13 Mechanizmy wzbudzania pulsacji

W Słońcu, mody oscylacji wzbudzane są przez turbulencję. Tak wzbudzane mody p i f osiągają bardzo niskie amplitudy ($\sim$ 10 cm/s, 1-10 mmag) i, oprócz Słońca, zostały dotąd wykryte tylko w 3 obiektach. Pulsacje o znacznych amplitudach, takich jakie spotykamy u Cefeid, gwiazd RR Lyrae czy typu Mira Ceti, wzbudzane są w wyniku niestabilności modów. Mod oscylacji jest niestabilny jeśli gwiazda podlegająca opisaną nim okresową zmianą, działa tak jak silnik cieplny.

Rozważmy wartswę gwiazdy o grubości dM_r wykonującą okresową zmianę. O tym czy będzie ona zyskiwała energię decyduje znak wielkości

$$w = \oint_{\Pi} dtT\frac{ds}{dt}, \tag{309}$$

gdzie całkę wykonuje się po okresie pulsacji. Zysk odpowiada $w > 0$. Warstwa działa tak jak silnik cieplny, jeśli zyskuje energię w fazie gdy jej tempertatura jest powyżej średniej wartości, a traci gdy jest poniżej. Wyliczymy to wyrażenie dla małych zaburzeń wokół stanu równowagi cieplnej($(\frac{ds}{dt})_0 = 0$). W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń mamy

$$w = \oint_{\Pi} dt\frac{\delta T}{T}T\frac{d\delta s}{dt}. \tag{310}$$

Z równania (206), zachowując tylko liniowe wyrazy, dostajemy

$$T\frac{ds}{dt} = \delta(\epsilon - \frac{\mathrm{div}\mathbf{F}}{\rho}). \tag{311}$$

Ponieważ zawsze ma miejsce nierówność

$$\frac{\partial\epsilon}{\partial T} > 0,$$

to widzimy, że reakcje jądrowe działają zawsze destabilizująco na mody pulsacji.

O stabilności modu decyduje bilans strat i zysków w całej gwieździe, a zatem znak wielkości

$$W = \int dM_r,$$

zwanej *całką* pracy. Z powodu małych amplitud w jądrach Cefeid i gwiazd typu RR Lyrae, destabilizujące działanie reakcji jądrowych nie odgrywa roli w ich pulsacjach. Nie odgrywa też roli w żadnych ze znanych gwiazd pulsujących. O wzbudzaniu pulsacji w całym pasie Cefeid (patrz rys.15), a także we wszystkich gwiazdach pulsujących typu B decyduje zachowanie się współczynnika nieprzezroczystości w cyklu pulsacji.

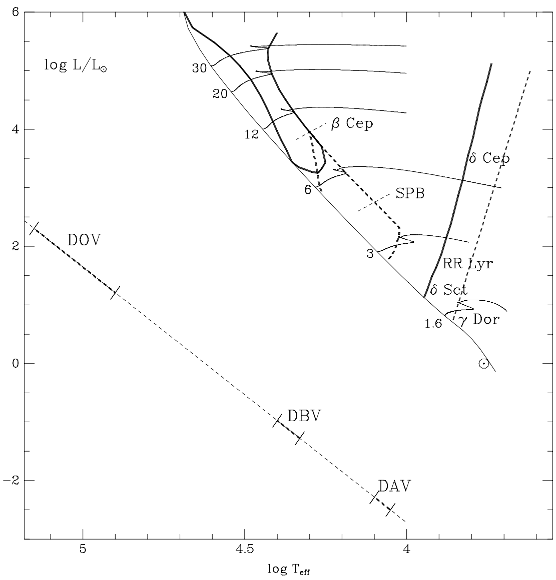

Figure 15: Gwiazdy pulsujące na teoretycznym diagramie H-R

Aby zobaczyć kiedy zaburzenia nieprzezroczystości mogą działać destabilizująco, zapiszemy (311) dla przypadku zaburzeń radialnych i zaniedbamy ϵ. Mamy wtedy

$$w = -\oint_{\Pi} dt \frac{\delta T}{T} \frac{d\delta L_r}{dM_r}. \tag{312}$$

Ze wzoru (172) na strumień promienisty, mamy

$$\frac{\delta L_r}{L_r} = -\frac{\delta\kappa}{\kappa} + ..., \tag{313}$$

co pozwala nam na sformułowanie warunku na destabilizujące dzilanie zaburzeń nieprzezroczystości. Widzimy, że ma ono miejsce wtedy gdy w fazie wysokiej temperatury względna zmiana nieprzezroczystości rośnie na zewnątrz.

Oczywiście nie jest to warunek wystarczający dla niestabilności, bo w (313) uwzględniliśmy tylko jeden z kilku składniów.

W gwiazdach, w których otoczkach większość energii przenoszona jest drogą konwekcji, może działać inny mechnanizm destabilizacji modów. Można pokazać, że w równowadze konwektywnej, dodatniemu zaburzeniu temperatury odpowiada ujemne zaburzenie pochodnej strumienia konwektywnego, co jak wynika z (312) prowadzi do $w > 0$. Mechanizm jest efektywny tylko dla oscylacji dostatecznie powolnych, a więc dla modów g. Odpowiada on za oscylacje białych karłów typów DAV i DAB. Być może też za oscylacje gwiazd typu γ Doradus, leżących pasie ciągu głównego.