Einführung in die Astronomie und Astrophysik, Teil I

Kapitel 3

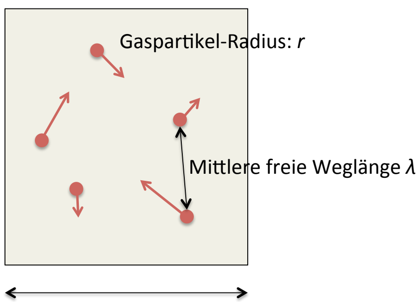
Atmosphären von Sternen und Planeten

Cornelis Dullemond
Ralf Klessen

Literatur

- Für Sternatmosphären ist das Buch „Introduction to Stellar Astrophysics“ von Erika Böhm-Vitense sehr zu empfehlen.
- Für (Exo-)Planetenatmosphären gibt es z.B. das Buch „Exoplanet Atmospheres“ von Sara Seager.

Ideales Gas



Typische Längenskala L des Systems das wir beschreiben

In den meisten astrophysikalischen Anwendungen kann man das Gas als ideal betrachten.

Ein Gas verhält sich „ideal“ wenn

$$r << \lambda$$

Der Partikelradius darf allerdings nicht ganz 0 sein: Es muss genügend Kollisionen geben, damit wir das Gas als „Gas“ betrachten können. Es muss gelten, dass

$$\lambda << L$$

Da

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} = \frac{1}{N\pi(2r)^2}$$

(wo N die Teilchendichte ist), gilt also für $\lambda << L$, und $r << \lambda$ dass:

$$\frac{1}{\sqrt{4\pi N L}} << r << \frac{1}{\sqrt[3]{4\pi N}}$$

Ideales Gas

Die Temperatur bestimmt die Geschwindigkeit der Gasteilchen $v \equiv |\vec{v}|$:

$$\langle v \rangle^2 = \frac{8}{\pi}\frac{k_B T}{m} \qquad \langle v^2 \rangle = \frac{3}{\pi}\frac{k_B T}{m}$$

(Kommt aus der Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeits-Verteilung)

wo m die Masse der Gasteilchen ist. Die Gasdichte ρ und Gasteilchendichte N verhalten sich zu einander wie:

$$\rho = Nm$$

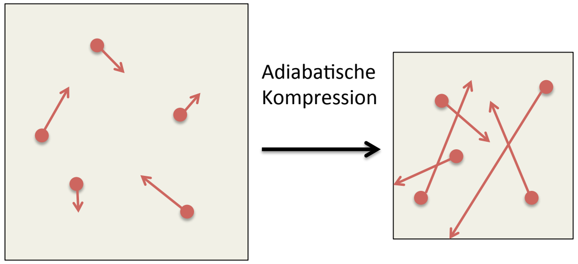
Da der Druck daher kommt, dass die Teilchen eine Masse und Geschwindigkeit haben, kann man den Druck folgendermaßen schreiben:

$$P = N k_B T = \frac{\rho k_B T}{m}$$

Ideales polytropisches Gas

Fall ohne interne Freiheitsgraden

Wenn wir ein gut thermisch isoliertes Volumen mit Gas komprimieren, müssen wir eine Kraft ausüben, und Kraft x Abstand = Energie. Wir fügen also Energie in das Gas hinzu. Wenn wir annehmen, dass all diese Energie in die kinetische Energie der Teilchen ½mv² investiert wird, dann geht also die Temperatur hoch, und deshalb auch der Druck:



$$P \propto V^{-5/3} \propto \rho^{5/3}$$

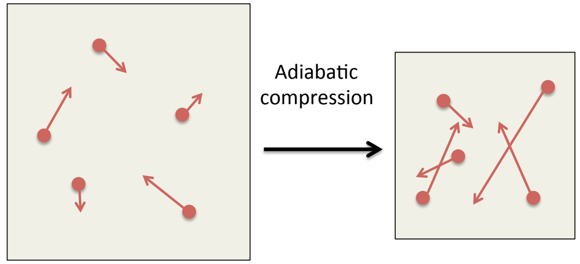
$$\updownarrow$$

$$T \propto V^{-2/3} \propto \rho^{2/3}$$

Ideales polytropisches Gas

Fall <u>mit</u> interne Freiheitsgraden

Manchmal haben Gasteilchen interne Freiheitsgrade. Zum Beispiel: ein Sauerstoffmolekül O_2 kann sich um 2 Achsen drehen. Wenn wir jetzt das Volumen komprimieren, wird die neue Energie nicht *nur* in die kinetische Energie der Teilchen ½mv² investiert, sondern verteilt über die 3 Freiheitsgrade der kinetischen Energie und die (für O_2 zwei) internen Freiheitsgrade. Die kinetische Energie (und damit die Temperatur) geht also etwas weniger steil hoch:



$$P \propto V^{-\gamma} \propto \rho^{\gamma}$$

$$\updownarrow$$

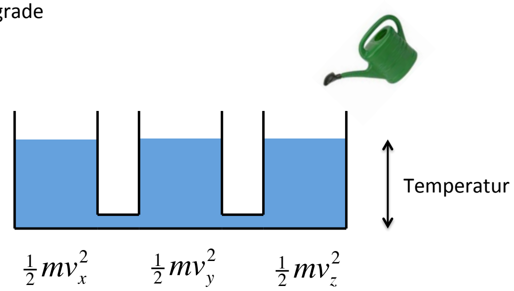
$$T \propto V^{-(\gamma-1)} \propto \rho^{\gamma-1}$$

$$\gamma = \frac{f+2}{f}$$

f = Anzahl der Feiheitsgraden = 3 + Anzahl der *internen* Freiheitsgraden

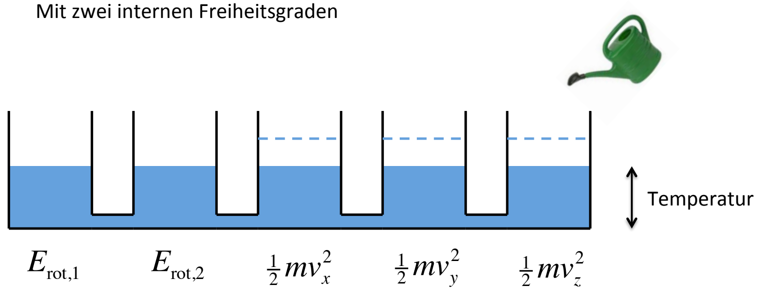
Ideales polytropisches Gas

Ohne interne Freiheitsgrade



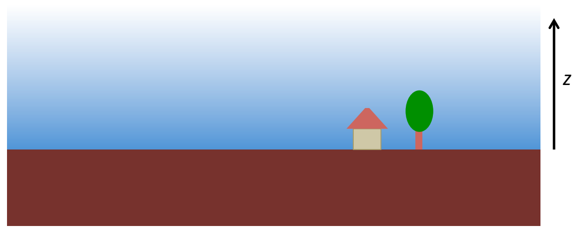
Ideales polytropisches Gas

Mit zwei internen Freiheitsgraden



Basisgleichungen für Atmosphären

Plan-paralleles Atmosphärenmodell



$$\vec{f}_{\mathrm{grav}} = -\frac{GM}{R^2}\vec{e}_z \equiv -g\vec{e}_z$$

(wir nehmen g konstant)

<u>Vertikales hydrostatisches Gleichgewicht:</u>

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\rho(z)g \xrightarrow{\text{Integrieren}} P(z) = g\int_z^\infty \rho(z')dz'$$

Der Druck an jeder Stelle muss groß genug sein, um alle Materie obendrauf zu tragen.

Plan-paralleles Atmosphärenmodell

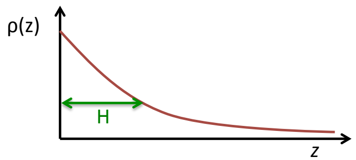
$$\frac{dP(z)}{dz} = -\rho(z)g \xrightarrow{P=\rho kT/m} \frac{d}{dz}\left(\frac{\rho(z)kT(z)}{m}\right) = -\rho(z)g$$

Weiter ausarbeiten:

$$\frac{d(\rho(z)T(z))}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{k} \longrightarrow T(z)\frac{d\rho(z)}{dz} + \rho(z)\frac{dT(z)}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{k}$$

Wenn wir z.B. <u>annehmen</u>, dass *T(z)* = konstant = T, also *dT(z)/dz*=0, dann wird dies:

$$\frac{d\rho(z)}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{kT} \equiv -\frac{\rho(z)}{H}$$



Die Lösung dieser Gleichung ist:

$$\boxed{\rho(z) = \rho_0 e^{-z/H}} \quad \text{mit} \quad H = \frac{kT}{gm}$$

(=„Druckskalenhöhe")

Plan-paralleles Atmosphärenmodell

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\rho(z)g \xrightarrow{P=\rho kT/m} \frac{d}{dz}\left(\frac{\rho(z)kT(z)}{m}\right) = -\rho(z)g$$

Weiter ausarbeiten:

$$\frac{d(\rho(z)T(z))}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{k} \longrightarrow T(z)\frac{d\rho(z)}{dz} + \rho(z)\frac{dT(z)}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{k}$$

Wenn wir **nicht** T=konstant annehmen, aber annehmen, dass wir T(z) vorher wissen, lösen also wieder nur für ρ(z), aber es gibt nun einen extra Term in der Gleichung:

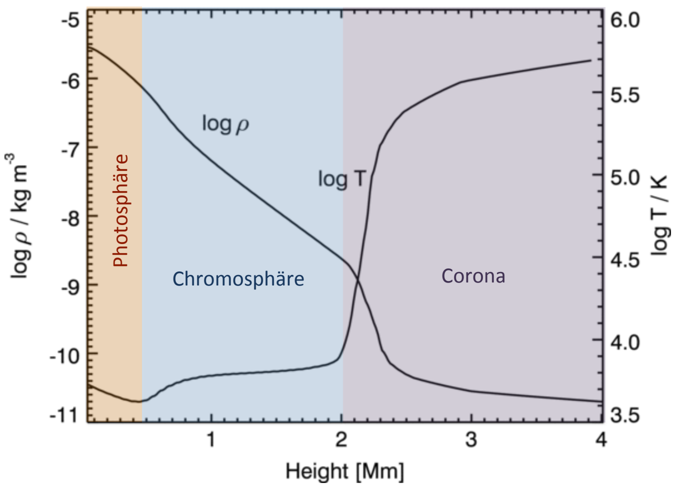
$$\frac{d\rho(z)}{dz} = -\rho(z)\frac{gm}{kT(z)} - \boxed{\frac{\rho(z)}{T(z)}\frac{dT(z)}{dz}}$$

Diese Gleichung muss man in der Regel numerisch auf einem Computer lösen...

Trotzdem hilft es uns, die Druckskalenhöhe auch in diesem Fall zu definieren:

$$H(z) = \frac{kT(z)}{gm} \longrightarrow \frac{d\rho(z)}{dz} = -\frac{\rho(z)}{H(z)} - \frac{\rho(z)}{T(z)}\frac{dT(z)}{dz}$$

Modell der Sonnenatmosphäre



Model by Fedun, Shelyag, Erdelyi (2011)

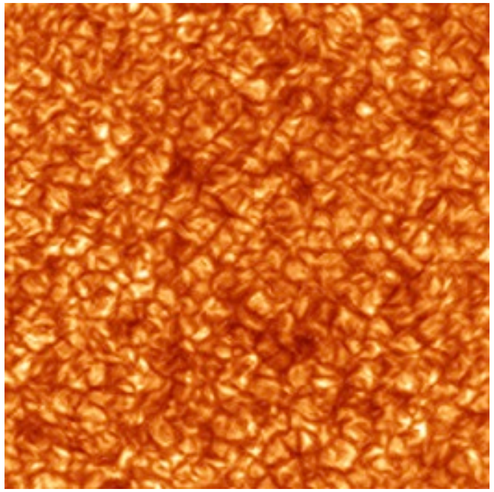
$$H(z) = \frac{kT(z)}{gm}$$

Was bestimmt nun T(z)?

- Das Temperaturprofil T(z) wird von vielen komplizierten Prozessen bestimmt, u.a.:
  - Strahlungstransport
  - Heizung durch Schockwellen (Chromosphäre)
  - Heizung durch (Eng.) „magnetic reconnection" (Corona)
  - Wärmeleitung
  - Konvektion (Photosphäre)
  - (für Planetenatmosphären) Externe Anstrahlung
  - usw.
- Es ist momentan noch nicht 100% klar wie manche dieser Prozesse in der Sonnenatmosphäre genau funktionieren. In der Erdatmosphäre verstehen wir diesen Prozessen allerdings ziemlich genau.

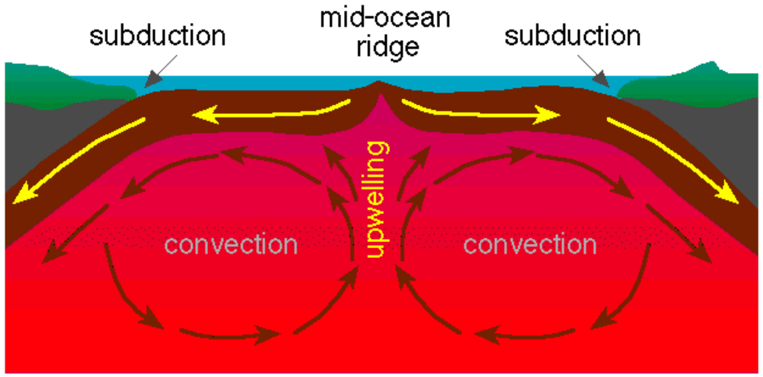
Konvektion

Konvektion



Credit: Maxim Usatov, Prague, Quelle: http://www.bcsatellite.net/bao/

Konvektion

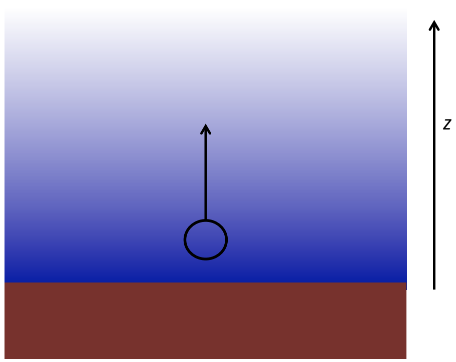


Urheber: Matthias Tomczak
Quelle: http://www.es.flinders.edu.au/~mattom/IntroOc/

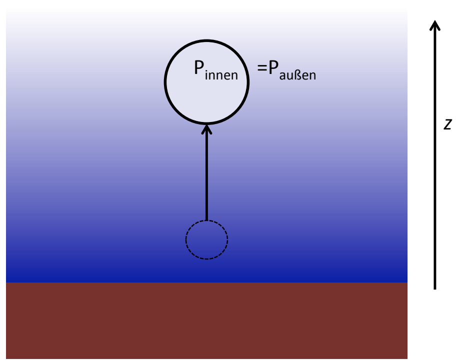
Konvektion

Urheber: Bill Westphal
Quelle: http://www.westphalfamily.com/coppermine/displayimage.php?album=3&pos=9

Konvektion



Konvektion



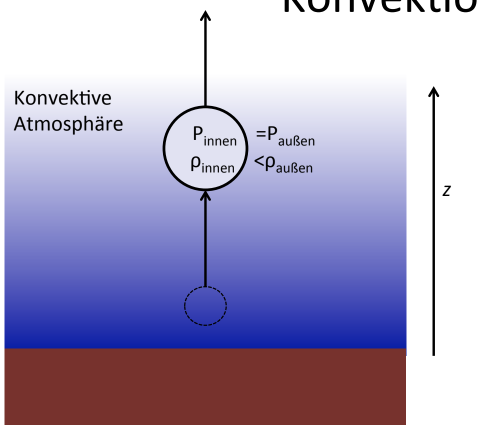
Eine aufsteigende Blase ist immer im Druck-Gleichgewicht mit der Umgebung!

Sie dehnt sich adiabatisch aus, so, dass immer $P_{innen}=P_{außen}$ gilt.

$$P \propto V^{-\gamma} \propto \rho^{\gamma}$$

$P_{außen}(z)$ ist eine Lösung der Gleichung für hydrostatischem Gleichgewicht. Während die Blase aufsteigt können wir also genau feststellen, wie sich die Dichte ρ verändert.

Konvektion



Eine aufsteigende Blase ist immer im Druck-Gleichgewicht mit der Umgebung!

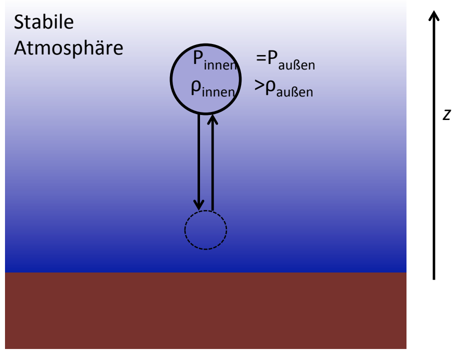
Sie dehnt sich adiabatisch aus, so, dass immer $P_{innen}=P_{außen}$ gilt.

$$P \propto V^{-\gamma} \propto \rho^{\gamma}$$

$P_{außen}(z)$ ist eine Lösung der Gleichung für hydrostatischem Gleichgewicht. Während die Blase aufsteigt können wir also genau feststellen, wie sich die Dichte ρ verändert.

Wenn $\rho_{innen}<\rho_{außen}$ dann steigt die Blase weiter. Die Atmosphäre ist also konvektiv instabil, und Konvektion setzt ein.

Konvektion



Eine aufsteigende Blase ist immer im Druck-Gleichgewicht mit der Umgebung!

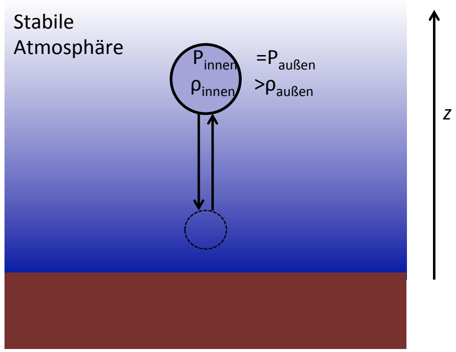
Sie dehnt sich adiabatisch aus, so, dass immer $P_{innen}=P_{außen}$ gilt.

$$P \propto V^{-\gamma} \propto \rho^{\gamma}$$

$P_{außen}(z)$ ist eine Lösung der Gleichung für hydrostatischem Gleichgewicht. Während die Blase aufsteigt können wir also genau feststellen, wie sich die Dichte ρ verändert.

Wenn $\rho_{innen}>\rho_{außen}$ dann sinkt die Blase wieder zurück. Die Atmosphäre ist also konvektiv stabil.

Konvektion



Wie berechnen wir dies in der Praxis? Für die Blase gilt:

$$P \propto \rho^{\gamma} \longrightarrow \rho \propto P^{1/\gamma}$$

Als doppellogarithmische Ableitung erhält man:

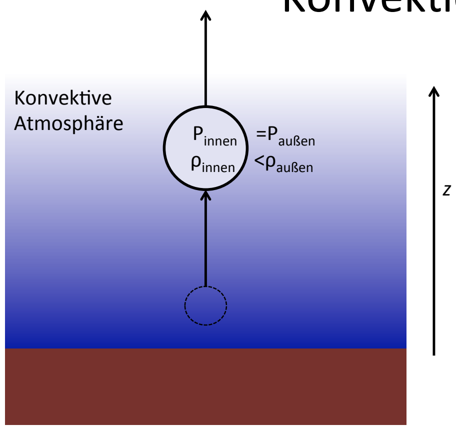
$$\left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{1}{\gamma}$$

Die Atmosphäre ist <u>stabil</u>, wenn:

$$\left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{Atmosphäre}} > \left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{1}{\gamma}$$

(Schwarzschild Kriterium)

Konvektion



Wie berechnen wir dies in der Praxis? Für die Blase gilt:

$$P \propto \rho^{\gamma} \longrightarrow \rho \propto P^{1/\gamma}$$

Als doppellogarithmische Ableitung erhält man:

$$\left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{1}{\gamma}$$

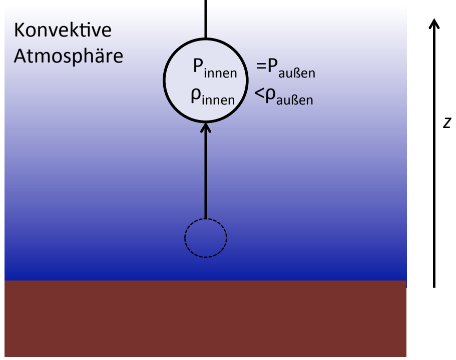
Die Atmosphäre ist <u>konvektiv</u>, wenn:

$$\left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{Atmosphäre}} < \left.\frac{d\ln\rho}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{1}{\gamma}$$

(Schwarzschild Kriterium)

Konvektion

Man kann es auch in Gradienten ausdrucken:



Wie berechnen wir dies in der Praxis? Für die Blase gilt:

$$P \propto \rho^{\gamma} \longrightarrow \rho \propto P^{1/\gamma}$$

Als doppellogarithmische Ableitung erhält man:

$$\left.\frac{d\rho(z)}{dz}\right|_{\text{ad}} = \left.\frac{d\rho}{dP}\right|_{\text{ad}} \frac{dP(z)}{dz} = \frac{\rho}{\gamma P}\frac{dP(z)}{dz}$$

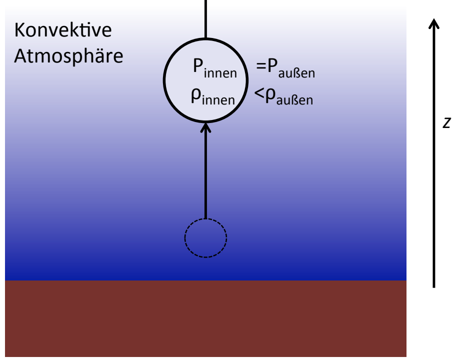
Die Atmosphäre ist <u>konvektiv</u>, wenn:

$$\left.\frac{d\rho(z)}{dz}\right|_{\text{Atmosphäre}} > \left.\frac{d\rho(z)}{dz}\right|_{\text{ad}}$$

(Schwarzschild Kriterium)

Konvektion

Man kann es auch mit der Temperatur ausdrucken:



Wie berechnen wir dies in der Praxis? Für die Blase gilt:

$$P \propto T^{\gamma/(\gamma-1)} \longrightarrow T \propto P^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Als doppellogarithmische Ableitung erhält man:

$$\left.\frac{dT(z)}{dz}\right|_{\text{ad}} = \left.\frac{dT}{dP}\right|_{\text{ad}} \frac{dP(z)}{dz} = \frac{(\gamma-1)T}{\gamma P}\frac{dP(z)}{dz}$$

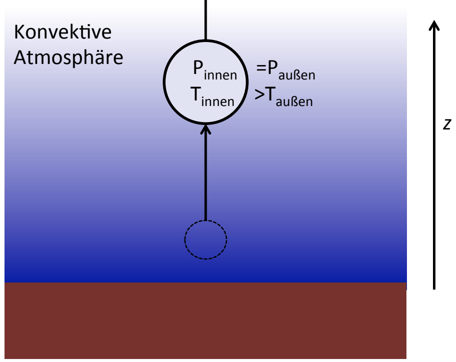
Die Atmosphäre ist <u>konvektiv</u>, wenn:

$$\left.\frac{dT(z)}{dz}\right|_{\text{Atmosphäre}} < \left.\frac{dT(z)}{dz}\right|_{\text{ad}}$$

(Schwarzschild Kriterium)

Konvektion

Man kann es auch in T(z) ausdrucken...



Wie berechnen wir dies in der Praxis? Für die Blase gilt:

$$P \propto T^{\gamma/(\gamma-1)} \longrightarrow T \propto P^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Als doppellogarithmische Ableitung erhält man:

$$\left.\frac{d\ln T}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{\gamma-1}{\gamma}$$

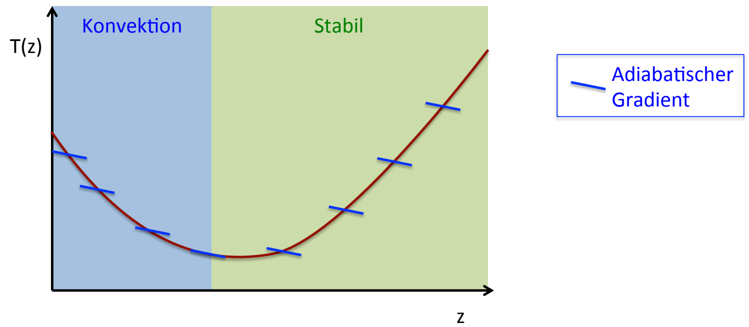
Die Atmosphäre ist <u>konvektiv</u>, wenn:

$$\left.\frac{d\ln T}{d\ln P}\right|_{\text{Atmosphäre}} > \left.\frac{d\ln T}{d\ln P}\right|_{\text{adiabatic}} = \frac{\gamma-1}{\gamma}$$

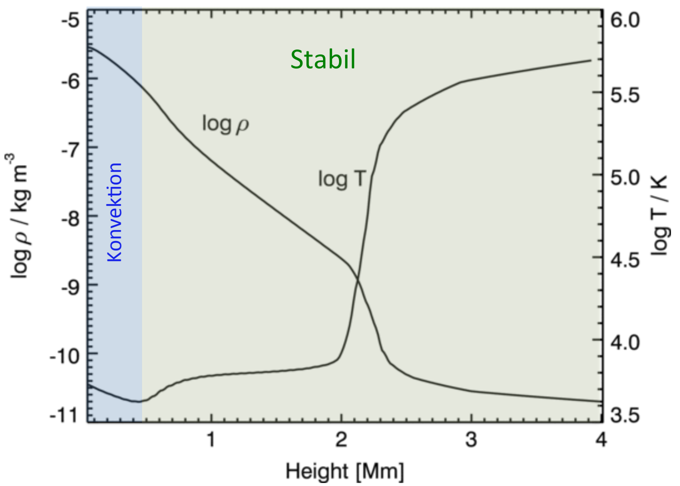
(Schwarzschild Kriterium)

Konvektion

Ein Beispiel-Atmosphäre



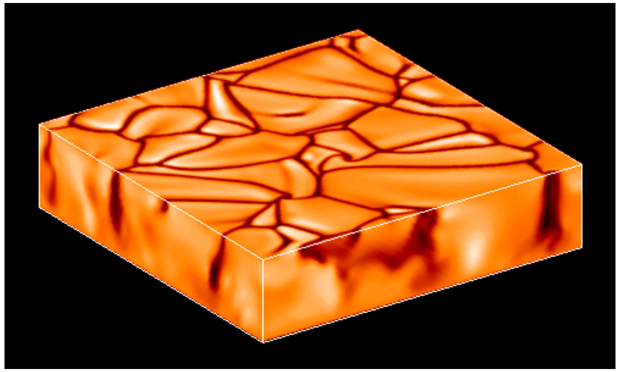
Wie ist das bei der Sonnenatmosphäre?



Model by Fedun, Shelyag, Erdelyi (2011)

Wie ist das bei der Sonnenatmosphäre?

3-D Magnetohydrodynamisches Modell



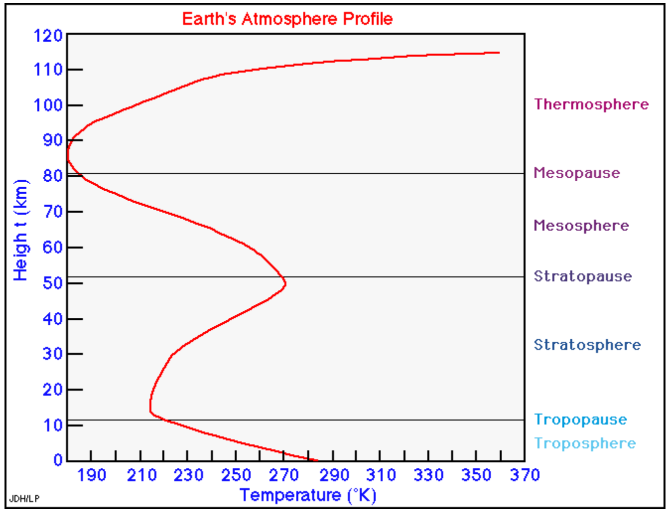
Die Photosphäre der Sonne ist konvektiv.

Dies produziert die Granulen.

Durch die Temperatur-Inversion, hat die Konvektions-Bewegung eine obere Kappe.

Urheber: Yuhong Fan
Quelle: http://people.hao.ucar.edu/yfan/subsurface.html

Und wie ist das bei der Erdatmosphäre?

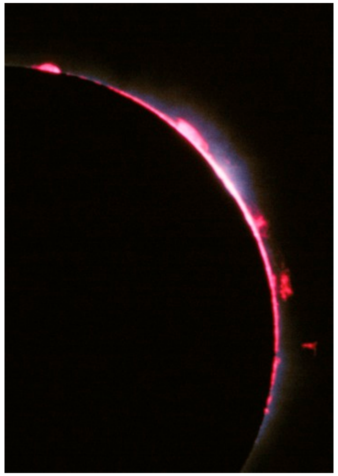


Quelle: http://eesc.columbia.edu/courses/ees/climate/lectures/atm_phys.html

Und wie ist das bei der Erdatmosphäre?

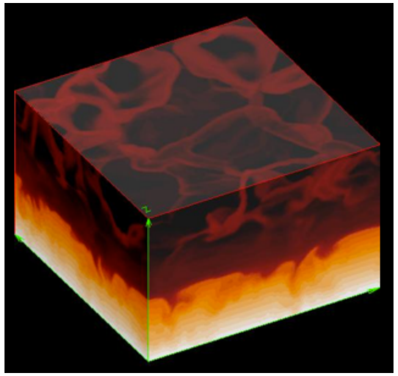
Urheber: Bill Westphal
Quelle: http://www.westphalfamily.com/coppermine/displayimage.php?album=3&pos=7

Chromosphäre



Aufnahme der Sonne während Sonnenfinsternis

Konvektion in der Photosphäre produziert starke Schallwellen in der Chromosphäre, die dort zur Heizung des Gases führen.



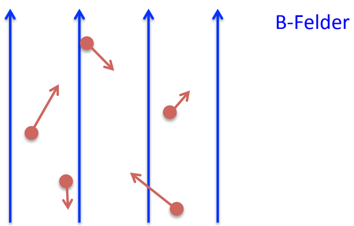
Modell von Sven Wedemeyer (2000)

Quelle: http://folk.uio.no/svenwe/research/phd/phd.html

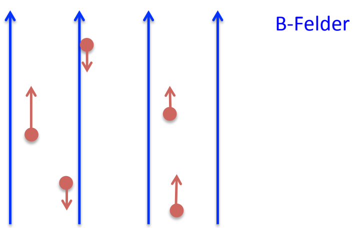
Ein bisschen Magneto-Hydrostatik

Magnetischer Druck

Wenn die Gasteilchen neutral sind, fühlen sie das Magnetfeld nicht.



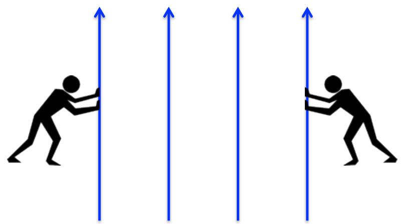
Geladene Gasteilchen (d.h. ein ionisiertes Plasma, wie das Gas der Sonne) können nur entlang des Magnetfeldes bewegen.



(Das bedeutet allerdings nicht, dass der Gasdruck in die andere Richtung null ist)

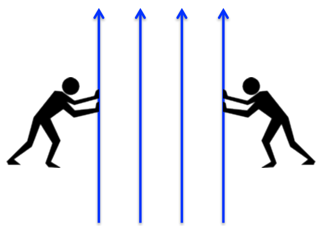
Magnetischer Druck

Magnetische Feldlinien stoßen sich ab. Es erfordert kraft um sie zusammen zu drücken.



Das bedeutet, dass magnetische Felder de-facto eine Art von Druck produzieren:

$$P_{\text{magn}} = \frac{|\vec{B}|^2}{8\pi}$$



Dieser Druck wirkt jedoch nur in den zwei Richtungen senkrecht zum B-Feld.

Clip-Art von: http://www.clker.com/clipart-man-push.html

Magnetischer Druck

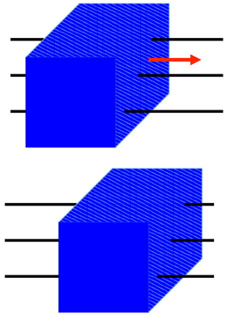
Für ionisiertes (oder leicht-ionisiertes) Gas gilt also:

$$P_{\mathrm{tot},\perp} = \frac{\rho k T}{m} + \frac{\left|\vec{B}\right|^2}{8\pi} \qquad \text{und} \qquad P_{\mathrm{tot},\parallel} = \frac{\rho k T}{m}$$

Wer ist der Boss: Gas oder B-Feld?

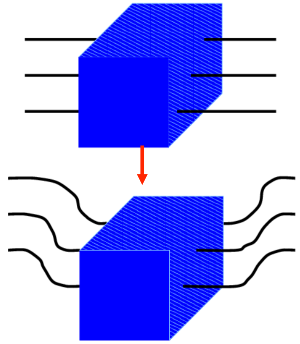
$$\frac{\rho k T}{m} << \frac{\left|\vec{B}\right|^2}{8\pi}$$

Das Magnetfeld bestimmt die Bewegung des Gases



$$\frac{\rho k T}{m} >> \frac{\left|\vec{B}\right|^2}{8\pi}$$

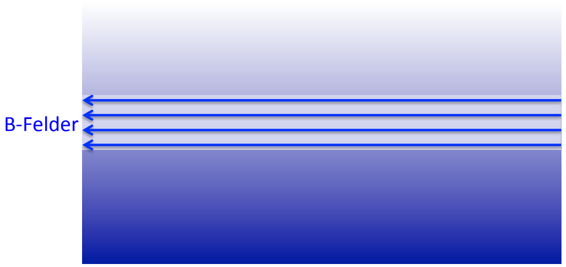
Das Gas schleppt das Magnetfeld mit sich mit.



Figuren von Christian Fendt

Parker Instabilität

Nehmen wir an, dass sich in der Atmosphäre ein magnetischer „Fluxtube“ befindet:



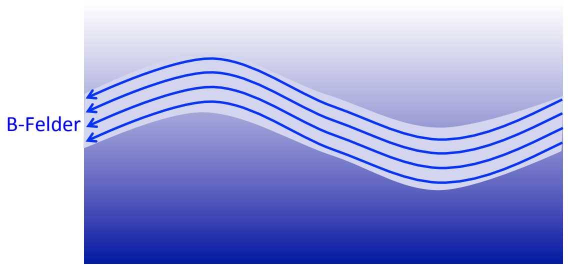
Druck-Gleichgewicht bedeutet, dass:

$$\frac{\rho_{\mathrm{tube}} k T_{\mathrm{tube}}}{m} + \frac{\left|\vec{B}_{\mathrm{tube}}\right|^2}{8\pi} = \frac{\rho_{\mathrm{außen}} k T_{\mathrm{außen}}}{m} \longrightarrow \rho_{\mathrm{tube}} T_{\mathrm{tube}} < \rho_{\mathrm{außen}} T_{\mathrm{außen}}$$

Oft bedeutet dies $\rho_{\mathrm{tube}} < \rho_{\mathrm{außen}}$ $\longrightarrow$ Das muss konvektiv instabil sein!

Parker Instabilität

Nehmen wir an, dass sich in der Atmosphäre ein magnetischer „Fluxtube“ befindet:



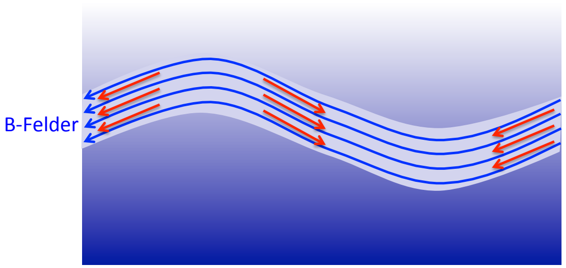
Druck-Gleichgewicht bedeutet, dass:

$$\frac{\rho_{\mathrm{tube}} k T_{\mathrm{tube}}}{m} + \frac{\left|\vec{B}_{\mathrm{tube}}\right|^2}{8\pi} = \frac{\rho_{\mathrm{außen}} k T_{\mathrm{außen}}}{m} \longrightarrow \rho_{\mathrm{tube}} T_{\mathrm{tube}} < \rho_{\mathrm{außen}} T_{\mathrm{außen}}$$

Oft bedeutet dies $\rho_{\mathrm{tube}} < \rho_{\mathrm{außen}}$ $\longrightarrow$ Das muss konvektiv instabil sein!

Parker Instabilität

Nehmen wir an, dass sich in der Atmosphäre ein magnetischer „Fluxtube“ befindet:



Gas fließt entlang den Feldlinien runter

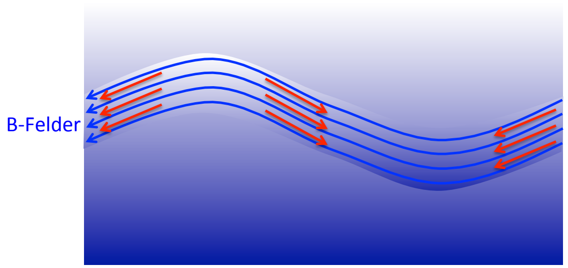
Druck-Gleichgewicht bedeutet, dass:

$$\frac{\rho_{\text{tube}} k T_{\text{tube}}}{m} + \frac{\left|\vec{B}_{\text{tube}}\right|^2}{8\pi} = \frac{\rho_{\text{außen}} k T_{\text{außen}}}{m} \longrightarrow \rho_{\text{tube}} T_{\text{tube}} < \rho_{\text{außen}} T_{\text{außen}}$$

Oft bedeutet dies $\rho_{\text{tube}} < \rho_{\text{außen}}$ $\longrightarrow$ Das muss konvektiv instabil sein!

Parker Instabilität

Nehmen wir an, dass sich in der Atmosphäre ein magnetischer „Fluxtube“ befindet:



Gas fließt entlang den Feldlinien runter

Dadurch verstärkt sich die Instabilität.

Dies heißt die „Parker Instabilität“.

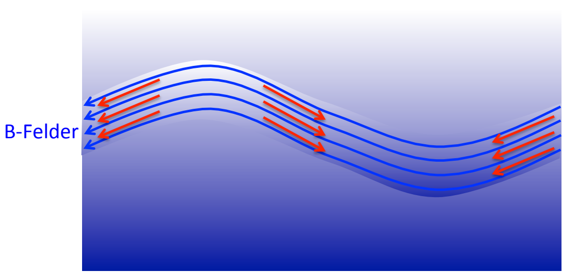
Druck-Gleichgewicht bedeutet, dass:

$$\frac{\rho_{\text{tube}} k T_{\text{tube}}}{m} + \frac{\left|\vec{B}_{\text{tube}}\right|^2}{8\pi} = \frac{\rho_{\text{außen}} k T_{\text{außen}}}{m} \longrightarrow \rho_{\text{tube}} T_{\text{tube}} < \rho_{\text{außen}} T_{\text{außen}}$$

Oft bedeutet dies $\rho_{\text{tube}} < \rho_{\text{außen}}$ $\longrightarrow$ Das muss konvektiv instabil sein!

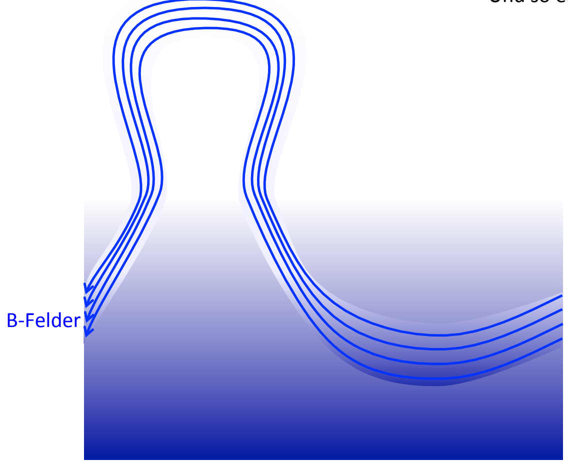
Parker Instabilität

Und so entstehen „coronal flux loops“



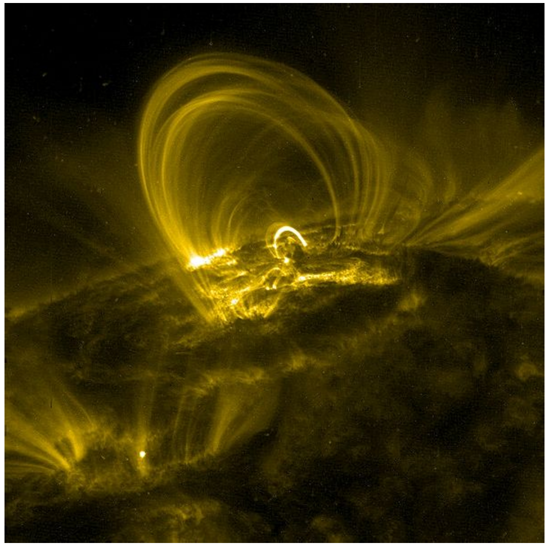
Parker Instabilität

Und so entstehen „coronal flux loops“



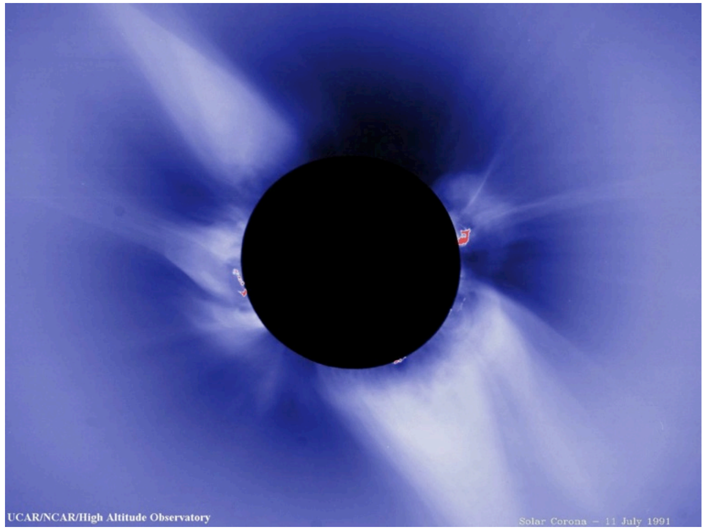
Sonnencorona

Bild einer „coronal loop“
mit der TRACE
Raumteleskop
der NASA.



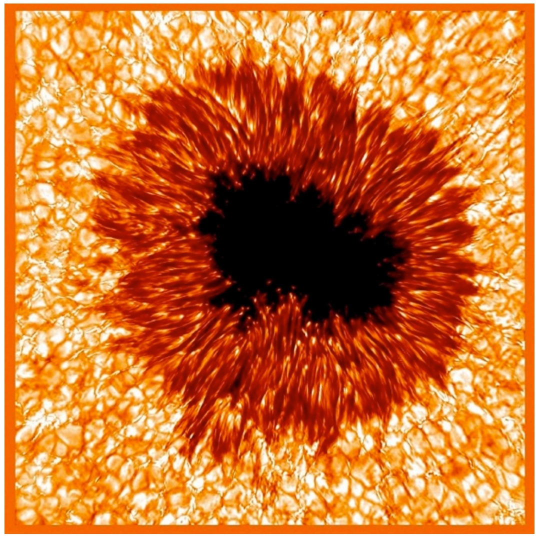
Quelle: http://en.wikipedia.org/wiki/File:Traceimage.jpg

Sonnencorona



Quelle: http://solarscience.msfc.nasa.gov/corona.shtml

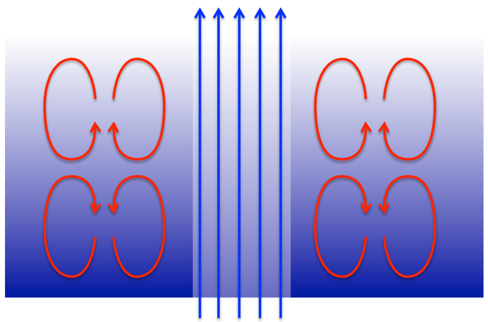
Sonnenflecken



Credit: National Solar Observatory
Quelle: http://phys.org/news/2011-01-sun.html

Sonnenflecken

Starke vertikale (!) Magnetfelder unterdrücken die Konvektion.
Dadurch ist der vertikale Transport von thermischen Energie dort stark unterdruckt,
und deshalb sind Sonnenflecken kühler (T=4000K) als die „normale“ Photosphäre
(T=5800K)

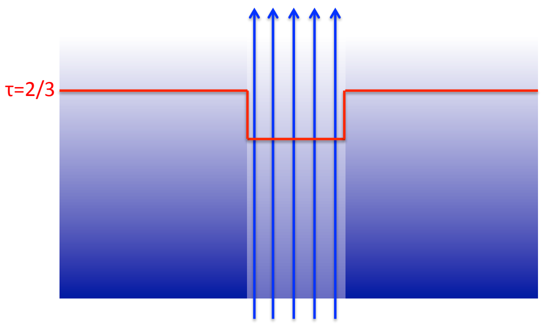


Wichtig: Weit oberhalb der Photosphäre ist das (übriggebliebene) Gas in dem coronal Loop extrem heiß (Millionen von Kelvin), weil es durch „magnetische Reconnection“ geheizt wird.

Es strahlt Röntgen Strahlung aus.

Sonnenflecken

Starke vertikale (!) Magnetfelder unterdrücken die Konvektion.
Dadurch ist der vertikale Transport von thermischen Energie dort stark unterdruckt, und deshalb sind Sonnenflecken kühler (T=4000K) als die „normale“ Photosphäre (T=5800K)



Und weil die Dichte in den Sonnenflecken auch niedriger ist, auf Grund von Druck-Gleichgewicht, liegt auch die τ=2/3 Oberfläche tiefer.

Wie erzeugt die Sonne ihrMagnetfeld?

Sonnen-Dynamo

Durch die *differenzielle* Sonnenrotation (am Äquator P=25 Tagen, an den Polen P=35 Tagen) wickelt sich das Magnetfeld auf, und wird dadurch verstärkt.

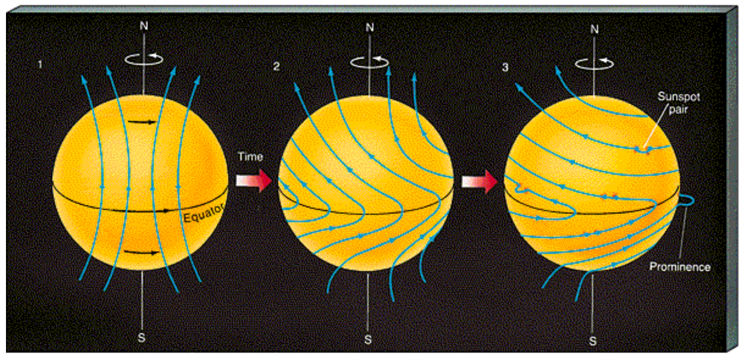


Bild Quelle: http://www.pas.rochester.edu/~afrank/A105/LectureVII/LectureVII-New.htm

Sonnenzyklus

„Butterfly Diagram“