

С. А. ЖЕВАКИН

К ТЕОРИИ ЗВЕЗДНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ

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

«Большая последовательность» переменных звезд класса I и «большая последовательность» переменных звезд класса II (по Бааде) характеризуется каждая своими собственными соотношениями период—спектр и период — светимость⁽¹⁾. Существование этих общих соотношений, связывающих воедино входящие в каждую из последовательностей переменные звезды типа цефеид, типа полуправильных и неправильных переменных и типа долгопериодических переменных, заставляет предположить общность природы переменности этих типов звезд.

И действительно, теория поддержания автоколебаний звезд при помощи отрицательной диссипации, создаваемой зоной критической ионизации He II^(2,3), позволяет дать с общей, единой точки зрения объяснение разнообразным проявлениям переменности, наблюдаемым у звезд «большой последовательности».

Теория, претендующая на объяснение природы звездной переменности, в первую очередь должна: 1) указать причину, поддерживающую автоколебания звезды; 2) дать истолкование соотношениям период — спектр и период — светимость и истолкование особенностей расположения переменных звезд различных типов на диаграмме Расселя, в частности, объяснить, почему звездная переменность свойственна лишь сверхгигантам и не встречается, например, среди звезд главного ряда; 3) объяснить характерные для цефеид и для долгопериодических переменных сдвиги фаз между колебаниями блеска и колебаниями лучевой скорости (определяемой по доплер-смещению линий поглощения), а также объяснить природу неправильных изменений блеска, характерных для неправильных переменных; 4) согласовать между собой наблюдаемую амплитуду колебаний светимости с наблюдаемой амплитудой колебаний радиуса звезды; 5) приводить к правильному порядку величины амплитуды автоколебаний переменных звезд; 6) объяснить асимметрию кривой колебаний блеска и кривой колебаний лучевой скорости.

Теория, развитая нами к настоящему времени в линейном приближении, позволяет истолковать все указанные особенности за исключением содержащихся в пункте 6) и, частично, в пункте 2)*. Целью

* В отношении пункта 6) укажем, что его истолкование и не может входить в задачу теории, развитой лишь в линейном приближении, поскольку эффект асимметрии колебаний существенно нелинеен. Что касается пункта 2), то тут остается пока неясным, почему переменные звезды располагаются на диаграмме Расселя в виде узкого ряда; однако остальные особенности их расположения — то, что переменные звезды являются сверхгигантами, и то, что при перемещении вдоль «большой последовательности» от спектров класса A к спектрам класса M сначала появляются цефеиды (т. е. переменные, у которых наступление максимума блеска запаздывает на $\sim 1/4$ периода относительно эпохи максимума сжатия звезды), затем неправильные переменные и, наконец, долгопериодические (т. е. переменные, у которых максимум блеска наступает на $\sim 1/4$ периода раньше эпохи максимального сжатия звезды) — становятся понятными.

настоящей заметки является изложение физических основ теории (см. также ^(2,3)).

Зона критической ионизации He II расположена в звезде на глубине, отвечающей температуре $T = 35000 \div 55000^\circ$ ⁽²⁾. Для удобства изложения разобьем звезду на внутреннюю по отношению к зоне область a , на зону критической ионизации He II b и на атмосферу c , лежащую над зоной (см. рис. 1).

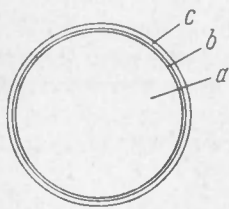


Рис. 1. Области звезды a , b и c . Относительный масштаб слоев

Пусть звезда совершает радиальные колебания на фундаментальной частоте. Диссипация механической колебательной энергии звезды за время периода колебаний в случае малых колебаний определится выражением ^(2,4)

$$W = - \oint_a \frac{\delta T}{T} dQ - \oint_b \frac{\delta T}{T} dQ - \oint_c \frac{\delta T}{T} dQ, \quad (1)$$

где циклические интегралы берутся по циклу колебания, а вторые интегралы — по объемам областей a , b , c ; $\delta T/T$ означает относительное изменение температуры при колебаниях (синусоидальное во времени); dQ — тепло, поступающее при колебаниях в соответствующий элемент объема области a , b или c за время dt .

Используя теорему о среднем, можно переписать выражение (1) в виде

$$\begin{aligned} W &= - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_a dQ - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_b dQ - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_c dQ = \\ &= - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_a L_a dt - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_b (L_a - L_b) dt - \oint \left(\frac{\delta T}{T} \right)_c (L_b - L_c) dt, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\left(\frac{\delta T}{T} \right)_a$, $\left(\frac{\delta T}{T} \right)_b$, $\left(\frac{\delta T}{T} \right)_c$ — значения, усредненные по областям a , b , c , а L_a , L_b , L_c — потоки тепла, проходящие, соответственно, через внешние границы областей a , b , c .

Если диссипация W отрицательна, то это означает раскачивание колебаний, если положительна — их затухание; условие энергетического баланса $W = 0$ будет соответствовать автоколебаниям.

Из формулы (2) видно, что для возникновения в области b отрицательной диссипации необходимо, чтобы во время сжатия звезды, когда $\delta T/T > 0$, область b (ионизированная зона) поглощала тепло ($dQ > 0$), а во время расширения, когда $\delta T/T < 0$, его теряла ($dQ_b < 0$).

Возникновение отрицательной диссипации при колебаниях ионизированной зоны с лучистым переносом энергии* особенно просто можно понять из рассмотрения квазиadiaбатного приближения**. Так как в зоне критической ионизации He II величина γ_1 понижается до

* Можно показать, что, несмотря на конвективную неустойчивость зоны критической ионизации He II и обусловленную этим конвекцию, у гигантов и сверхгигантов лучистый перенос энергии преобладает в зоне над конвективным переносом, вследствие чего ионизированную зону гигантов и сверхгигантов нужно рассматривать как находящуюся в лучистом равновесии. Напротив, в ионизированных зонах карликов и субкарликов вследствие большой плотности их атмосфер конвекционный перенос энергии преобладает над лучистым. По этой причине карлики и субкарлики не могут пульсировать (можно показать, что зона с конвективным переносом энергии неспособна к поддержанию автоколебаний звезды).

** Под квазиadiaбатным приближением понимается такое приближение, в котором для рассматриваемой фазы колебания величина плотности потока энергии излучения определяется из распределения величины температуры и величины плотности в звезде, найденным в предположении адиабатности колебаний звезды.

значений $\gamma_1 = 1,25 \div 1,35$ ⁽²⁾, то температура T изменяется там при колебаниях звезды незначительно по сравнению с плотностью (ибо $(\frac{\delta T}{T})_{ад} = (\gamma_1 - 1) (\frac{\delta \rho}{\rho})_{ад}$ ⁽²⁾) и изменения плотности становятся определяющими для изменений величины коэффициента непрозрачности $\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}$ в зоне критической ионизации He II (как показали выполненные по нашему предложению расчеты И. Ц. Ляст, при содержании гелия 15% по числу атомов $m \approx 0,85$, $s \approx 0,65$). Поэтому при сжатии звезды (т. е. при увеличении плотности ρ) коэффициент непрозрачности зоны возрастает (или, если и убывает, то не так сильно, как в области a), при расширении звезды убывает (или, если и возрастает, то не так сильно, как в области a). Поэтому, согласно формуле (12) ⁽²⁾, зона должна будет при сжатии поглощать образовавшийся в это время прирост потока излучения, поступающего из области a , а при расширении звезды усиленно (по сравнению со случаем отсутствия зоны) излучать энергию наружу. Осуществляющееся таким образом «клапанное» действие ионизированной зоны сохраняется, как показывает расчет, и при не слишком неадиабатных колебаниях.

При достаточной степени негомологичности колебаний ⁽⁵⁾ (отвечающей, например, модели звезды, построенной по политропе индекса $n = 3$) окажется, что $(\frac{\delta T}{T})_b > (\frac{\delta T}{T})_a$, вследствие чего (см. формулу (2)) отрицательная диссипация, возникающая в области b , превысит по абсолютной величине положительную диссипацию, возникающую в области a (из-за большой неадиабатности колебаний области c диссипация там будет мала и, исключая случай долгопериодических переменных, ею можно будет пренебречь). В таком случае ионизированная зона окажется способной к возбуждению автоколебаний звезды.

Покажем теперь, что теория приводит к амплитуде автоколебаний звезды, согласующейся по величине с наблюдаемыми амплитудами. Для этого оценим способность ионизированной зоны к поглощению прироста потока излучения, возникающего в квазиадиабатной области a при сжатии звезды. Связанное с этим приростом увеличение поступления энергии в зону приводит к тому, что в течение полупериода колебания (фазы сжатия) ионизация зоны увеличивается. Прирост потока тепла в зону, происходящий при сжатии звезды, определяется, помимо прочего (см. формулу (12) ⁽²⁾), амплитудой колебаний звезды; полное количество тепла, поступающего при автоколебаниях в зону во время фазы сжатия, должно быть того же порядка, что и количество тепла, которое может быть поглощено ионизированной зоной (и пойти на ее ионизацию) во время сжатия звезды и связанного с ним перемещения состояния критической ионизации He II в более наружные слои звезды, уже не способные, вследствие малой адиабатности колебаний, к существенному поглощению. В противном случае (т. е. при чрезмерно большой амплитуде колебаний звезды) создаваемая ионизированной зоной отрицательная диссипация (ограниченная по величине поглощательной способностью зоны) окажется по абсолютному значению меньше положительной диссипации, возникающей в области a (которая пропорциональна квадрату амплитуды колебаний звезды). Как будет показано в следующей статье, при прохождении потока излучения через ионизированную зону его амплитуда колебаний уменьшается в 3—10 раз, а фаза колебаний получает запаздывание на угол $\psi_b \approx 90^\circ$. И то и другое, согласно формуле (2), будет связано с возникновением отрицательной диссипации. Поэтому для простоты можно принять, что имеет место поглощение зоной всего прироста потока излучения (относительно среднего значения L_0), возникающего в области a при сжатии. Пусть наблюдаемая величина амплитуды колебаний светимости есть δL_c . При-

нимая во внимание, что при входе в зону амплитуда колебаний потока излучения должна быть больше наблюдаемой в $3 \div 10$ раз (ниже мы берем среднее значение 5 раз), находим для величины энергии E , доставляемой в зону во время сжатия звезды за половину периода колебания: $E = 5\delta L_c \int_0^{P/2} \sin \omega t dt = 1,6 P \delta L_c$, где P — период колебаний.

Учитывая, что в равновесном состоянии ионизированная зона уже наполовину ионизирована, для величины энергии E_1 , которая может быть поглощена зоной при дальнейшей ее ионизации поступающим в нее потоком энергии, находим $E_1 \approx 0,5 \chi_1 \frac{e \Delta M}{m_{\text{He}}}$, где χ_1 — второй ионизационный потенциал гелия; e — относительное содержание гелия по массе; ΔM — масса ионизированной зоны; m_{He} — масса атома гелия. При автоколебаниях должно быть $E \approx E_1$, откуда для амплитуды автоколебаний светимости звезды получаем

$$\delta L_c \approx 0,63 \frac{E_1}{P}. \quad (3)$$

Применим эту формулу к определению амплитуды автоколебаний δ Cephei. Согласно Весселинку ⁽⁶⁾, переменная δ Cephei с периодом колебаний $P = 5,37$ дня имеет радиус $R_0 = 3,36 \cdot 10^{12}$ см, а светимость ее, в соответствии с недавней ревизией нуля-пункта соотношения период — светимость у классических цефеид на $-1^{\text{m}},5$ звездной величины, равна $L_0 = 8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек (что при радиусе $R_0 = 3,36 \cdot 10^{12}$ см соответствует эффективной поверхностной температуре $T_{\text{эфф}} = 5700^\circ$). Полагая средний молекулярный вес равным $\eta = 0,7$ (что соответствует содержанию гелия 40% по массе) и принимая в качестве модели δ Cephei политропу индекса $n = 3$ с массой $M = 6,75 M_\odot = 1,35 \cdot 10^{34}$ г (тогда период колебаний будет равен наблюдаемому), нетрудно по формулам теории политропных шаров найти распределение температуры и давления в оболочке звезды. Рассчитав по формулам работы ⁽²⁾ ионизацию He II в принятой нами модели оболочки звезды, найдем, что плотность материи в середине зоны ионизации равна $\rho = 5 \cdot 10^{-8}$ г/см³, толщина поглощающей части зоны, где величина $\tau_1 < 1,4$, равна $\Delta R = 8,8 \cdot 10^{10}$ см. Отсюда масса зоны получается равной $\Delta M = 4\pi R^2 \Delta R \rho = 5,3 \cdot 10^{29}$ г. Принимая во внимание, что $\chi_1 = 54,14$ эв, $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг, $m_{\text{He}} = 6,6 \cdot 10^{-24}$ г и что содержание гелия составляет 40% по массе ($e = 0,4$), находим $E_1 = 1,4 \cdot 10^{42}$ эрг. Подставляя это значение и значение $P = 5,37$ дней $= 4,64 \cdot 10^5$ сек. в формулу (3), получаем $\delta L_c = 1,9 \cdot 10^{36}$ эрг/сек.

Сопоставим полученную сейчас амплитуду автоколебаний потока излучения с данными наблюдений. Светимость δ Cephei равна $L_0 = 8,6 \cdot 10^{36}$ эрг/сек, болометрическая амплитуда $\Delta m = 0,56$ ⁽⁷⁾. Отсюда имеем $\delta L_c / L_0 = 0,25$, а $\delta L_c = 0,25 \cdot 8,6 \cdot 10^{36} = 2,15 \cdot 10^{36}$ эрг/сек.

Таким образом, вычисленная величина амплитуды колебаний светимости $1,9 \cdot 10^{36}$ эрг/сек близка к наблюдаемой величине $2,15 \cdot 10^{36}$ эрг/сек.

Физико-технический институт
Горьковского государственного
университета

Поступило
15 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. Payne-Gaposchkin, Astrophysics, A Topical Symposium, Toronto — London, 1951, Ch. 12. ² С. А. Жевакин, Астр. журн., 30, 161 (1953). ³ С. А. Жевакин, Астр. журн., 31, 141 (1954); 31, 335 (1954). ⁴ A. S. Ed-
dington, Internal Const. Stars, Cambridge, 1930. ⁵ С. А. Жевакин, Астр. журн.,
30, 52 (1953). ⁶ A. J. Wesselink, B. A. N., 10, 256 (1947). ⁷ E. Pettit,
S. Nicholson, Aph. J., 78, 320 (1933).