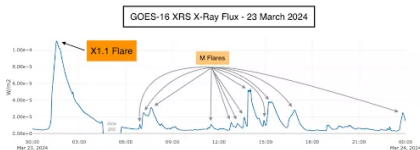
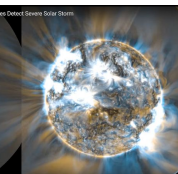


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki Teoretycznej UJ

16 kwietnia 2024



Znajomość wszystkich procesów atomowych pozwala na obliczenie nieprzeźroczystości materii o znanym składzie chemicznym i stopniu jonizacji.

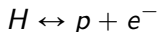
W astrofizyce atomy dzielimy typowo na:

- wodór X
- hel Y
- „metale” Z , czyli wszystko co w tablicy Mendelejewa znajduje się dalej niż helem

Dla centrum Słońca (obecnie!): $X = 0.34$, $Y = 0.64$, $Z = 0.02$.
Zawartość „metali” jest niewielka, ale ma kluczowy wpływ na nieprzeźroczystość.

Jonizacja

Rozważmy rozpad atomu wodoru na proton i elektron:



W równowadze, potencjały chemiczne muszą spełniać:

$$\mu_H = \mu_p + \mu_{e^{-}}$$

Dla klasycznego gazu doskonałego:

$$\mu = mc^2 + k_B T \ln \left(\frac{n}{g} \lambda^3 \right)$$

gdzie $\lambda = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ to *termiczna długość fali de Broglie'a*.

Wstawiając wzór na μ do równania równowagi otrzymujemy równanie Saha:

$$\frac{n_p n_{e^{-}}}{n_H} = \frac{g_p g_{e^{-}}}{g_H} \frac{1}{\lambda_e^3} e^{-\frac{Q}{k_B T}}$$

gdzie energia wiązania/ionizacji $Q = (m_H - m_p - m_{e^{-}}) c^2$.

Równanie jonizacji: przykład rozwiązania

Z zasady zachowania ładunku (przy braku obecności innych jąder atomowych!) możemy podstawić $n_e = n_p$. Sumaryczna gęstość $n_p + n_H = \rho/m_H$, co daje prosty algebraiczny układ równań do rozwiązania:

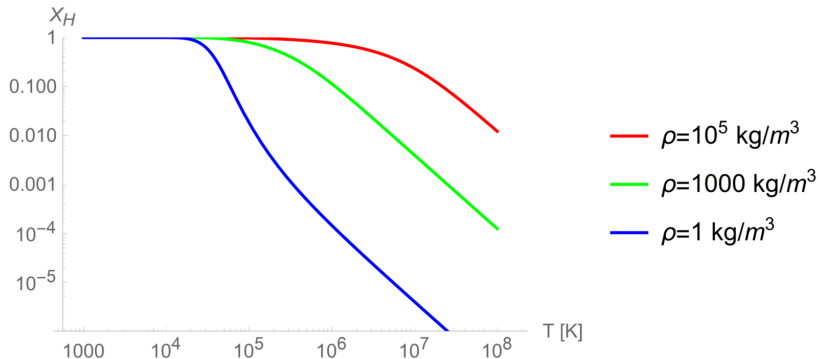
$$\begin{cases} \frac{n_p^2}{n_H} = \frac{2h^3}{\sqrt{2\pi m_e k_B T}^3} e^{\frac{E_0}{k_B T}} \\ n_p + n_H = \rho/m_H \end{cases}$$

gdzie $E_0 = -13.6 \text{ eV} = eE_0 \text{ J}$ ($e \simeq 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ - ładunek elektronu) to energia jonizacji/wiązania atomu wodoru.

Wprowadzając zawartość protonów $X_p \equiv n_p/n$ oraz atomów wodoru $X_H = n_H/n$ problem można sprowadzić do równania kwadratowego:

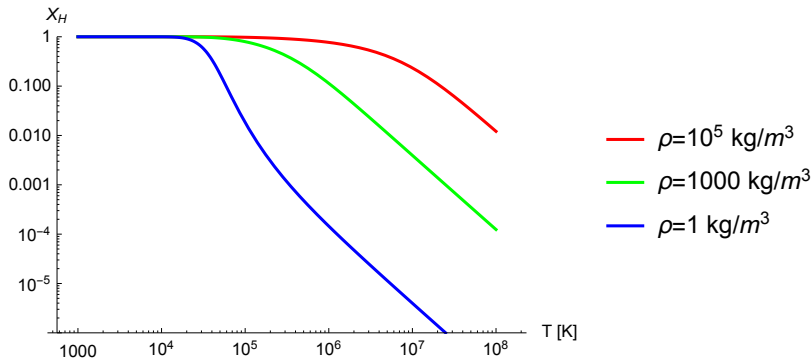
$$\frac{X_p^2}{1 - X_p} = f(\rho, T), \quad f \propto \frac{T^{3/2} e^{-E_0/(k_B T)}}{\rho}$$

Równanie jonizacji: przykład rozwiązania



Atomy wodoru „styka się” już dla $\rho > 1600 \text{ kg/m}^3$.

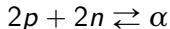
Równanie jonizacji: przykład rozwiązania



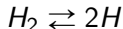
Atomy wodoru „styka się” już dla $\rho > 1600 \text{ kg/m}^3$.

Istotne jest podkreślenie, iż równanie Saha może być stosowane w różnych sytuacjach astrofizycznych, i nie tylko:

- nuklearna równowaga statystyczna (NSE, Nuclear Statistical Equilibrium), np: reakcja typu „dysocjacji” cząstek α (jąder atomu helu ${}^4\text{He}$) na protony i neutrony:



- dysocjacja dwuatomowych molekuł, np: wodoru cząsteczkowego:



Uzupełniające informacje o najbliższej gwiazdzie: Słońcu

- niewyróżniająca się gwiazda Galaktyki
- ze względu na bliskość kompleksowo przebadana eksperymentalnie i teoretycznie
- stale monitorowana, w niektórych aspektach (np: plamy słoneczne) od kilkuset lat
- występują w niej prawie wszystkie procesy istotne w teorii ewolucji gwiazd
- jest perfekcyjnie sferyczne ($\Delta R/R \simeq 7 \times 10^{-5}$) i bardzo wolno obraca się (raz na miesiąc)
- parametry Słońca: masa $M_{\odot} \simeq 1.988 \times 10^{30}$ kg, promień $R_{\odot} \simeq 695700$ km są standardowymi jednostkami używanymi w A&A

Słońce: widmo elektromagnetyczne

Słońce z dobrym przybliżeniem promieniuje jak **ciało doskonale czarne**. Widmo energetyczne (energia fotonu $E_\gamma = h\nu$) promieniowania ma postać Plancka:

$$\frac{dL}{d(h\nu)} = L_\odot \frac{15}{(\pi k_B T_\odot)^4} \frac{(h\nu)^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Temperaturę efektywną $T_\odot = T_{\text{eff}}$ definiujemy poprzez całkowitą moc promieniowania, tak aby był spełniony wzór Stefana-Boltzmana $L_\odot = 4\pi\sigma R_\odot^2 T_\odot^4$.

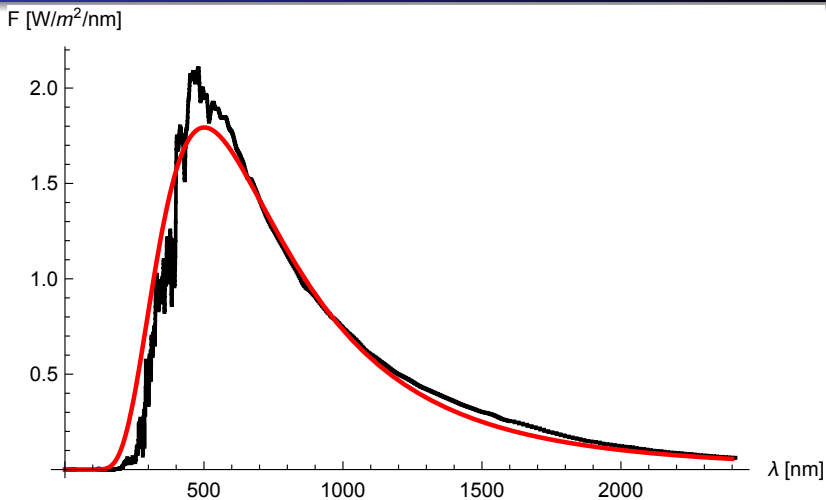
Stała słoneczna

Natężenie promieniowania w odległości $d = 1$ AU nazywamy *stałą słoneczną*:

$$\frac{L_\odot}{4\pi d^2} = 1361 \text{ W/m}^2$$

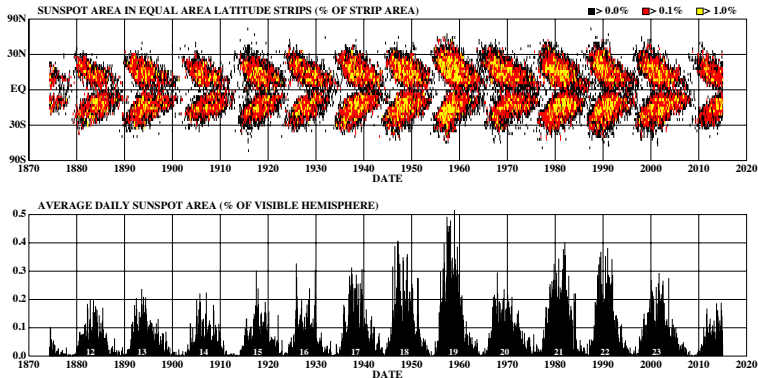
Faktyczna ilość energii na m^2 docierająca do powierzchni Ziemi jest zmienna i *średnio* prawie 6x mniejsza.

Widmo termiczne i obserwowane



$$\frac{dF}{d\lambda} = \frac{L_{\odot}}{4\pi d^2} \frac{2\pi hc^2}{\sigma T^4} \frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, T = 5877 \text{ K}, d = 1 \text{ AU}, L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{26} \text{ W}$$

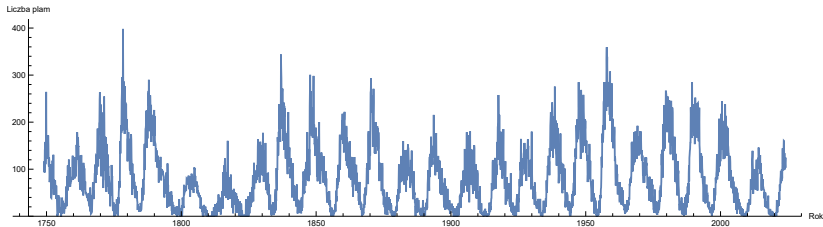
DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS



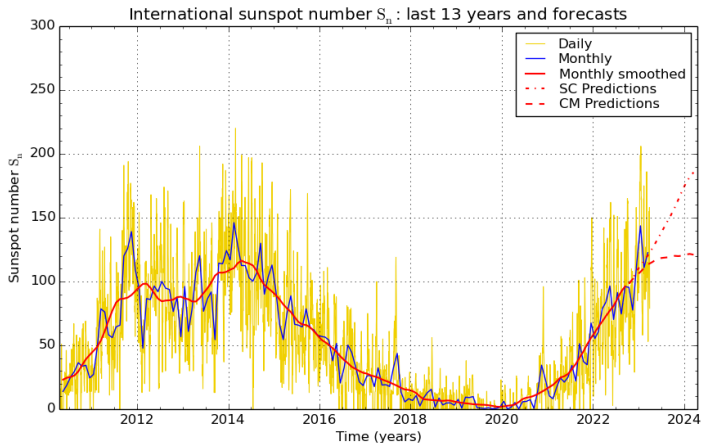
<http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/BFLY.PDF>

HATHAWAY NASA/ARC 2015/03

Plamy słoneczne

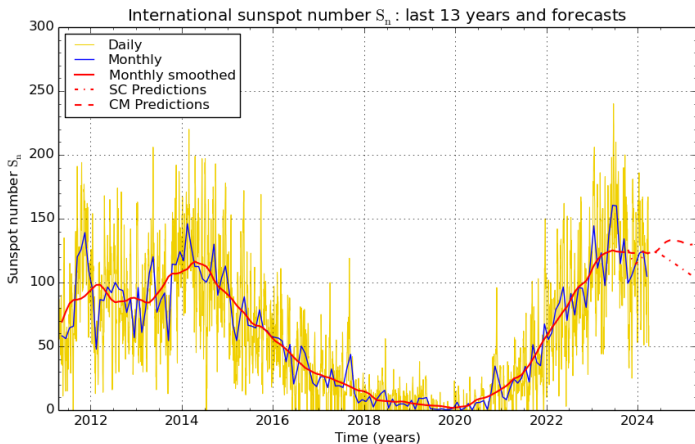


<https://www.sidc.be/silso/datafiles>



SILSO graphics (<http://sidc.be/silso>) Royal Observatory of Belgium 2023 April 1

<https://www.sidc.be/silso/datafiles>



SILSO graphics (<http://sidc.be/silso>) Royal Observatory of Belgium 2024 April 1

<https://www.sidc.be/silso/datafiles>

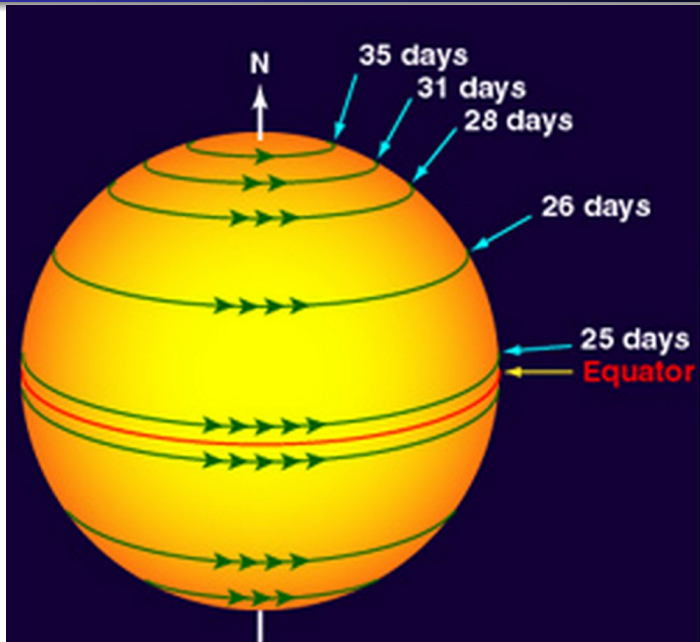
Podstawowe fakty:

- 1 okres obrotu na równiku $T \simeq 25$ dni
- 2 dla porównania: okres orbity tuż nad powierzchnią Słońca

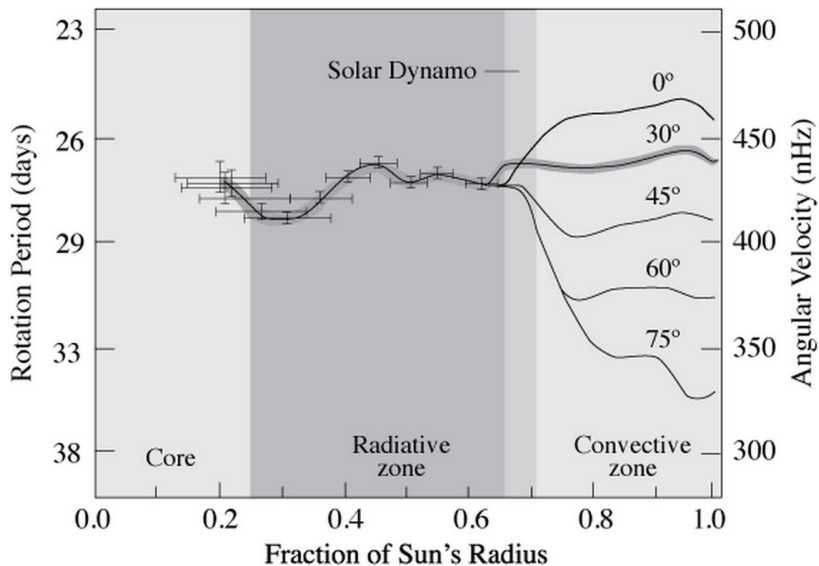
$$2\pi/\sqrt{\frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^3}} \simeq 2.7 \text{ godziny}$$

- 3 Słońce obraca się ponad 200 razy wolniej niż to możliwe
- 4 rotacja ma charakter różnicowy: obrót na równiku jest szybszy ($T=25$ dni) niż na biegunach ($T>30$ dni)
- 5 rotacja zmienia się z odległością od centrum
- 6 wkład w moment pędu Układu Słonecznego na poziomie 1%

Rotacja Słońca



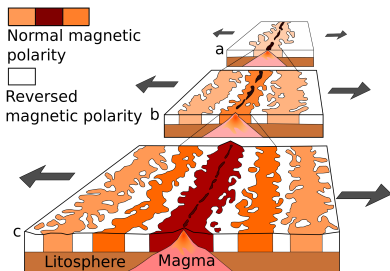
Rotacja Słońca



Cykl magnetycznej aktywności Słońca i Ziemi

Pełny cykl aktywności obejmuje dwa maksima aktywności ze zmianą biegunów magnetycznych, po czym pole magnetyczne wraca do pozycji wyjściowej.

- dla Słońca pełny cykl wynosi $2 \times 11 = 22$ lata
- analogiczne zjawisko przebiegunowania pola magnetycznego Ziemi zachodzi w kwaziperiodyczny sposób z czasem od 700 tysięcy do 2 milionów lat. Ostatnie miało miejsce 780 tyś. lat temu.
- podobne zjawisko obserwujemy dla innych gwiazd



Teoria rotujących figur równowagi

Teoria rotujących ciał: rotacja sztywna

Klasyczna teoria rotujących ciał

Zagadnienie struktury i ewolucji stacjonarnych (niezależnych od czasu, ale z niezerową prędkością), w szczególności „rotujących” samograwitujących ciał będziemy rozpatrywać zaczynając od dwóch skrajnych przypadków:

- 1 obiekty o stałej gęstości (klasyczna teoria figur równowagi)
- 2 obiekty nieważkie, o średniej gęstości dążącej do zera, poruszające się w polu masy punktowej (model Roche'a)

Można pokazać, że w przypadku rotacji ze stałą prędkością kątową, ciała o rozkładzie gęstości danym funkcjami Lane-Emdena (politropy) zachowują się jakościowo podobnie do powyższych modeli gdy:

- $n < 0.8$ ($\gamma = 1 + \frac{1}{n} > 2.25$) – jak ciało o stałej gęstości
- jak model Roche'a w przeciwnym przypadku

Wartość $n \simeq 1$ i mniej odpowiada materii z której zbudowane są np: planety lub gwiazdy neutronowe.

Elipsoidalne figury równowagi

Kształt powierzchni obracającego się ciała o stałej gęstości jest nieznany. Zakładając jednak rotację „sztywną”:

$$\vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{r}, \quad \vec{\Omega} = \text{const}$$

z przyspieszeniem odśrodkowym \vec{a} o potencjale odśrodkowym (centryfugalnym) Φ_c

$$\vec{a} = \Omega^2 r \vec{e}_r, \quad \Phi_c = \frac{1}{2}\Omega^2(x^2 + y^2)$$

jednym z rozwiązań jest elipsoida, dla której znany jest wzór na potencjał grawitacyjny (wewnątrz)

$$\Phi_g = \pi G \rho \sum_{i=1}^3 (a_i^2 - r_i^2) A_i$$

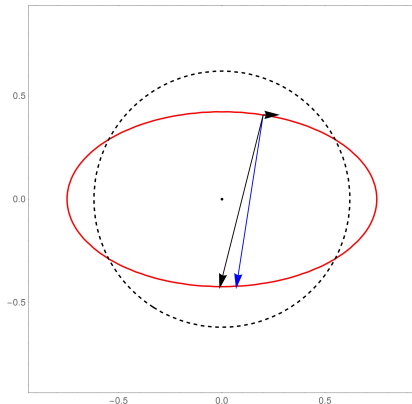
gdzie $a = \{a, b, c\}$ to półosie elipsoidy, $r = \{x, y, z\}$ oraz

$$A_i = abc \int_0^\infty \frac{du}{(a_i^2 + u) \sqrt{(a^2 + u)(b^2 + u)(c^2 + u)}}.$$

Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

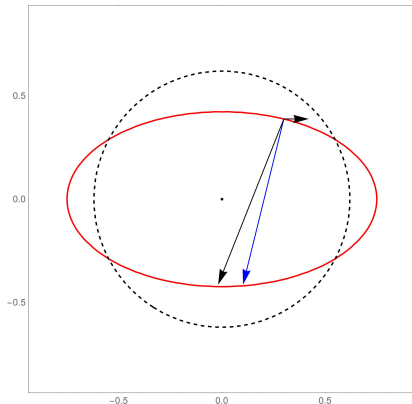
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

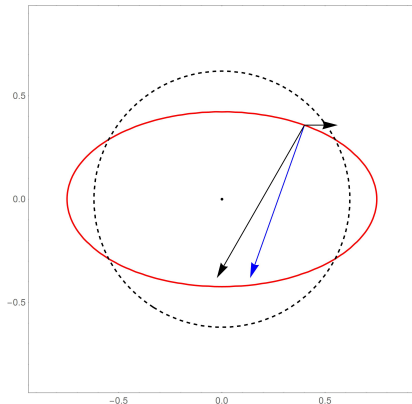
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

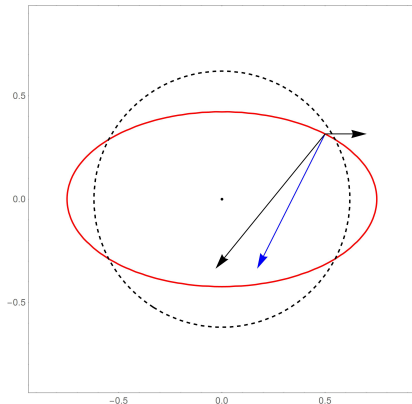
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

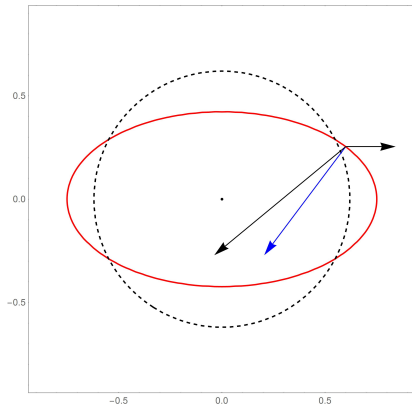
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

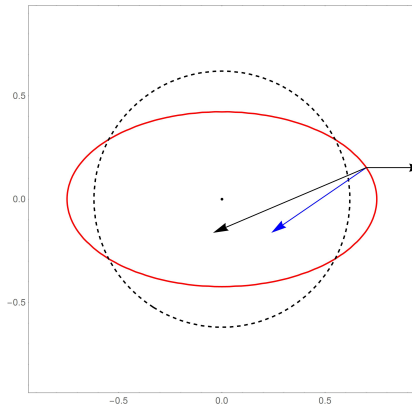
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

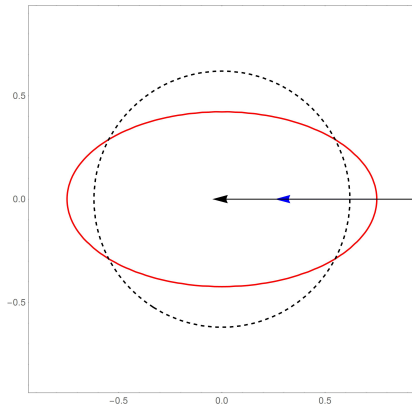
$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina: warunek równowagi

Aby ciecz pozostawała w stanie stacjonarnym, suma sił grawitacyjnej i odśrodkowej, musi być wszędzie prostopadła do powierzchni, jak w „wiadrze Newtona”

$$\vec{g} + r \Omega^2 \vec{e}_r \parallel \nabla P$$



Elipsoida Maclaurina

Okazuje się, że równanie równowagi można przepisać w postaci równania elipsoidy:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$$

gdzie:

$$\frac{a}{c} = \sqrt{\frac{A_z}{A_x - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}}}, \quad \frac{b}{c} = \sqrt{\frac{A_z}{A_y - \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}}}, \quad \frac{4}{3}\pi abc = M$$

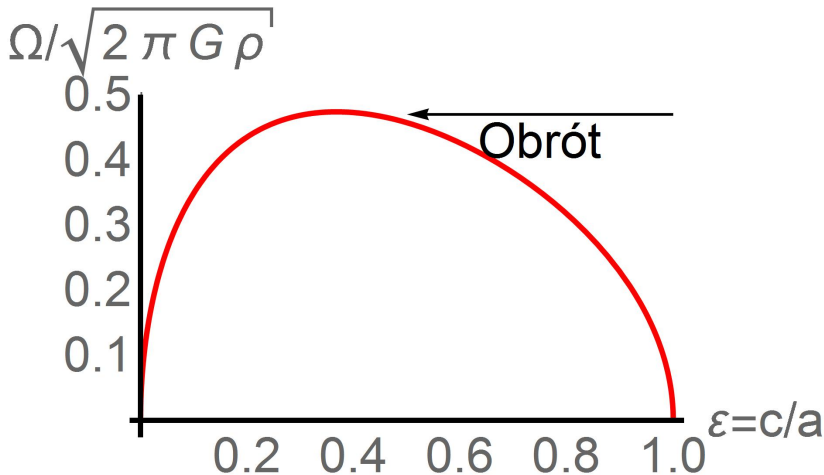
Rozwiązanie powyższego układu dla $a = b$ w zależności od bezwymiarowego parametru

$$\chi = \Omega^2 / (2\pi G\rho)$$

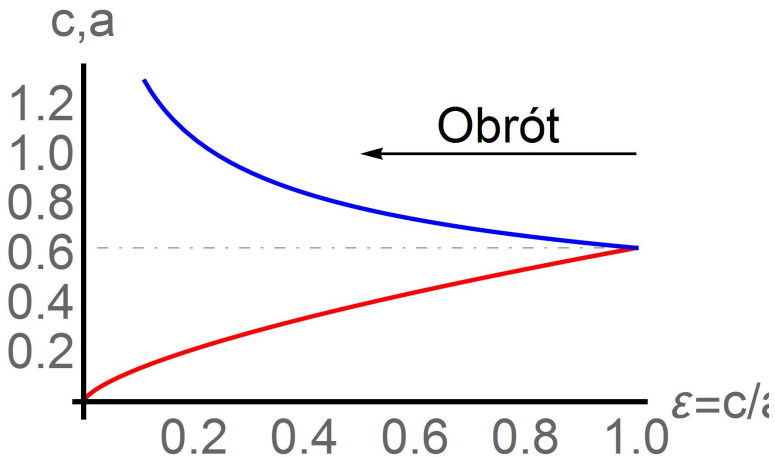
nazywamy *elipsoidą Maclaurina*. Oznaczając spłaszczenie przez $\varepsilon = c/a$ otrzymujemy:

$$\chi = \varepsilon \frac{(2\varepsilon^2 + 1) \arccos \varepsilon - 3\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{(1 - \varepsilon^2)^{3/2}} \quad \text{VS} \quad \chi = \frac{4}{3} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)$$

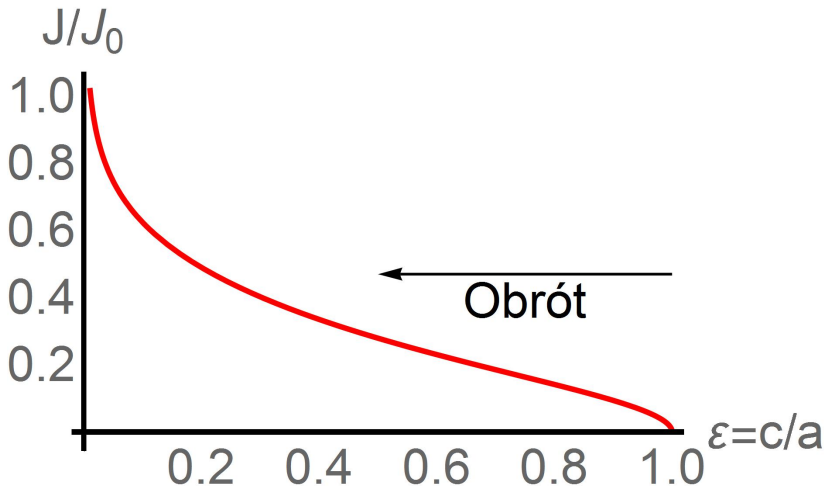
Elipsoida Maclaurina: Ω , wymiary, moment pędu



oporcje elipsoidy o stałej objętości



Elipsoida Maclaurina: Ω , wymiary, moment pędu



Elipsoida Maclaurina: podsumowanie

Elipsoidy Maclaurina tworzą ciąg obracających się elipsoid **obrotowych** o stale rosnącym **momencie pędu** J .

- dla $J = 0$ figurą równowagi jest kula
- dla $J < J_c$ prędkość kątowna elipsoidy rośnie, i ulega ona spłaszczeniu
- dla $J = J_c$ elipsoida Maclaurina osiąga maksymalną możliwą prędkość kątową (dla Ziemi, $\rho \simeq 5.5 \text{ g/cc}$, $T_{obr} \simeq 147 \text{ minut}$)

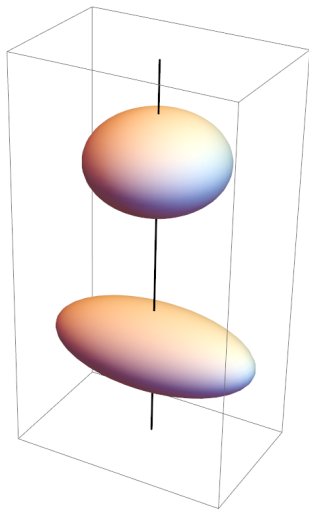
$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} \simeq 0.22, \quad \varepsilon \simeq 0.36767$$

- dalsze zwiększanie momentu pędu powoduje jeszcze większe spłaszczenie, ale od tego miejsca prędkość kątowna Ω **maleje**
- dla $J \rightarrow \infty$ elipsoida Maclaurina degeneruje się do nieskończenie cienkiego „placka” który praktycznie pozostaje w spoczynku

Elipsoida Jacobiego

Zanim jeszcze elipsoida Maclaurina osiągnie maksymalną prędkość kątową dochodzi do *bifurkacji* (spontanicznego złamania symetrii) w kierunku trójosiowej *elipsoidy Jacobiego*. Powyżej punktu bifurkacji istnieją 2 rozwiązania o tym samym momencie pędu.

Ciekawa wizualizacja bifurkacji: Jos Leys/Etienne Ghys, The shape of Planet Earth



Limity stabilności rotacyjnej

Używa się kilku miar stopnia rotacji układów samograwitujących:

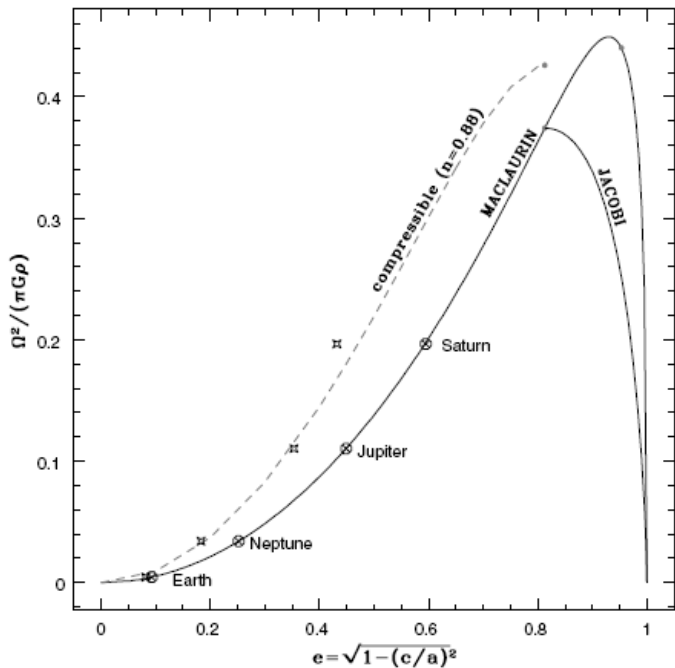
- bezwymiarowa prędkość kątowna

$$\chi = \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}$$

- moment pędu J
- stosunek rotacyjnej energii kinetycznej E_k do grawitacyjnej energii wiązania E_g

$$\beta = \frac{E_k}{|E_g|}$$

Z twierdzenia wirialnego $0 \leq \beta < 0.5$. Punkt bifurkacji do elipsoidy Jacobiego pojawia się dla $\chi = 0.187, \beta = 0.1375$, niestabilność dynamiczna elipsoidy Jacobiego $\beta \simeq 0.16$, Maclaurina $\beta \simeq 0.27$.



Warto przy okazji wspomnieć o równolegle rozwijanej analogicznej teorii rotującej cieczy z napięciem powierzchniowym.

- motywacją model kroplowy jądra atomowego
- odpychanie elektrostatyczne zamiast przyciągania
- napięcie powierzchniowe daje energię wiązania

Przyrównując energię napięcia powierzchniowego do grawitacyjnej dla jednorodnej kuli mamy

$$4\pi R^2\sigma = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad \rightarrow \quad M = \frac{5\sigma}{G\rho}$$

Dla wody napięcie powierzchniowe $\sigma \simeq 0.072 \text{ N/m}$ co daje przewagę sił samograwitacji już dla $M > 1000$ ton ($R > 10$ metrów). Dla materii jądrowej $\sigma \sim 1.25 \text{ MeV/fm}^2$, czyli $M > 10^{10}$ kg (masa małej asteroidy).

Elipsoida Dedekinda (Riemanna, Dirichleta)

Pole prędkości v (v_x, v_y, v_z): $v_x = -q \zeta y$, $v_y = (1 - q) \zeta x$, $v_z = 0$,

$$\nabla \times v = \zeta e_z$$

Z równania elipsoidy wynika wektor normalny

$$G(x, y, z) = \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1 = 0 \rightarrow n = \nabla G = (2x/a^2, 2y/b^2, 2z/c^2)$$

Warunek, że ciecz „nie wypływa” z elipsoidy, $n \cdot v = 0$, daje

$$q = \frac{a^2}{a^2 + b^2}, \quad 1 - q = \frac{b^2}{a^2 + b^2}$$

Równania ruchu „elementu cieczy” – linii prądu:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = -q \zeta y$$

$$v_y = \frac{dy}{dt} = (1 - q) \zeta x$$

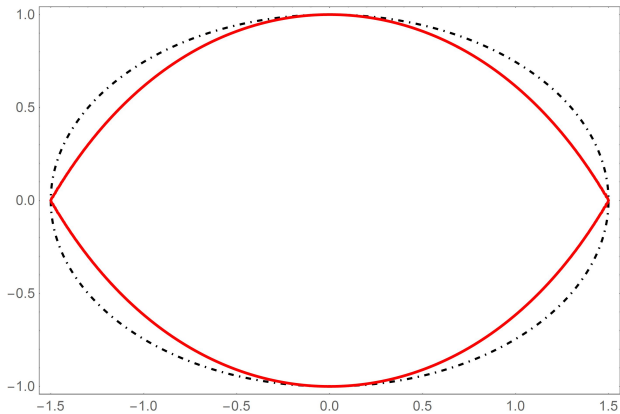
Podstawienie $x = A e^{i\Omega t}$, $y = B e^{i\Omega t}$ daje związek pomiędzy wirowością ζ elipsoidy Dedekinda a prędkością kątową Ω elipsoidy Jacobiego

$$\begin{bmatrix} i\Omega & -q \zeta \\ (1 - q) \zeta & i\Omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = 0 \quad \zeta = \frac{a^2 + b^2}{ab} \Omega$$

Model Roche'a

Zakładając, że cała masa rotującego obiektu jest skupiona w centrum, otrzymujemy równanie powierzchni:

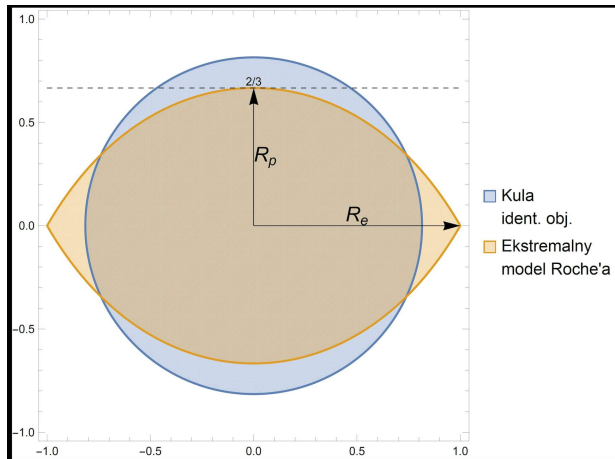
$$\frac{GM}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \frac{1}{2}\Omega^2 r^2 = \text{const} = \frac{GM}{R_p}$$



Model Roche'a

Zakładając, że cała masa rotującego obiektu jest skupiona w centrum, otrzymujemy równanie powierzchni:

$$\frac{GM}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \frac{1}{2}\Omega^2 r^2 = \text{const} = \frac{GM}{R_p}$$



SCIEŻKA MACLAURINA

- ciało o stałej gęstości
- kurczenie się
- rozpad
- fragmenty wchodzą na:
 - - ścieżkę Roche'a
 - - ścieżkę Maclaurina

SCIEŻKA ROCHE'A

- ciało o prawie punktowym jądrze
- kurczenie się
- wypływ materii z równika
- powstanie dysku
- jądro lub obiekty dysku wchodzą na:
 - - ścieżkę Roche'a
 - - ścieżkę Maclaurina

Rotacja różniczkowa

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{1}{\rho} \nabla P + \vec{g} \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1b)$$

- interesują nas rozwiązania, dla których prędkość \vec{v} jest funkcją wyłącznie współrzędnych (nie zależy od czasu)

Pochodna substancjonalna (operator $\vec{v} \cdot \nabla$)

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{v}(t, x(t), y(t), z(t))}{dt} &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \frac{dz}{dt} \\ &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{v} \end{aligned}$$

Równanie „Bernoulego” (Gromeki-Lamba)

Korzystając z tożsamości

$$(\vec{v}\nabla)\vec{v} = \frac{1}{2}\nabla v^2 - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v})$$

równanie Eulera w przypadku stacjonarnym można przepisać jako:

$$\nabla(h + \Phi_g + \frac{1}{2}v^2) = \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}).$$

Jeżeli wyraz po prawej jest równy zeru lub jest gradientem pewnej funkcji, otrzymujemy **równanie Bernoulego**

$$h + \Phi_g + \frac{1}{2}v^2 = \text{const.}$$

„Czysta rotacja”

Jednym z przypadków, kiedy można wprowadzić równanie Bernouliego jest tzw. „czysta rotacja”:

$$\vec{v}(r, z, \phi) = \Omega(r, z)r \vec{e}_\phi.$$

W ogólności stacjonarne pole prędkości \vec{v} musi spełniać równanie

$$\text{rot}(\vec{v} \times \text{rot}\vec{v}) \equiv \nabla \times (\vec{v} \times (\nabla \times \vec{v})) = 0.$$

Podstawienie czystej rotacji do powyższego równania daje:

$$2r\Omega(r, z) \frac{\partial \Omega(r, z)}{\partial z} = 0.$$

Przykład pola prędkości, które **nie jest** rotacją, a spełnia powyższe równanie, znajdujemy w elipsoidach Dedekinda.

Twierdzenie Poincare-Wavre

Grawitacja powierzchniowa (ang. effective gravity) G to suma natężenia pola grawitacyjnego \vec{g} i przyspieszenia odśrodkowego

$$\vec{G} = \vec{g} + r \Omega(r, z)^2 \vec{e}_r. \quad (2)$$

Dla samograwitującego ciała w stanie stacjonarnym o czystej rotacji poniższe zdania są równoważne:

- (i) *Rotacja jest cylindryczna: $\Omega = \Omega(r)$.*
- (ii) *Powierzchnie $\rho = \text{const}$ and $p = \text{const}$ pokrywają się.*
- (iii) *Grawitacja powierzchniowa \vec{G} ma potencjał*
- (iv) *Wektor \vec{G} jest prostopadły do izobar $P = \text{const}$ (w szczególności do powierzchni $P = \rho = 0$).*

Obiekt spełniający powyższe założenia nazywamy *barotropą*. Spełnia ona równanie

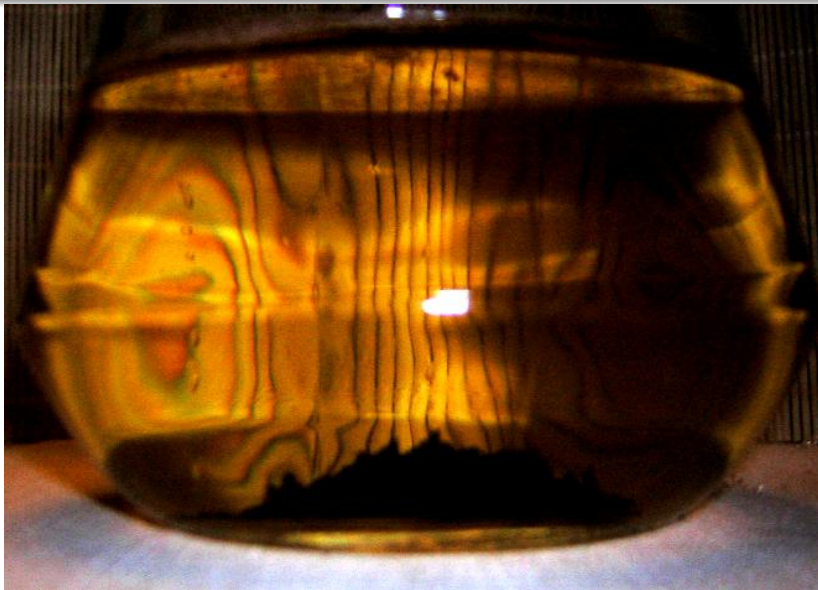
$$h(r, z) + \Phi_g + \Phi_c = C,$$

gdzie $\Phi_g = \int \Omega^2 r dr$ to potencjał odśrodkowy.

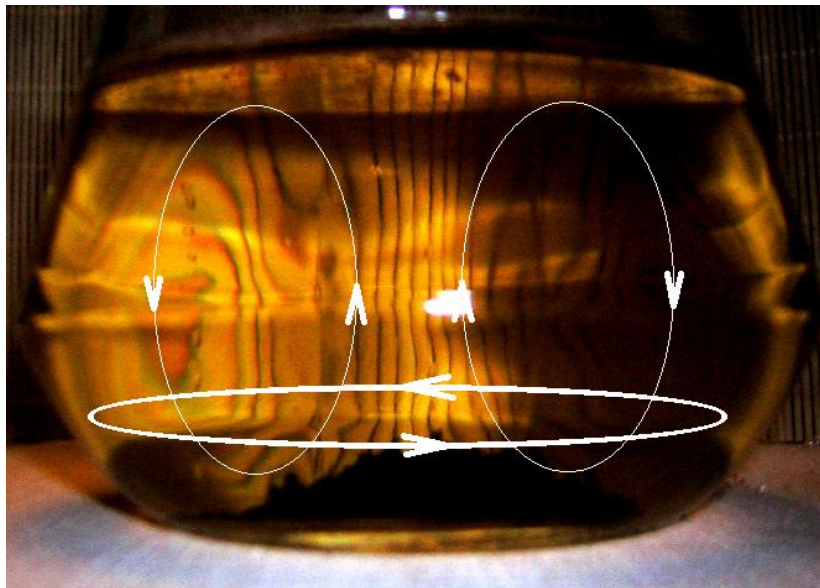
Cyrkulacja południkowa



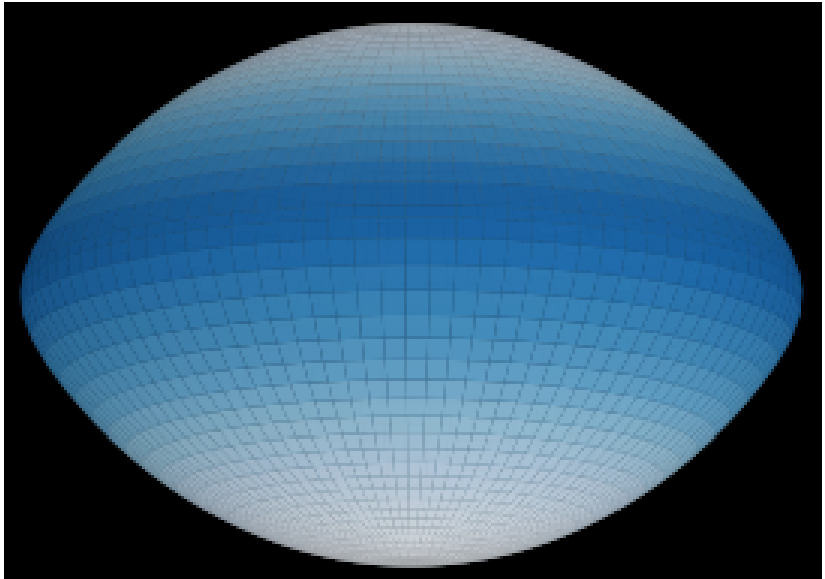
Cyrkulacja południkowa



Cyrkulacja południkowa



Realistyczna gwiazda: α Eri (ESTER)



Paradoks von Zeipela, rotacja 1D

Dołączenie do opisu równowagi hydrostacjonarnej barotropy, równania na transport energii daje układ równań który jest sprzeczny. Sytuację określamy jako *paradoks von Zeipela*.

Sytuacja ta jest powszechnie ignorowana w astrofizyce, i modelowanie rotujących „gwiazd” rozbija się na 2 kategorie:

- rotujące barotropy z $\Omega = \Omega(r)$, które są w równowadze hydrostatycznej, ale nie termicznej
- obiekty z rotacją powłokową (ang: shellular rotation, 1D) z $\Omega = \Omega(m) \equiv \Omega(\sqrt{r^2 + z^2})$, które nie są w równowadze mechanicznej, ale są w równowadze termicznej

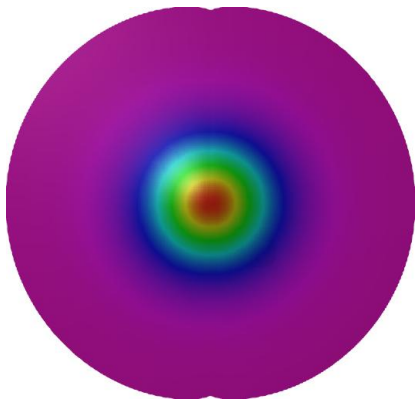
Dyski akrecyjne

Pomimo bliskiego matematycznego pokrewieństwa z rotującymi różnicowo gwiazdami, teorię *dysków akrecyjnych* rozpatruje się osobno. Różnice to:

- 1 topologia typu torusa
- 2 punktowa masa centralna w środku (np: czarna dziura)
- 3 inne mechanizmy produkcji energii (np: tarcie)

W pierwszym przybliżeniu, równanie barotropy daje

$$h(r, z) = h_0(\sqrt{r^2 + z^2}) - \Phi_c + \Delta C$$



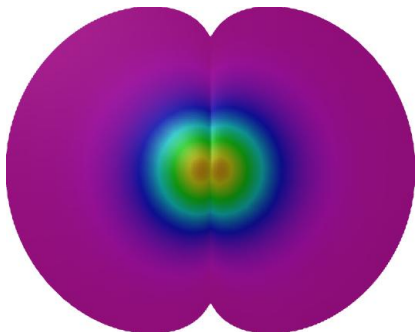
Dyski akrecyjne

Pomimo bliskiego matematycznego pokrewieństwa z rotującymi różnicowo gwiazdami, teorię *dysków akrecyjnych* rozpatruje się osobno. Różnice to:

- 1 topologia typu torusa
- 2 punktowa masa centralna w środku (np: czarna dziura)
- 3 inne mechanizmy produkcji energii (np: tarcie)

W pierwszym przybliżeniu, równanie barotropy daje

$$h(r, z) = h_0(\sqrt{r^2 + z^2}) - \Phi_c + \Delta C$$



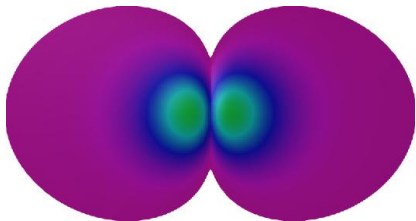
Dyski akrecyjne

Pomimo bliskiego matematycznego pokrewieństwa z rotującymi różnicowo gwiazdami, teorię *dysków akrecyjnych* rozpatruje się osobno. Różnice to:

- 1 topologia typu torusa
- 2 punktowa masa centralna w środku (np: czarna dziura)
- 3 inne mechanizmy produkcji energii (np: tarcie)

W pierwszym przybliżeniu, równanie barotropy daje

$$h(r, z) = h_0(\sqrt{r^2 + z^2}) - \Phi_c + \Delta C$$

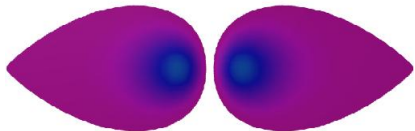


Pomimo bliskiego matematycznego pokrewieństwa z rotującymi różnicowo gwiazdami, teorię *dysków akrecyjnych* rozpatruje się osobno. Różnice to:

- 1 topologia typu torusa
- 2 punktowa masa centralna w środku (np: czarna dziura)
- 3 inne mechanizmy produkcji energii (np: tarcie)

W pierwszym przybliżeniu, równanie barotropy daje

$$h(r, z) = h_0(\sqrt{r^2 + z^2}) - \Phi_c + \Delta C$$



Chcesz wiedzieć więcej?



Seminarium Astrofizyczne, każda środa 12:30, A-1-08 +
streaming przez Microsoft Teams