2 大气热力学基础

2.1 干空气热力学

2.1.1 热力学第一定律

内能

概念 系统可拥有宏观动能和位能，相类似地，由于其分子动能和位能的存在，系统也可拥有内能

表现 分子运动状态体现的内动能的增加→宏观上温度的升高

微观 分子位能的增加是由物质中分子的相对晶格结构改变引起的

推导一

考虑一单位质量气体，通过辐射或热传导吸收了一定量的热量 q，因而气体可通过膨胀对外做功 w，气体做功之外获得的剩余能量就是$q-w$

因此，如果宏观净能量没有变化，根据能量守恒，必定有内能增加$q-w$，即$q-w=u_2-u_1$

第一表达形式

（以差分形式表达）$\boldsymbol{dq-dw=du}$ dq为热量增加，dw为对外做功，du为内能增加

吸收热量-对外做功=内能增加

对于大气而言：我们要用**温压风湿**等量表达这三个量。

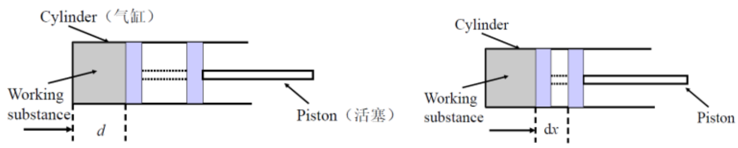
状态变量 state variables

内能的变化du只决定于气体的初始和最终状态 ，du 与气体在两种状态转换中的方式无关

类似于像u 这样的参数，称为**状态函数**或**态函数**

注：热量 q 和做功 w 都不是状态函数，因为它们的值与状态之间转换的方式有关

推导二



考虑如图气缸中的**气体**（无摩擦）

由于气缸的横截面保持不变，气体的体积V与活塞距气缸底的距离d 成正比：$V\propto d$

如果活塞向外移动一个微小的距离 dx，而其压强基本上保持不变，气体膨胀所做的外功 dw 就等于活塞上的力乘以距离dx：$dw=Fdx$，且压强=力/单位面积 A：$p=\frac{F}{A}\Rightarrow F=pA$

所以$dw=pAdx$，又由于$Adx=dV$，可得：$\boldsymbol{dw=pdV}$ **做功=压强*体积**

第二表达形式

① 当气体的体积有少许增加时，其所做的功等于气体的压强乘以气体体积的增加值

② pdV称为 **P-V 功**，对于单位质量气体$dw=pd\alpha$ $\alpha=1/\rho$

$\boldsymbol{dq=du+dw=du+pd\alpha}$

成功将 dw 与气体宏观量相联系，下一步我们继续把du表达出来。

焦耳定律

当气体**不做功膨胀（向真空中膨胀）**，并且不吸收或放出热量，气体的温度就不发生变化

① 如果气体对外不做功：$dw=0$

② 如果气体不吸收也不放出热量：$dq=0$

③ 由热力学第一定律 → $du=0$ → 气体内能只是温度的函数 → 如果温度保持不变，理想气体的内能与其体积无关

2.1.2 比热 specific heat

定义 使单位质量的某种物质温度提高 1 度所需要的热量

气体比热 假设给单位质量的某种气体加少许热量dq，使其温度由T 升高到 $T + dT$（无任何相变）

则比热：$\boldsymbol{c_v = dq/dT}$

比热可依气体吸收热量时如何变化而变化

定容比热 气体体积常定，我们可以因此定义气体的比热：$c_v = \left(\frac{dq}{dT}\right)_{\alpha\ const}$

气体**体积常定**，那么$dq = du + pdV = du$，$c_v = \left(\frac{du}{dT}\right)_{\alpha\ const}$ 等容过程中，温度与内能的关系

第三表达形式 把焦耳定律应用于理想气体：$c_v = du/dT$

无论体积变化与否，都有：$\boldsymbol{dq = c_v dT + pd\alpha}$ **热量增加=比热*温变+压强*体积**

将du用比热和温度表达出来。

定压比热 气体**气压常定**，我们可以因此定义气体的比热：$c_p = \left(\frac{dq}{dT}\right)_{p\ const}$

但$dq = c_v dT + pd\alpha = c_v dT + d(p\alpha) - \alpha dp$

由气体状态方程$p\alpha = RT \rightarrow d(p\alpha) = RdT$，所以$dq = c_v dT + RdT - \alpha dp = (c_v + R)dT - \alpha dp$

如果 p 为常数，则$dq = (c_v + R)dT \rightarrow \left(\frac{dq}{dT}\right)_{pconst} = c_v + R = c_p$

第四表达形式 $\boldsymbol{dq = c_p dT - \alpha dp}$

$c_v = 717 \quad c_p = 1004 \qquad c_p = c_v + R$

湿空气比热 $c_p = c_{pd}(1 + 0.86q) \qquad c_v = c_{vd}(1 + 0.96q)$

2.1.3 位温 potential temp

① 绝热 如果某一气体，其物理状态 (p, V, T) 发生改变，但没有对其加热，也没有热量从它取走（**没有热量交换**），那么这种状态变化就称之为是绝热的。此时，$dq = 0,\ du = -dw$

② 气块 air parcel 为了深入理解大气中的垂直混合和稳定度的概念，考虑大气中一个无限小、且满足如下条件的气块：

① 气块与其环境是绝热的，即它既不吸热，也不放热

② 在同样高度，气块与其环境的气压相等（亦即气块立刻使其气压调整到那个高度的流体静力学气压）

③ 移动足够慢，因而其宏观动能很小（在总能量中占有的比例可忽略）

推导 考虑一个**绝热过程**：由热力学第一定律：$dq = c_p dT - \alpha dp = 0$（要把$\alpha$由 T、P 表示）

利用状态方程$p\alpha = RT \Rightarrow \alpha = \frac{RT}{p}$，代入$\alpha$：$\Rightarrow \ c_p dT - \frac{RT}{p} dp = 0$ 或 $\frac{c_p}{R}\frac{dT}{T} - \frac{dp}{p} = 0$

得到：$\frac{c_p}{R} d\ln T - d\ln p = 0$ 从$p_0(1000hPa,$此处温度$T = \theta)$积分到p:

$\frac{c_p}{R}\int_\theta^T d\ln T = \int_{p_0}^{p} d\ln p \Rightarrow \frac{c_p}{R}\ln\frac{T}{\theta} = \ln\frac{p}{p_0}$，取反对数：$\left(\frac{T}{\theta}\right)^{\frac{c_p}{R}} = \frac{p}{p_0} \Rightarrow \theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$

位温 $\boldsymbol{\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}}$ **泊松方程**

对于干空气：$R = R_d = 287\,\mathrm{J\cdot K^{-1}kg^{-1}} \quad c_p = 1004\,\mathrm{J\cdot K^{-1}kg^{-1}} \quad \frac{R}{c_p} = 0.286$

注意 ① 一个气块的位温θ是将其从初始状态(p, T)绝热压缩或膨胀到一个标准气压p_0所拥有的温度

其有助于表示气块的真实温度，可用来比较不同高度空气块的冷暖，可评估大气稳定度与层结情况。

② 对于**绝热变化**，**位温是守恒的**

③ 很多大气过程接近于绝热，因而位温是一个十分有用的物理参数

④ 在绝热条件下，位温可以用来作为**示踪量**

2.1.4 绝热温度直减率

推导 对于干空气的绝热运动，其位温是守恒的。$\frac{d\theta}{dz}=0$，但$\theta=T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$

两边取自然对数并对于 z 取导：$\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dz}=\frac{1}{T}\frac{dT}{dz}-\frac{R}{c_p}\frac{1}{p}\frac{dp}{dz}=0$

由于在任何高度气块的气压立刻调整到流体静力学平衡：$\frac{dp}{dz}=-\rho g$

所以：$\frac{dT}{dz}=-\frac{RT\rho}{p}\frac{g}{c_p}$，利用理想气体状态方程：$\frac{dT}{dz}=-\frac{g}{c_p}=-\Gamma_d$

干绝热直减率 $\boldsymbol{\frac{dT}{dz}=-\frac{g}{c_p}=-\Gamma_d}$，其中$\Gamma_d$为干绝热直减率。

意义：在**干绝热过程**中温度随高度降低的速率

数值：一般情况下，$\Gamma_d=\frac{g}{c_p}=9.8\ \mathrm{K\cdot km^{-1}}$ 对于干空气，这是一个**固定值**

例题： 1. 一个温度为 25℃、初始在地表的气块，如果被绝热抬升到 2km 高度，其温度是多少?

有$2\times 9.8=19.6$℃，则气块温度为25℃-19.6℃$=5.4$℃

2.1.5 静力稳定度

干空气和不饱和湿空气的静力稳定度

推导 **作用于气块浮力**：有垂直运动方程$\frac{dw}{dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dz}-g$，可知垂直方向的加速度是由于气压梯度力与重力加速度之间的不平衡产生的

如果假设环境空气**处于静力平衡**，那么$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{env}=-\rho_{env}g$

但是对于气块而言：$\frac{dw}{dt}=-\frac{1}{\rho_{par}}\left(\frac{dp}{dz}\right)_{par}-g$，par 表示气块，如果假设作用于气块的垂直气压梯度与同高度环境中的垂直气压梯度相等，那么$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{par}=\left(\frac{dp}{dz}\right)_{env}=\frac{dp}{dz}$

因此，$\frac{dw}{dt}=-\frac{1}{\rho_{par}}\left(\frac{dp}{dz}\right)_{env}-g=-\frac{1}{\rho_{par}}(-\rho_{env}g)-g$

单位质量浮力 $\frac{dw}{dt}=g\left[\frac{\rho_{env}-\rho_{par}}{\rho_{par}}\right]$ 气块加速度取决于气块与环境的**密度差**

稳定情况 ① 如果$\rho_{env}>\rho_{par}$ $\frac{dw}{dt}>0$：一个开始处于静止状态的气块，如果其密度小于周围空气，那么它就会加速向上运动

② 如果$\rho_{env}<\rho_{par}$ $\frac{dw}{dt}<0$：一个开始处于静止的气块，如果其密度比周围空气大，它将加速向下运动

③ 如果$\rho_{env}=\rho_{par}$ $\frac{dw}{dt}=0$：一个处于静止状态的气块仍将处于静止，一个处于运动状态的气块将继续匀速运动

浮力其他表达 （温度）$\frac{dw}{dt}=g\left[\frac{T_{par}-T_{env}}{T_{env}}\right]$ （位温）$\frac{dw}{dt}=g\left[\frac{\theta_{par}-\theta_{env}}{\theta_{env}}\right]$

如果气块比起环境空气暖（冷），浮力为正（负）

大气静力稳定度 static stability

干绝热直减率的一个用途是判断大气层相对于一个气块垂直位移的稳定度

① 处于某一给定高度的气块，如果经过一个小的垂直位移后**受到一个恢复力的作用**，使其向初始位置加速运动，那么说，处于那个高度的大气是稳定的

② 如果位移后气块受到一个**指向位移方向的力**，那么说，处于那个高度的大气是不稳定的

③ 稳定度条件决定于环境大气的温度直减率，即试验气块所在高度大气温度随高度减小的速率

温度直减率

考虑一个气块，其温度初始与环境温度 T 相同。如果把它绝热地抬升一个小距离Δz,它将冷却$\Gamma_d \Delta z$，其温度降降低到$T-\Gamma_d \Delta z$。

如果把**环境大气**的温度直减率记为Γ，即$\boldsymbol{\Gamma=-(\frac{\partial T}{\partial z})}$

三类情况　推导

在气块初始高度以上Δz 处，环境大气的温度为$T-\Gamma\,\Delta z$

所以，气块比环境高出的温度为$(T-\Gamma_d \Delta z)-(T-\Gamma\,\Delta z)=\Delta z(\Gamma-\Gamma_d)$

① $\Gamma-\Gamma_d>0$　气块比其环境空气更暖，因而会向上加速运动，**大气不稳定**

② $\Gamma-\Gamma_d<0$　气块受到一个恢复力（向下）的作用，**大气稳定**

③ $\Gamma-\Gamma_d=0$　气块的位移没有受到浮力的作用，我们说**大气中性**

位温形式　推导

利用位温的定义，两边取自然对数并对 z 求导，可得$\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dz}=\frac{1}{T}\frac{dT}{dz}-\frac{R}{c_p}\frac{1}{p}\frac{dp}{dz}=0$

有$\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}=\frac{1}{T}(\Gamma_d-\Gamma)$

结论　$\frac{\partial\theta}{\partial z}>0$ 稳定　　$\frac{\partial\theta}{\partial z}=0$ 中性　　$\frac{\partial\theta}{\partial z}<0$ 不稳定

2.1.6 Brunt-Vaisala 频率

推导

稳定条件也可由下式获得：$\frac{dw}{dt}=\frac{d^2z}{dt^2}=g(\frac{T_{par}-T_{env}}{T_{env}})$ 把T_{par}、T_{env}以 z 为自变量展开为麦克劳林级数

方程可化简为：$\frac{d^2z}{dt^2}=-\frac{g}{T}(\Gamma_d-\Gamma)z$，再利用$\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dz}=\frac{1}{T}(\Gamma_d-\Gamma)\Rightarrow\frac{d^2z}{dt^2}=-\frac{g}{\theta}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)z\equiv-N^2z$

决定方程有解情况，由 N 确定

定义

其中，$\boldsymbol{N=\sqrt{\frac{g}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}}}$称为 Brunt-Vaisala 频率　　单位：$s^{-1}$

含义

① 对于$N^2=0$，被位移的气块处于中性平衡状态，无恢复力

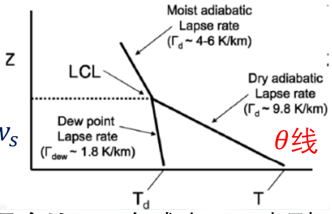
② 对于$N^2>0$，平衡是稳定的，气块围绕其初始位置做**振动运动**

大气中 N 的典型值约为$1.2\times10^{-2}\,s^{-1}$，因此振动周期约为 **8 min**

③ 对于$N^2<0$，平衡是不稳定的，位移以**指数增长**

2.2 湿空气热力学

2.2.1 更多水汽参量



等饱和混合比线w_s

抬升凝结高度 LCL

定义　一个未饱和湿空气块被绝热抬升达到相对于平水面饱和的高度

注意　在抬升的过程中，空气块的混合比w 及其位温θ保持不变，但**饱和混合比w_s** 在减小，一直到 LCL 高度与w 相等

说明　未饱和湿空气块被外力强迫抬升时，因为上升速度快，可以认为是绝热的。气块上升时的干绝热减温率远大于它的露点递减率，气块的温度和露点将逐渐接近，在某一高度达到饱和并发生凝结

LCL 确定　抬升凝结高度位于通过温度为 T、气压为 p 的气块的**等位温θ线**和通过气压为 p、露点温度为T_d的气块的**等饱和混合比线w_s**的**交点处**

如果温度 T、气压 p 以及水汽参量中的任何一个已知，就可以确定其他所有的水汽参量

湿球温度 T_w

定义　在等压条件下通过向一个空气块蒸发水汽使其冷却，直到其相对于平水面饱和时所具有的温度

测量　通过在温度表底部的玻璃球外面包裹一层湿棉布来测量

与露点温度关系　$T_w \geq T_d$ **湿球温度>露点温度**

解释　假如混合比为 w 的未饱和湿空气接近湿球，该空气的露点温度T_d为湿空气在等压下冷却直到其达到饱和的温度。（降温的同时，临近的空气中水汽含量也增加了）

因湿球包裹物上的蒸发，使离开湿球的空气的混合比有所增加，记为 w'，该空气在温度T_w达到饱和。如果接近湿球的空气是未饱和的，则有 w'>w,因而，$T_w \geq T_d$。

总关系　$T_d \leq T_w \leq T$ 当且仅当饱和时取等号

2.2.2 饱和绝热与假绝热过程

饱和绝热过程　当气块被抬升时，它将随着高度绝热冷却，直到变为饱和。此时，进一步抬升将导致凝结（或冰晶凝华），并**释放潜热。**

尽管系统中有潜热释放，但如果潜热不穿过气块边界，并且如果所有的凝结物保留在气块中，那么该过程可以认为是绝热的，并且是可逆的。那么说，空气经历了一次**饱和绝热过程**

假绝热过程　如果所有的凝结物立刻掉出气块，那么该过程是不可逆的，并且也不是严格绝热的

但如果凝结物所携带热量与气块本身携带热量比起来**小得多**，那么空气经历了一次**假绝热过程**

假绝热温度变化率与饱和绝热的温度变化率相似

2.2.3 饱和绝热温度直减率

推导　由热力学第一定律和流体静力学方程：$dq = c_p dT - \alpha dp = c_p dT + gdz$

如果空气相对水面的饱和混合比为w_s，那么，由于凝结（或液水蒸发）释放进入（或吸出）干空气的热量dq为$-L_v dw_s$，其中L_v为凝结潜热

公式　有$-L_v dw_s = c_p dT + gdz$，两边除以$c_p dz$，可得$\frac{dT}{dz} = -\frac{L_v}{c_p}\frac{dw_s}{dz} - \frac{g}{c_p}$ 或者 $\frac{dT}{dz} = -\frac{L_v}{c_p}\frac{dw_s}{dT}\frac{dT}{dz} - \frac{g}{c_p}$

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{g}{c_p}}{1 + \frac{L_v}{c_p}\frac{dw_s}{dT}} = \frac{\Gamma_d}{1 + \frac{L_v}{c_p}\frac{dw_s}{dT}}$$

注意　① 上式是指随一个饱和空气块在绝热或假绝热条件下上升或下降过程导出的

② 如果凝结物不掉出气块，那么Γ_s 被称之为饱和绝热温度直减率，否则Γ_s 称假绝热温度直减率

③ 由于 dw_s/dT 总为正值，因此，$\boldsymbol{\Gamma_s < \Gamma_d}$

④ Γ_s不是常数，其随 p 和 T 变化
⑤ Γ_s 的取值间于近地面暖湿空气(dw_s值较大)的 $4\ K\ km^{-1}$ 与对流层中层的典型值 $6-7\ K\ km^{-1}$之间
⑥ 近对流层顶的Γ_s只略小于Γ_d，由于在此低温下大气水汽含量很小
⑦ 在热力学图上Γ_s等值线被称之为**饱和绝热线或假绝热线**

2.2.4 相当位温和湿球位温

相当位温θ_e

推导 由热力学第一定律和流体静力学方程：$dq = c_p dT - \alpha dp = c_p dT - (RT/p)dp$，可得$\frac{dq}{T} = c_p\frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p}$

有位温为$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$，推得$ln\theta = lnT - \frac{R}{c_p}dp + C$

求导：$c_p\frac{d\theta}{\theta} = c_p\frac{dT}{T} - R\frac{dp}{p}$，所以$\frac{dq}{T} = c_p\frac{d\theta}{\theta} = d\Phi$位势变化值．又有$dq = -L_v dw_s$，得$-\frac{L}{c_pT}dw_s = \frac{d\theta}{\theta}$

可以证明$-\frac{L_v dw_s}{c_pT} = -d\left(\frac{L_v w_s}{c_pT}\right) + w_s d\left(\frac{L_v}{c_pT}\right) \approx -d\left(\frac{L_v w_s}{c_pT}\right)$，综合得：$-\frac{L_v w_s}{c_pT} = \ln\theta + C$

公式 定义积分常数使在低温下$\frac{w_s}{T} \to 0, \theta \to \theta_e$，那么$-\frac{L_v w_s}{c_pT} = \ln\left(\frac{\theta}{\theta_e}\right)$ $L_v w_s$*潜热释放*

$$\boldsymbol{\theta_e = \theta \exp\left(\frac{L_v w_s}{c_p T}\right)}$$

注意
① θ_e 称为相当位温
② θ_e为**当其饱和混合比w_s为零时空气块的位温。**（当水汽含量上升到一定高度全部凝结为零）
③ 要在热力学图上得到θ_e， **把气块沿假绝热线绝热抬升直到假绝热线平行于到干绝热线**（没有水汽，因此平行），**然后沿干绝热线绝热压缩 1000 hPa**
④ θ_e 在干绝热和饱和绝热过程中都是守恒的，是标识空气团的一个很好的示踪量

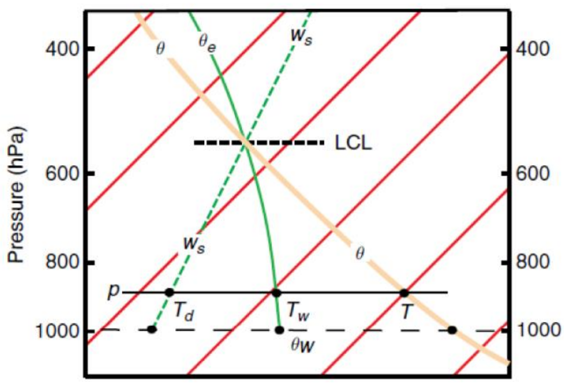
湿球位温 θ_w

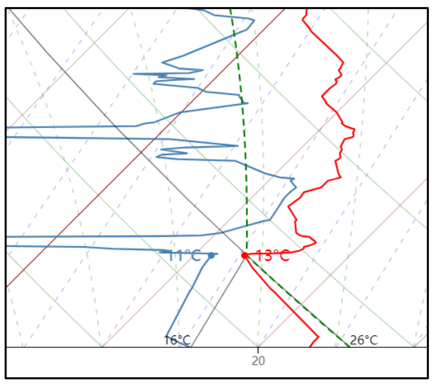
定义 如果把通过一个气块湿球温度的等相当位温线（亦即假绝热线）沿**假绝热线回溯到与 1000hPa** 等压线的交点，那么在此交点处的温度被称之为气块的**湿球位温**

注意 像θ_e一样，θ_w在干绝热&饱和绝热过程中都守恒

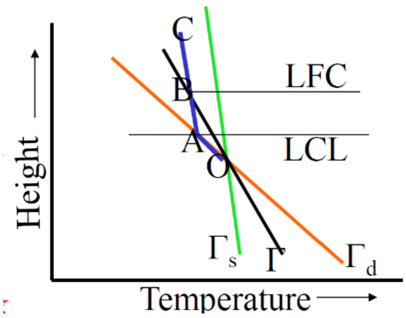
2.2.5 Normand 法则

内容 在**假绝热图**上，一个气块的抬升凝结位于如下三条线的交点处
① 通过由气块温度和气压决定的**位温线**
② 通过由气块湿球温度和气压决定的**相当位温线**
③ 通过由气块露点温度和气压决定的**饱和混合比线**





2.2.6 湿空气静力稳定度



未饱和空气 与干空气的静力稳定度条件相似

① $\Gamma > \Gamma_d$ 不稳定，静力稳定度为负值

② $\Gamma < \Gamma_d$ 稳定，静力稳定度为正值

③ $\Gamma = \Gamma_d$ 中性稳定度

饱和空气 饱和气块的温度将随高度以饱和绝热直减率Γ_s而降低，类似于对干空气稳定度的判据，饱和湿空气稳定、中性或不稳定决定于

$\Gamma < \Gamma_s$，$\Gamma > \Gamma_s$，还是$\Gamma = \Gamma_s$

条件不稳定示例 $\boldsymbol{\Gamma_s < \Gamma < \Gamma_d}$，一个气块被抬升到其平衡高度之上**足够高的高度**后其温度将变得比其环境温度更高

一个气块被从其位于 O 点的平衡位置干绝热抬升冷却，直到到达其位于 A 点的抬升凝结高度，

在此高度，气块比其环境空气更冷，密度更大（低层稳定）

进一步抬升将以**湿绝热冷却率**降温，所以气块将沿湿绝热线 ABC 上升

如果气块的湿度足够大，通过 A 点的湿绝热线将在 **B 点**穿过**环境温度探空线**

一直到 B 点，气块比其环境空气更冷，密度更大，因而迫使其从平衡点 O 向上抬升需要能量

B 点之上，气块比其环境更暖，即使没有强迫抬升，正的浮力也将使其向上运动

B 点所在高度被称之为**自由对流高度（LFC）**它取决于气块水汽含量及环境空气的温度直减率 Γ

如果$\Gamma_s < \Gamma < \Gamma_d$，大气被称之为条件不稳定的

总结

静力稳定度	温度直减率情况	位温关系	气块行为
绝对稳定	$\Gamma < \Gamma_s$	$\frac{d\theta_e}{dz} > 0$	无论饱和与否，气块将返回原始位置
条件稳定	$\Gamma_s \le \Gamma < \Gamma_d$	$\frac{d\theta_e}{dz} < 0$ and $\frac{d\theta}{dz} > 0$	若气块饱和发生位移，将加速离开原位置；若不饱和，将返回原位置
绝对不稳定	$\Gamma_d < \Gamma$	$\frac{d\theta}{dz} \le 0$	当气块发生位移时，它将加速离开原始位置

2.2.7 热力学图

Stuve diagram

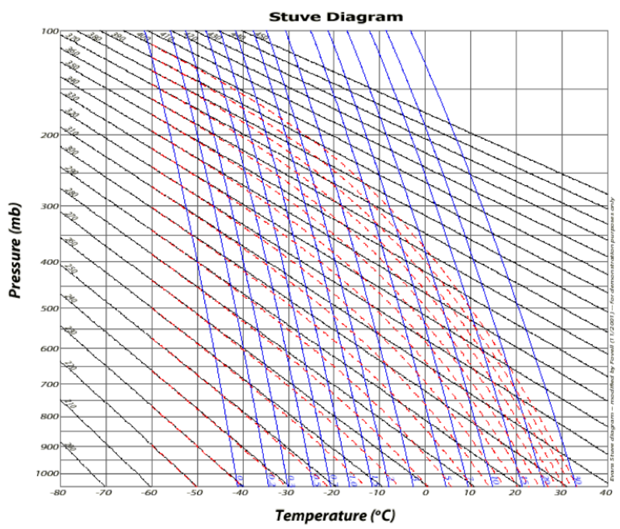
名称 也称之为 绝热图或假绝热图

公式 $\theta = T\left(\frac{100kPa}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$

坐标 **横坐标**：T **纵坐标**：$p^{\frac{R}{c_p}}$ ***θ等值线为直线***

特征 ① 对展示绝热过程很方便

② 沿着$\theta =$ 常数的线被称之为“绝热线”



黑色为干绝热线、蓝色等饱和比湿

Emagram（艾玛图）

名称　　是 “*Energy-per-unit-mass diagram*”的缩写

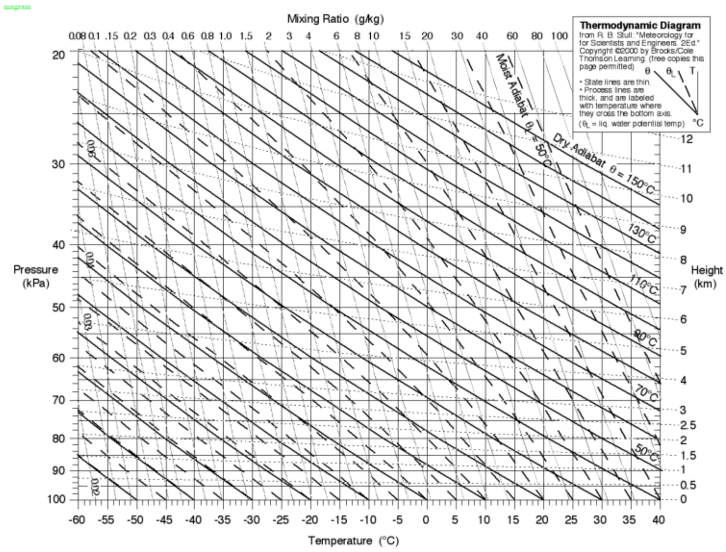
公式　　一个真正的热力学图，在其上，**面积正比于能量**：$\oint dw = -R \oint T d(\ln p)$

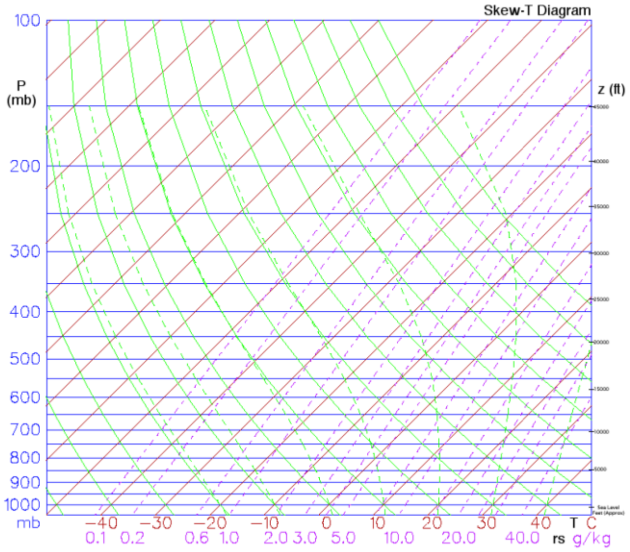
坐标　　**横坐标**：T　　**纵坐标**：$\ln p$　　$\theta =$ 常数为曲线

说明　　倾斜的艾玛图被称之为 “**斜 T–lnp 图**”，应用更广泛

线条

等温线	平行于纵坐标的一组等间距**（黄色）直线**
等压线	平行于横坐标的一组**（黄色）直线**
等饱和比湿线	一组近似为直线的**（绿色）双曲线**
干绝热线	即等位温线，是一组近似于直线的**（黄色）对数曲线**
假绝热线	绿色虚线





实线：等位温线　虚线：相当位温线

Tephigram

名称　　实际上是 “$T, \Phi -$ 图” 位势相关

公式　　也是一种真正的热力学图，在其上，面积正比于能量：$\oint dq = \oint T d\Phi = c_p \oint T d\,(\ln \theta)$

坐标　　**横坐标**：T　　**纵坐标**：$\ln \theta$　　等压线为曲线

特征　　通常使用其旋转了的形式，在其中，等压线大概呈水平