対応する.

非弾性近似

防衛大学校地球海洋学科
丸山清志

今から非弾性近似という題でお話をさせていただきます。

Ogura, Y. & Phillips, N. A. (1962)

Scale analysis of deep and shallow convection
in the atmosphere

Journal of the atmospheric sciences
19(2), 173-179

非弾性近似はOgura & Phillips (1962)により考案された近似です。

この近似の下での支配方程式系は…

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -c_p \theta_0 \nabla \Pi' + (g\theta'/\theta_0)\mathbf{k}$$

一定の基準温位
温位偏差

摂動エクスポネンツ関数

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

等温位大気の密度

$$\frac{D\theta'}{Dt} = 0$$

このようになります。

等温位大気を基本場として、そこからの偏差を記述する方程式系となっています。

非弾性近似の利点

支配方程式系の解に
音波が含まれない

密度の高度変化が無視できないような
深い流体層に適用可能

この非弾性近似の利点は何かというところ…

まず、支配方程式系の解に音波が含まれないことです。

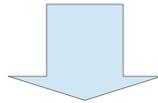
この性質は、この方程式系を数値的に積分する際に大変好ましい性質です。

さらに、この近似は密度の高度変化が無視できないような深い流体層にも適用可能です。

支配方程式系の解に音波が含まれないような近似は、他にもレイリー卿により自由対流の研究に用いられたブシネスク近似がありますが、ブシネスク近似は密度の高度変化が無視し得るような浅い流体層にしか適用できません。

非弾性近似の欠点

理想気体にしか適用できない



任意の流体に適用可能な形に
非弾性近似を再構築する

一方で、非弾性近似にも欠点があります。

それは、支配方程式系が、そのままでは理想気体にしか適用できないことです。

そこで、非弾性近似を任意の流体に適用可能な形に再構築することを、本講演の最初の目標といたします。

非弾性近似の下での運動方程式

ということで、まずは非弾性近似の下での運動方程式を定式化するところから始めましょう。

一般的な非粘性流体の運動方程式

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p/\rho - g\mathbf{k}$$

圧力傾度力

一般的な非粘性流体の運動方程式はこのようなものですが…

この圧力傾度力を表す項を変形していった、最終的に非弾性近似下での運動方程式を導出するという方針で進んでいきます。

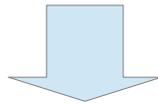
熱力学の基本式

$$dh = Tds + vdp, \quad v = 1/\rho$$

比エンタルピー

比エントロピー

比容



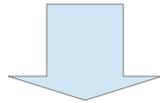
$$\nabla p/\rho = \nabla h - T\nabla s$$

そのためにまず、熱力学の基本式と呼ばれるこの式に注目します。

今後、全ての熱力学量は、この式の中に現れる比エンタルピーと比エントロピーの既知関数とみなされます。

さて、この式を用いますと、圧力傾度力は、このように表されます。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p/\rho - g\mathbf{k}$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla h + T\nabla s - g\mathbf{k}$$

その結果、さきほどの運動方程式は、このように変形されます。

ここで重要なことは、運動方程式の表式から密度が排除されたことです。このおかげで、以後、運動方程式の定式化の過程で、密度について考える必要がなくなります。

さて次に、比エンタルピー及び比エントロピーを…

$$h = h_0 + h', \quad s = s_0 + s'$$

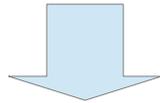
ただし

$$h_0 = -gz + c_1, \quad s_0 = c_2$$

このように分解します。

ただし、 h_0 は鉛直座標の一次関数で、 s_0 は一定です。

$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla h + T\nabla s - g\mathbf{k}$$



$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla h' + T\nabla s'$$

温度

その結果、さきほどの方程式はこうなります。圧力傾度力のうち、重力により相殺される部分を除去したわけです。

次いで、ここに現れる温度Tも…

$$T = T_0 + T', \quad T_0 = T(h_0, s_0)$$

仮定1

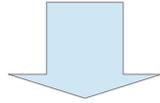
$$|T'/T_0| \ll 1$$

比エンタルピーと比エントロピーの関数とみなして、このように分解します。

ここで仮定1、すなわち流体の温度分布がほぼ等エントロピー分布である、という仮定を導入します。

その結果…

$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla h' + T\nabla s'$$



$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla h' + T_0\nabla s'$$

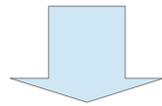
さきほどの方程式がこのように近似されます。

さらに、この最後の項が…

$$T_0 \nabla s' = \nabla(T_0 s') - s' \nabla T_0$$

このように書き換えられることに注意しますと…

$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla h' + T_0 \nabla s'$$



$$\frac{Du}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$

非弾性近似の下での運動方程式

さきほどの方程式はこうなります。

これが非弾性近似の下での運動方程式となります。

非弾性近似の下での連続の式

続いて、非弾性近似の下での連続の式について考えます。

一般的な連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

密度

連続の式は一般にこのように書かれますが…

この式中の密度を…

$$\rho = \rho_0 + \rho', \quad \rho_0 = \rho(h_0, s_0)$$

仮定2

$$|\rho' / \rho_0| \ll 1$$

比エンタルピーと比エントロピーの関数とみなして、このように分解します。

ここで仮定2、すなわち流体の密度分布がほぼ等エントロピー分布である、という仮定を導入します。

このとき…

$$\rho = \rho_0$$

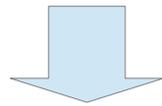
非弾性近似の本質

流体の密度をこのように近似することが可能になります。

この近似こそが、非弾性近似の本質であります。

この近似の下で、連続の式は…

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$



$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

非弾性近似の下での連続の式

このように簡単化されます。

これが非弾性近似の下での連続の式となり、この段階で、支配方程式系の解から音波が排除されます。

非弾性近似の下での断熱方程式

最後は非弾性近似の下での断熱方程式についてですが、これは簡単で…

$$\rho T \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

仮定2

$$\rho_0 T \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

仮定1

$$\rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

非弾性近似の下での断熱方程式

まず最初に、いわゆる熱輸送の一般式が、断熱条件の下ではこのように表現されることに注意します。

この式に、さきほどの密度に関する仮定2を使いますと、このように近似されます。

さらに、温度に関する仮定1を使いますと、こうなります。

これが非弾性近似の下での断熱方程式となります。

以上、まとめますと…

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}) = 0$$

$$\rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt} = 0$$

非弾性近似の下での支配方程式系

これが非弾性近似の下での支配方程式系となります。

流体が理想気体のときには、これが最初にお見せした方程式系に帰着することは容易に示すことができます。

かくして、非弾性近似が任意の流体に適用可能な形に再構築されたわけですが…

非弾性近似再構築の効用

非弾性近似が適用可能
となる条件の明確化

ブシネスク近似との
関係の明確化

非弾性近似下での流体の
エネルギー収支の明確化

その効用が何であるかというところ…

まず、非弾性近似が適用可能となる条件の明確化が挙げられます。実際、再構築の過程で我々は、仮定1及び2のみを使用したわけですから、これら二つの仮定を正当化するための条件を明らかにしさえすれば良いわけです。

次いで、ブシネスク近似との関係の明確化が挙げられます。一般的には、ブシネスク近似は非弾性近似の一極限である、との認識がなされています。本講演では詳しく述べませんが、この認識が実は誤りであることが、今回の再構築により明らかになりました。

最後に、非弾性近似の下での流体のエネルギー収支の明確化が挙げられます。

以下では、特にこの非弾性近似の下での流体のエネルギー収支について、詳しく見てゆきたいと思います。

非弾性近似下の内部エネルギー

最初に、非弾性近似の下での流体の内部エネルギーについてですが…

比内部エネルギー

$$e = h - p/\rho$$

$$\rho = \rho_0$$

$$e = h - p/\rho_0$$

圧力

流体の比内部エネルギーは、比エンタルピーとこのような関係にあります。

ところがこの式は、密度をこのように近似していますので、こう書き換えられます。

ここに現れる圧力を…

$$p = p_0 + p', \quad p_0 = p(h_0, s_0)$$

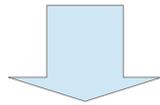
$$p' = \rho_0 h' - \rho_0 T_0 s'$$

比エンタルピーと比エントロピーの関数として、このように分解します。

ただし、圧力偏差はこのように表されます。

この分解により…

$$e = h - p/\rho_0$$



$$e = (h_0 - p_0/\rho_0) + T_0 s'$$

物質微分をとり密度を乗じる

非弾性近似の下での比内部エネルギーの表式は、こう書き換えられます。

この表式の物質微分をとり、密度をかけると…

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \rho_0 \mathbf{u} \cdot \nabla (h_0 - p_0/\rho_0) + \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 + \rho_0 T_0 \frac{Ds'}{Dt}$$

連続の式
断熱方程式

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot \{ \rho_0 (h_0 - p_0/\rho_0) \mathbf{u} \} + \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

このような式が得られます。

さらに、この項に連続の式を使い…

この項に断熱方程式を用いますと…

こういう式が得られます。

ここで、左辺のこの項が…

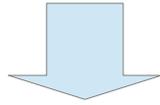
$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho_0 e) + \nabla \cdot (\rho_0 e \mathbf{u})$$

$$e = (h_0 - p_0/\rho_0) + T_0 s'$$

このように書かれることと…

さきほどの比内部エネルギーの表式を用いると…

$$\rho_0 \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot \{ \rho_0 (h_0 - p_0 / \rho_0) \mathbf{u} \} \\ + \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$



$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 e) + \nabla \cdot (\rho_0 T_0 s' \mathbf{u}) = \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

流体の全体積にわたって積分

先程の式は、こう書き換えられます。

この式を流体の全体積にわたって積分すると…

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 e dV = \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

非弾性近似の下での
流体の内部エネルギー方程式

こういう式が得られます。

これが非弾性近似の下での流体の内部エネルギー方程式を与えます。

非弾性近似下の位置エネルギー

次に、非弾性近似の下での流体の位置エネルギーについてですが、これは極めて簡単で…

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 g z dV = 0$$

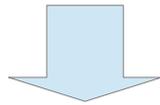
非弾性近似の下での
流体の位置エネルギー方程式

その時間変化を記述する式は、このような式で与えられます。すなわち、非弾性近似の下で、流体の位置エネルギーは時間的に不変となります。

非弾性近似下の運動エネルギー

最後に、非弾性近似の下での流体の運動エネルギーについて考えます。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(h' - T_0 s') - s' \nabla T_0$$



$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla(p' / \rho_0) - s' \nabla T_0$$

浮力

$\rho_0 \mathbf{u}$ との内積をとる

そのためにまず、非弾性近似下での運動方程式を…

圧力偏差を用いて、このように書き直します。

ここで、この最後の項が非弾性近似下で浮力と呼ばれる力を表すことに注意しておいて下さい。

この方程式と運動量密度ベクトルとの内積をとると…

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 \right) + \nabla \cdot \left\{ \rho_0 \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + p' / \rho_0 \right) \mathbf{u} \right\} \\ = -\rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0$$

浮力のなす仕事

流体の全体積にわたって積分

こういう式が得られます。

この項が、さきほどの浮力が単位時間になす仕事を表しています。

この式を、流体の全体積にわたって積分しますと…

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 dV = - \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

非弾性近似の下での
流体の運動エネルギー方程式

こういう式が得られます。

これが非弾性近似の下での流体の運動エネルギー方程式です。

非弾性近似下の全エネルギー

さて、以上で得られた三つのエネルギー方程式を全て加え合わせますと…

非弾性近似の下で
エネルギーは保存される

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 \left(\frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + gz + e \right) dV = 0$$

非弾性近似の下での
流体の全エネルギー方程式

非弾性近似の下での流体の全エネルギー方程式が得られます。

この式は、非弾性近似の下では、エネルギーが保存されることを示しており、この近似が物理的に妥当なものであることを示しています。

しかし、今までの議論を振り返ってみると、さらに重要なことに気がつきます。

非弾性近似下で浮力のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{u}|^2 dV = - \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

浮力のなす仕事

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho_0 e dV = \int_{\Omega} \rho_0 s' \mathbf{u} \cdot \nabla T_0 dV$$

先程の運動エネルギー方程式を今一度見返してみると…

右辺には、浮力のなす仕事が見れています。

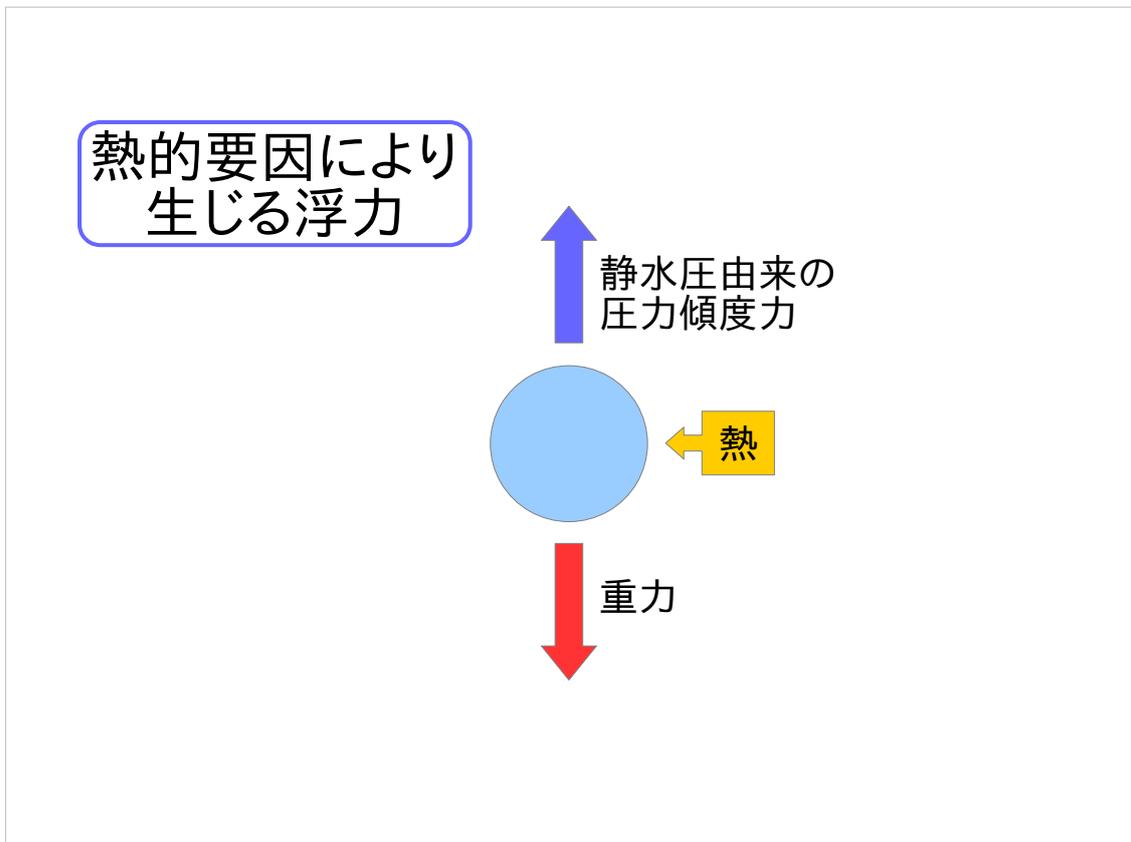
一方、内部エネルギー方程式の右辺には…

この浮力のなす仕事は符号を変えて見れています。

これはすなわち…

非弾性近似下で浮力のなす仕事は、内部エネルギーと運動エネルギー間のエネルギー変換に対応することを示しています。

この結果は実は、物理的には至極当然のことなのです。それを理解するためには…

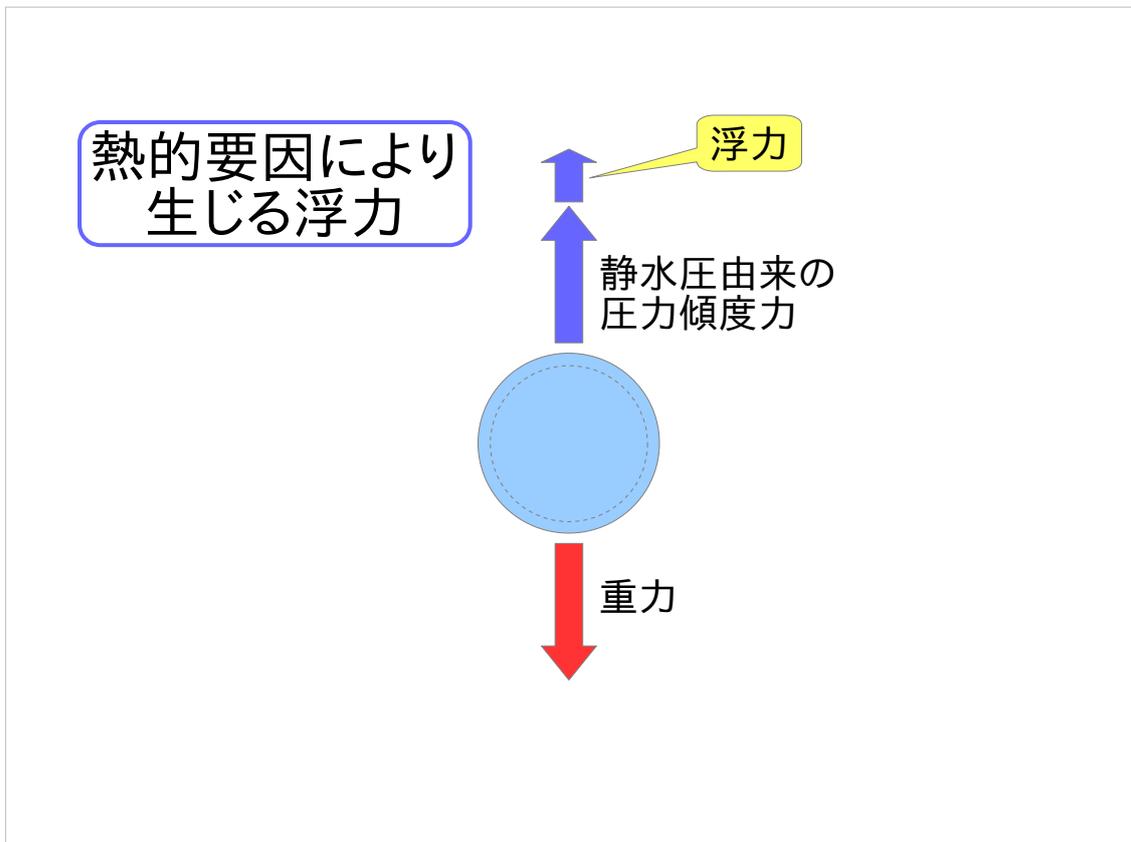


一般に熱的要因により生じる浮力というものの実体を考える必要があります。

そのためにまず、単位質量の流体の塊を考えます。

この塊には、下向き重力と上向き圧力傾度力が働いており、これらが釣り合って静止しているものとします。

さて今、この塊に熱を加えるとどうなるでしょう…



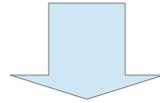
塊の体積は増加します。

その結果、圧力傾度力も増加します。圧力傾度力は塊の体積に比例するからです。

これが浮力です。

熱的要因により生じる浮力
の実体は圧力傾度力

圧力傾度力のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換



熱的要因により生じる浮力
のなす仕事は
内部エネルギーと運動エネルギー間の
エネルギー変換

つまり、熱的要因により生じる浮力の実体は圧力傾度力
なのです。

ところが、流体力学でよく知られているとおり、圧力傾度力
のなす仕事は内部エネルギーと運動エネルギー間のエネ
ルギー変換に対応します。

従って、熱的要因により生じる浮力のなす仕事は内部エ
ネルギーと運動エネルギー間のエネルギー変換に対応す
ることになります。

非弾性近似下での浮力も当然、熱的要因によって生じる
わけですから、それがなす仕事は、内部エネルギーと運動
エネルギー間のエネルギー変換に対応することになるわ
けです。

以上、本講演の結論をまとめますと…

結論

- 非弾性近似を任意の流体に適用可能な形に再構築した.
- 非弾性近似の下での浮力の実体は重力により相殺されない余剰の圧力傾度力である.
- 非弾性近似の下での浮力のなす仕事は内部エネルギーと運動エネルギー間のエネルギー変換に対応する.

このようになります。

非弾性近似を任意の流体に適用可能な形に再構築しました。

この近似の下での浮力の実体は、重力により相殺されない余剰の圧力傾度力でありました。

この浮力のなす仕事は、内部エネルギーと運動エネルギー間のエネルギー変換に対応していました。

以上です。御清聴ありがとうございました。