

С. А. ЖЕВАКИН

О СДВИГАХ ФАЗ МЕЖДУ КОЛЕБАНИЯМИ БЛЕСКА И КОЛЕБАНИЯМИ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ У ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 16 VI 1954)

Поток энергии при лучистом переносе определяется выражением

$$L = -\frac{4\pi c a T^3}{3\kappa\rho} \frac{\partial T}{\partial r} 4\pi r^2, \quad (1)$$

где c — скорость света; a — постоянная Стефана — Больцмана; ρ — плотность; κ — коэффициент непрозрачности Росселанда; r — расстояние до центра звезды. Чтобы получить величину относительного изменения потока излучения во время бесконечно малых колебаний звезды, возьмем от выражения (1) логарифмическую вариацию. Мы найдем:

$$\frac{\delta L}{L} = -1,85 \frac{\delta\rho}{\rho} + 3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta(\partial T/\partial r)}{\partial T/\partial r}, \quad (2)$$

где учтено, что при принятом нами химическом составе звезды (15% гелия и 85% водорода) коэффициент непрозрачности поглощающей части зоны критической ионизации He II может быть, согласно расчетам И. Ц. Ляст, аппроксимирован формулой $\kappa = \kappa_0 \rho^{0,85} T^{-0,65}$.

Чтобы уяснить себе, каким образом возникает отставание фазы колебаний потока излучения при его прохождении через ионизированную зону, рассмотрим колебания звезды и зоны при помощи векторной диаграммы рис. 1 сначала в квазиadiaбатном приближении (1). Вследствие того, что определяемый соотношением $(\delta T/T)_{\text{кв. ад}} = (\gamma_1 - 1) (\delta\rho/\rho)_{\text{кв. ад}}$ индекс адиабаты в зоне критической ионизации He II понижается и становится равным $\gamma_1 = 1,25 \div 1,35$ (2), входящий в (2) член $-1,85 (\delta\rho/\rho)_{\text{кв. ад}}$ (изображенный на векторной диаграмме рис. 1 пунктиром) может превысить там по абсолютной величине сумму членов $\left(3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta(\partial T/\partial r)}{\partial T/\partial r}\right)_{\text{кв. ад}}$ (изображенную на рис. 1 также пунктиром; отметим кстати, что первый член этой суммы значительно превышает два других).

При учете неadiaбатности колебаний, как это довольно очевидно непосредственно и подтверждается расчетом при помощи дискретной модели, изображенные на рис. 1 пунктиром вектора, соответствующие квазиadiaбатному приближению, поворачиваются и становятся равными векторам, изображенным на рис. 1 сплошными линиями; гео-

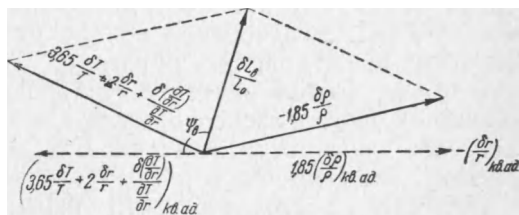


Рис. 1

метрическая сумма этих векторов $\delta L_b / L_0$ изображает вектор относительных колебаний потока излучения, выходящего из ионизированной зоны (модуль вектора изображает относительную амплитуду колебаний потока излучения, угол ψ_b изображает запаздывание по фазе эпохи максимума потока излучения относительно эпохи максимума сжатия звезды).

При увеличении неадиабатности колебаний (которое может быть достигнуто, например, уменьшением коэффициента непрозрачности в нашей модели звезды и соответственным увеличением равновесной величины потока излучения L_0) вектор $\delta L_b / L_0$ поворачивается слева направо, а угол запаздывания ψ_b уменьшается при этом от 180° до 0° . Отсюда следует, что ионизированная зона способна создать сдвиг фазы $\psi_b \approx 90^\circ$ и что он появится лишь в том случае, если колебания зоны будут не слишком неадиабатны. Из рис. 1 видно также, что для возникновения в зоне запаздывания фазы $\psi_b \geq 90^\circ$ одной неадиабатности колебаний недостаточно и что для этого необходимо осуществление в зоне дополнительного условия $1,85 \left(\frac{\delta p}{p} \right)_{\text{кв. ад}} | > | \left(3,65 \frac{\delta T}{T} + 2 \frac{\delta r}{r} + \frac{\delta (\partial T / \partial r)}{\partial T / \partial r} \right)_{\text{кв. ад}} |$ (эквивалентного условию $\left(\frac{\delta L}{L} \right)_{\text{кв. ад}} > 0$ при $\left(\frac{\delta r}{r} \right)_{\text{кв. ад}} > 0$).

Для количественной оценки степени неадиабатности колебаний данного слоя звезды удобно ввести параметр $y = \frac{(\delta T / T)_{\text{неад}}}{(\delta T / T)_{\text{ад}}}$, представляющий собой отношение неадиабатного изменения температуры, возникающего из-за оттока или притока тепла (которые в целях простоты при определении величины y полагаются равными рассчитанным из квазиадиабатного приближения), к адиабатному, определенному из теории адиабатных пульсаций.

Расчет показывает, что если параметр неадиабатности колебаний данного слоя $y > 2$, то такой слой неспособен к заметному поглощению потока излучения и, следовательно, неспособен заметно изменить амплитуду или фазу колебаний проходящего через него потока излучения. Это понятно и непосредственно. Действительно, предположим на мгновение обратное. Тогда поглощенное при сжатии слоя тепло, вызвав заметное неадиабатное нагревание слоя (ибо $y > 2$), должно будет, согласно формуле $\kappa = \kappa_0 r^{0,85} T^{-0,65}$, уменьшить коэффициент непрозрачности этого слоя. Вследствие этого слой станет прозрачным для излучения и «выпустит» задержанное им тепло.

Нетрудно сообразить, что параметр неадиабатности колебаний ионизированной зоны y_z определяется глубиной ее расположения в звезде, которая при заданном химическом составе, в свою очередь, определяется медианной эффективной температурой поверхности звезды и величиной ускорения тяготения g в оболочке звезды. Чем больше ускорение g и чем больше эффективная температура поверхности звезды, тем больше будет параметр неадиабатности колебаний y_z .

Допустим, что параметр y_z , характеризующий неадиабатность колебаний ионизированной зоны (т. е. области b , см. рис. 3), приближается к предельному, при котором зона еще в состоянии поглотить поступающий во время сжатия звезды из области a прирост потока излучения и создать у колебаний потока излучения запаздывание на угол $\psi_b \approx 90^\circ$ ($\lg y_z \approx 0,2$, $y_z \approx 1,3$, см. рис. 2). Тогда область c , будучи наружной по отношению к области b и, следовательно, более разреженной, будет вследствие этого обладать столь большой неадиабатностью колебаний ($y_c \approx 5$), что окажется неспособной существенно изменить «сформированную» ионизированной зоной амплитуду и фазу колебаний потока излучения. Поток излучения выйдет на поверхность звезды с тем сдвигом фазы $\psi \approx 90^\circ$ и с той уменьшенной в 3—

10 раз амплитудой колебаний (в сравнении с амплитудой колебаний потока излучения, поступающего в зону из области a), которые были созданы ионизированной зоной. Мы приходим к явлению цефеид.

Допустим теперь, что параметр неадиабатности колебаний ионизированной зоны относительно невелик ($-0,35 < \lg y_3 < -0,2$, т. е. $0,45 < y_3 < 0,65$, что будет у звезд с низкой поверхностной температурой и с малым ускорением тяготения). Тогда и область c окажется обладающей относительно малой неадиабатностью колебаний ($y_c \approx 1,3 \div 1,9$). Поэтому она будет способна «переформировать» колебания потока излучения, сформированные перед тем ионизированной зоной. Так как в области c индекс адиабаты близок к значению $\gamma = 5/3$ *, то при квазиадиабатных колебаниях область c , в противоположность ионизированной зоне, будет при сжатии звезды терять энергию через излучение (ибо там $(\delta L / L_0)_{\text{кв. ад}} < 0$), а не задерживать ее. При переходе к рассмотрению неадиабатных колебаний необходимо будет теперь учесть, что лежащая глубже области c ионизированная зона (т. е. область b) «перехватит» прирост потока излучения, возникающий в области a при сжатии звезды, не допуская поступления его в область c (если бы ионизированная зона He II отсутствовала, то потеря тепла областью c наружу (при сжатии) компенсировалась бы примерно равным поступлением энергии изнутри звезды, т. е. колебания области c , несмотря на малую плотность содержащейся в ней материи, оказались бы близки к адиабатным). Вследствие этого неадиабатные колебания области c будут таковы, что при сжатии звезды область c будет терять, а не получать тепло. Отсюда следует, что фаза и амплитуда колебаний у выходящего из области c потока излучения будут определяться векторной диаграммой типа получающейся из диаграммы для ионизированной зоны (рис. 1) в результате зеркального отображения последней относительно горизонтальной оси, совпадающей с вектором $(\delta r / r)_{\text{кв. ад}}$. Итак, в этом случае мы будем наблюдать не отставание максимума потока излучения относительно максимума сжатия звезды на угол $\psi \approx +90^\circ$, а опережение на такой же угол (т. е. $\psi \approx -90^\circ$). Мы приходим, таким образом, к характерному для долгопериодических переменных сдвигу фаз между колебаниями блеска и колебаниями радиуса звезды.

При непрерывном переходе от случая долгопериодических переменных ($-0,35 < \lg y_3 < -0,25$) к случаю цефеид ($-0,15 < \lg y_3 < 0,3$) мы должны будем получить, очевидно, в промежуточном интервале $-0,25 < \lg y_3 < -0,15$ соответствующее непрерывное изменение величины сдвига фазы ψ от значений $\psi \approx -90^\circ$ к значениям $\psi \approx +90^\circ$.

Для подтверждения этого, а также и всего вышеизложенного, мы рассчитали неадиабатные колебания 4-слойной дискретной (сферической) модели оболочки⁽³⁾ переменной δ Cephei, радиус которой мы приняли равным $R_0 = 3,36 \cdot 10^{12}$ см⁽⁴⁾, массу равной $M = 6,75 M_\odot$ ⁽¹⁾ и содержание гелия 15% по числу атомов. По этим данным мы путем численного интегрирования уравнений механического и теплового равновесия стационарных атмосфер определили распределение температуры и плотности в оболочке. Росселандов коэффициент непрозрачности оболочки был взят при этом из выполненных по нашему предложению расчетов И. Ц. Ляст, которые более точны, чем расчеты⁽⁵⁾, хотя и отличаются от последних не более, чем на 5%. Результаты, получившиеся при решении уравнений, описывающих

* Несмотря на то, что в области c расположены зоны критической ионизации He I и H, эту область в целом можно рассматривать обладающей эффективным значением $\gamma = 5/3$. Последнее связано с тем, что зоны критической ионизации He I и H расположены в столь неадиабатных слоях звезды-сверхгиганта, что уже не могут оказать существенного влияния на амплитуду и фазу колебаний проходящего через них потока излучения.

бесконечно малые колебания 4-слойной модели оболочки, изображены на рис. 2. Вдоль оси абсцисс отложен логарифм параметра неадиабатности колебаний средней части зоны критической ионизации He II (т. е. той ее части, где гелий наполовину двукратно ионизирован). Кривая *a* изображает величину сдвига фазы ψ по выходе из звезды; кривая *b* — отношение *d* амплитуды колебаний потока излучения по выходе из звезды к амплитуде колебаний потока при его входе в зону ионизации He II. Пунктиром изображены те части кривых, для которых диссипация колебательной энергии $W > 0$ и которые поэтому соответствуют затухающим колебаниям и не осуществляются. Эти части определялись по формуле (1) ⁽¹⁾ при помощи решения уравнений колебаний дискретной модели оболочки и при помощи решения уравнений квазиадиабатных колебаний внутренней по отношению к зоне

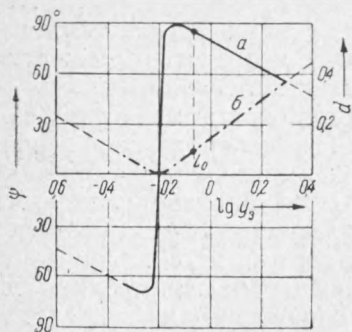


Рис. 2

области *a* в предположении, что последняя построена по политропе $n = 3$ (см. табл. 1 ⁽²⁾). Отметим, что максимальная величина отрицательной диссипации оказалась при $\lg y_3 = -0,15$. Вертикальная пунктирная прямая обозначает положение на рис. 2 переменной δ Cephei, отвечающее значению $\lg y_3 = -0,07$, которое получается для наблюдаемой величины светимости δ Cephei $L_0 = 8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек (отметим, что параметр y_3 пропорционален величине L_0). Мы видим, что наша модель переменной δ Cephei ($R_0 = 3,36 \cdot 10^{12}$ см, $M = 6,75 M_{\odot}$, $L_0 = 8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек) действительно является цефеидой, т. е. в ней осуществляется не опережение, а запаздывание эпохи максимума блеска относительно эпохи максимума сжатия звезды на $\sim 1/4$ периода колебания ($\psi \approx +90^\circ$).

Меняя параметры модели оболочки (в качестве которых можно взять поверхностную медианную температуру звезды $T_{эф}$ и ускорение тяготения g в оболочке), мы будем менять значения y_3 и передвигаться тем самым вдоль оси абсцисс рис. 2. Те звезды «большой последовательности», для которых значения $T_{эф}$ и g таковы, что значения $\lg y_3$ попадают в интервал $-0,25 < \lg y_3 < -0,15$, в котором величины ψ и *d* быстро меняются, должны принадлежать к типу неправильной переменности. Действительно, наблюдаемые, например, у долгопериодических переменных случайные (флуктуационные) изменения потока излучения на 10—20% (что отвечает $0^m,1 \div 0^m,2$ звездной величины) вызовут в этом случае изменения величины $\lg y_3$ на $0,04 \div 0,08$, что, согласно графикам рис. 2, будет достаточно для того, чтобы обусловить соответствующие хаотические изменения амплитуды колебаний потока излучения в 4—5 раз и изменения фазы колебаний потока излучения ψ в пределах от -90 до $+90^\circ$.

Мы приходим, таким образом, к интерпретации неправильной звездной переменности.

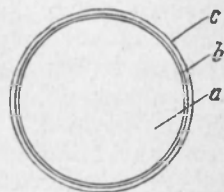


Рис 3

Горьковский государственный университет

Поступило
16 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. А. Жевакин, ДАН, **99**, № 2 (1954). ² С. А. Жевакин, Астр. журн., **30**, 161 (1953). ³ С. А. Жевакин, там же, **31**, 141 (1954); **31**, 335 (1954). ⁴ A. S. Wesselink, B. A. N., **10**, 256 (1947). ⁵ E. Vitense, Z. f. Ap., **28**, 81 (1951).