

Пульсации звезд

Ю.А.Фадеев

Звезды пребывают в неизменном состоянии на протяжении десятков и сотен миллионов лет благодаря почти равномерному выделению энергии термоядерного синтеза в центральной части звезды. Температура и плотность газа монотонно убывают от центра к поверхности, и в каждой точке звезды отрицательный градиент газового давления уравновешивает силу тяжести всех выше лежащих слоев вещества. Однако при гидростатическом равновесии, наряду с очень медленными изменениями радиуса и светимости звезды, сопровождающими термоядерный синтез, могут возникать звездные пульсации — периодические движения вещества около состояния равновесия. В простейшем случае это радиальные пульсации, при которых амплитуда и фаза смещения элементарного объема газа зависят только от расстояния до центра, т.е. звезда всегда сохраняет сферическую форму. Периоды радиальных пульсаций составляют от нескольких часов до сотен суток — в зависимости от размеров звезды и распределения плотности газа вдоль радиуса. У одних пульсирующих звезд изменения радиуса и соответственно светимости пренебрежимо малы, тогда как у других величина смещения внешних слоев сравнима с радиусом звезды, а светимость изменяется в 2–3 раза. Скорость движения внешних слоев пульсирующих звезд измеряется десятками километров в секунду. Несколько пульсирующих переменных звезд были известны уже в древности, одна-



Юрий Александрович Фадеев, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института астрономии РАН. Область научных интересов — гидродинамические процессы в звездах.

ко природа переменности их блеска стала понятна лишь в XX в.

В звездах могут возникать и более сложные нерадиальные пульсации, для описания которых необходимо использовать все три пространственные координаты. В этом случае одни участки поверхности звезды смещаются вдоль радиуса в сторону от центра, а другие — в противоположном направлении. Для наблюдателя звезда представляется точкой, поэтому изменения потока излучения, которое испускают различные участки обращенной к наблюдателю звездной поверхности, частично компенсируют друг друга, и результирующая амплитуда изменений блеска нерадиально пульсирующей звезды редко превосходит 1%. Периоды нерадиальных звездных пульсаций измеряются минутами и часами. Возможность регистрировать столь быстрые и малые изменения блеска появилась лишь во второй половине XX в. благодаря увеличению точности астрономических измерений.

Способность звезды совершать тот или другой вид колебаний определяется ее внутренним строением, т.е. распределением вещества от центра до поверхности.

Поэтому теория звездных пульсаций неразрывно связана с теорией внутреннего строения и эволюции звезд.

Пульсирующие звезды — автоколебательные системы

Поразительная повторяемость звездных пульсаций на протяжении многих тысяч периодов наводит на мысль, что мы имеем дело с автоколебаниями. В механике так называют вид незатухающих колебаний, когда убыль энергии, обусловленная затуханием, пополняется за счет какого-либо источника энергии. Наиболее распространенный пример автоколебательной системы — механические часы, в которых энергия заведенной пружины использует-

ся для компенсации потерь вследствие трения.

В начале XX в. А.Эддингтон [1] высказал предположение, что источником энергии, который обеспечивает автоколебания звезд, может быть излучение, распространяющееся от центра к поверхности. Для этого необходимо, чтобы вещество внутри звезды становилось менее прозрачным при сжатии, задерживая часть проходящего через него излучения, и более прозрачным — при расширении звезды, чтобы задержанное прежде излучение быстрее высвобождалось. Эддингтон полагал, что такими свойствами может обладать частично ионизованный газ, однако, проанализировав непрозрачность звездного вещества в области ионизации водорода, он пришел к отрицательному заключению, так и не подтвердив свою догадку расчетами [2]. Позднее С.А.Жевакин показал [3–5]: нужными свойствами обладает зона ионизации гелия, и эффективность возбуждения пульсационной неустойчивости в этих слоях столь велика, что позволяет объяснить наблюдаемые пульсации звезд. Вот ключевые идеи, лежащие в основе теории автоколебаний пульсирующих звезд.

Рассмотрим изменение непрозрачности вещества в слое газа, который под воздействием малого возмущения был выведен из состояния равновесия. Приближенная зависимость коэффициента поглощения излучения κ от плотности и температуры газа ρ и T дается формулой $\kappa = \kappa_0 \rho^n T^{-s}$, где $n \approx 0.8$, $s \approx 3.5$, κ_0 — постоянная величина, значение которой определяется химическим составом звездного вещества. В нейтральном или полностью ионизованном газе работа адиабатического сжатия превращается главным образом в кинетическую энергию частиц, т.е. сопровождается увеличением температуры, и изменения коэффициента поглощения определяются преимуществен-

но вариациями температуры. Следовательно, при сжатии вещество становится более прозрачным, что способствует затуханию колебаний.

Совсем другие свойства у частично ионизованного газа, обладающего значительно более высокой теплоемкостью. Это связано с тем, что в таком веществе работа адиабатического сжатия расходуется в основном на ионизацию оставшихся нейтральных атомов и температура газа возрастает незначительно. Основным фактором, определяющим изменение непрозрачности частично ионизованного газа, становится плотность ρ , поэтому при сжатии слой накапливает тепло, что приводит к усилению колебаний.

С термодинамической точки зрения каждый слой вещества звезды представляет собой элементарную тепловую машину, способную совершать положительную (нарастание колебаний) или отрицательную (затухание колебаний) механическую работу за счет энергии проходящего через этот слой излучения (рис.1). Рассматривая звезду как совокупность большого числа тепловых машин,

мы приходим к выводу, что пульсации всей звезды в целом могут возникнуть лишь при условии, если суммарная работа всех слоев вещества положительна: $A > 0$. В противном случае ($A < 0$) звезда устойчива относительно пульсаций, и любые колебания в ней затухают.

По мере того, как в пульсационно неустойчивой звезде амплитуда колебаний нарастает, непрозрачность частично ионизованного газа при максимальном сжатии увеличивается, и механическая работа, совершаемая слоем за цикл, оказывается все больше. Однако это происходит лишь до тех пор, пока в данном слое газа остаются нейтральные атомы. Как только все атомы ионизованы, дальнейшее усиление сжатия становится невозможным, так как приводит к уменьшению непрозрачности и увеличению потерь тепла, т.е. уменьшению величины механической работы. Таким образом происходит переход к предельному циклу (автоколебаниям), когда суммарный вклад всех слоев, возбуждающих неустойчивость, компенсируется вкладом слоев, подавляющих колебания, т.е.

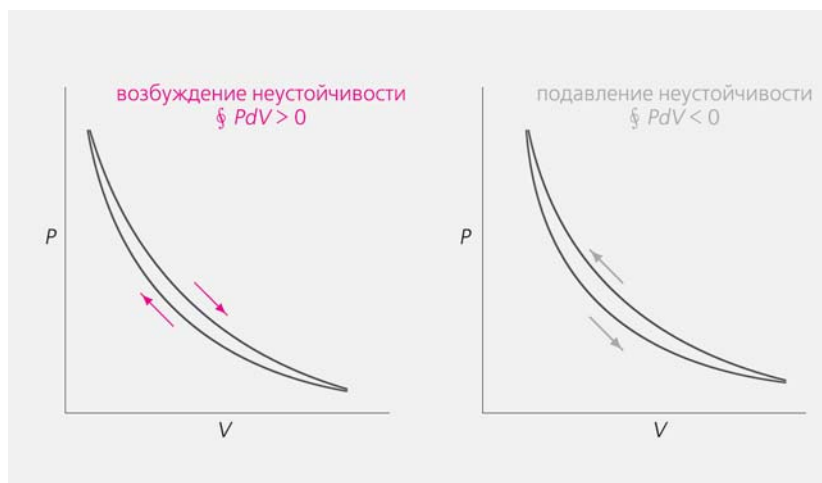


Рис.1. Каждый слой пульсирующей звезды является своеобразной тепловой машиной, преобразующей часть лучистой энергии в механическую работу. Эта работа может быть направлена на раскачку пульсаций (слева: термодинамический цикл на PV -диаграмме описывается по направлению часовой стрелки) или на подавление (правая PV -диаграмма).

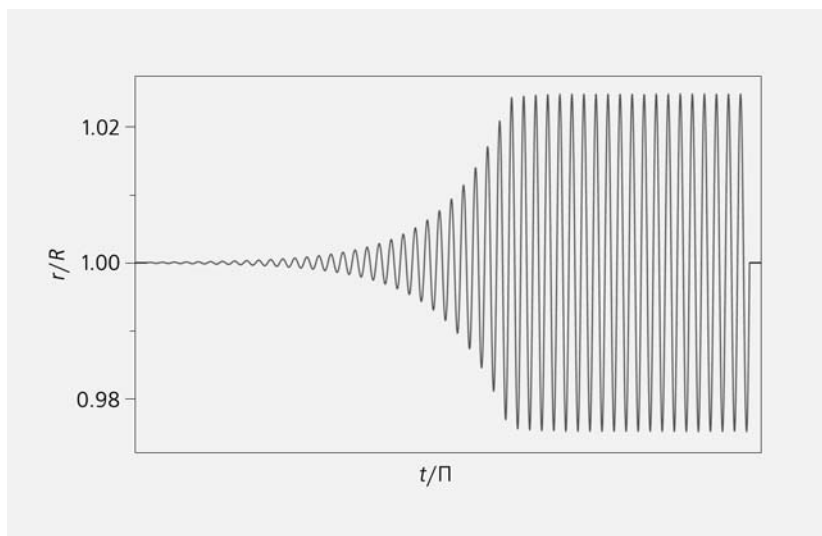


Рис.2. Рост амплитуды пульсаций с последующим переходом к автоколебаниям. По горизонтальной оси число пульсационных циклов — t/Π . По вертикальной оси — радиус пульсирующей звезды r в единицах равновесного радиуса R . В цефеидах стадия роста амплитуды продолжается в течение многих тысяч циклов.

когда суммарная работа всех элементарных тепловых машин равна нулю: $A = 0$. В зависимости от внутреннего строения звезды стадия роста амплитуды может занимать от одного десятка до многих тысяч пульсационных циклов (рис.2). По сравнению со временем прохождения звездой стадии пульсационной неустойчивости этот промежуток времени достаточно короток, поэтому все наблюдаемые нами пульсирующие звезды находятся на стадии автоколебаний.

Последующие многочисленные и более детальные исследования подтвердили основные выводы пионерских работ Эддингтона и Жевакина, и в научной литературе для обозначения описанного выше вида неустойчивости используется термин κ -механизм. Благодаря успехам в области атомной физики были получены более точные данные о коэффициенте поглощения излучения различными химическими элементами, и теперь ясно, что пульсационная неустойчивость звезд может возникать не только в зоне час-

тичной ионизации гелия, но также в зонах ионизации других элементов.

Зависимость «период — средняя плотность»

Основная характеристика звезды — ее масса M , однако, кроме Солнца, уверенная оценка этой важнейшей величины может быть получена лишь для объектов двух групп. Во-первых, для звезд, которые входят в состав тесных двойных систем с плоскостью орбиты, лежащей близко к лучу зрения. На основе анализа периодических затмений одной звезды другой и измерений скоростей движения звезд по орбите находятся орбитальные параметры двойной звездной системы, а с помощью третьего закона Кеплера — и массы обоих компонентов. Во-вторых, для пульсирующих звезд. Из теории самогравитирующих газовых шаров следует, что период радиальных колебаний Π связан со средней плотностью вещества $\langle \rho \rangle$, т.е. массой

M и радиусом звезды R , следующим образом:

$$\Pi = \frac{Q\sqrt{\langle \rho_{\odot} \rangle / \langle \rho \rangle}}{= Q(R/R_{\odot})^{3/2}(M/M_{\odot})^{-1/2}},$$

где $\langle \rho_{\odot} \rangle = 1.41 \text{ г/см}^3$, $M_{\odot}$, $R_{\odot}$ — средняя плотность, масса и радиус Солнца. Величина Q в силу исторических причин называется пульсационной константой, хотя на самом деле является медленно меняющейся функцией массы и радиуса $Q = Q(M, R)$; она вычисляется методами теории звездных пульсаций.

Период пульсаций определяется из наблюдений с высокой точностью, а разработанные в последние годы наблюдательные методы позволяют измерять радиусы пульсирующих звезд с погрешностью менее 10%. С наблюдательными оценками периода Π и радиуса R , а также функцией $Q = Q(M, R)$ зависимость «период — средняя плотность» превращается в нелинейное алгебраическое уравнение относительно массы звезды M . Решение этого уравнения предоставляет единственный способ определения масс одиночных звезд.

Классические цефеиды

Пульсационная неустойчивость возникает на определенных стадиях звездной эволюции, поэтому классификация пульсирующих переменных звезд по продолжительности периода, форме кривой блеска и некоторым другим наблюдаемым признакам отражает их эволюционный статус, т.е. принадлежность к группе звезд с определенными значениями массы, возраста и химического состава. Наиболее изученными радиально пульсирующими звездами являются классические цефеиды (прототип — звезда δ Цефея), изменяющие свой блеск с периодами от одного дня до нескольких десятков суток. Светимость цефеид в 10^3 – 10^4 раз превосходит светимость Солнца, а эффективная

температура* лежит в пределах $5000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 7000 \text{ K}$. Цефеидами становятся звезды с массой от 2 до $15 M_{\odot}$ на стадии термоядерного горения гелия, наступающей после истощения водорода в центральной части звезды. Продолжительность стадии цефеиды находится в интервале от 10^6 до 10^7 лет.

Условие гидростатического равновесия требует, чтобы с увеличением массы звезды возрастала температура в ее центре. Скорость термоядерных реакций зависит от температуры в очень высокой степени, поэтому чем больше масса звезды, тем выше ее светимость. Этому правилу подчиняются и цефеиды. Узкий диапазон эффективных температур цефеид и соотношение «период — средняя плотность» неизбежно ведут к корреляции между периодом пульсаций P и светимостью L . Эта корреляция, известная как зависимость «период—светимость» классических цефеид, была обнаружена в начале XX в. и заняла место одной из важнейших эмпирических зависимостей астрономии, на которой основываются шкалы межзвездных и межгалактических расстояний.

Определение эволюционного статуса классических цефеид стало одним из самых замечательных достижений теории эволюции звезд, однако уже первые оценки масс цефеид, выполненные с помощью зависимости «период — средняя плотность», обнаружили существенное расхождение с выводами теории эволюции. В частности, массы цефеид, которые находили из анализа наблюдаемых звездных пульсаций, систематически оказывались на 30–50% меньше значений, со-

ответствующих расчетам звездной эволюции. Это расхождение не получало приемлемого объяснения на протяжении двух с лишним десятилетий вплоть до появления более точных данных об уравнении состояния и непрозрачности звездного вещества. Лишь в конце XX в., когда удалось учесть многие миллионы атомных переходов в высокотемпературной плазме, состоящей из сотен ионов различных химических элементов, выяснилось, что ранее в теоретических исследованиях непрозрачность вещества существенно недооценивалась. Различие между прежними и новыми значениями коэффициента поглощения оказалось особенно велико (приблизительно в два раза) при температуре $T \sim 2 \cdot 10^5 \text{ K}$, соответствующей ионизации элементов группы железа.

Использование более точных данных об уравнении состояния и коэффициенте поглощения звездного вещества неизбежно повлекло за собой некоторую коррекцию как предсказаний теории звездной эволюции, так и значений пульсационной константы Q . В итоге массы цефеид, определяемые методами теории звездных пульсаций, теперь находятся в хорошем согласии с результатами расчетов теории звездной эволюции. Этот факт следует рассматривать как надежное подтверждение правильности наших представлений о внутреннем строении и эволюции звезд. Достижения атомной физики позволили не только устранить столь существенное противоречие двух теорий, но и глубже проанализировать пульсационные свойства цефеид, наблюдаемых в других галактиках с иным содержанием химических элементов тяжелее гелия. Анализ таких тонких эффектов важен для более точных оценок значений постоянной Хаббла, характеризующей скорость космологического расширения Вселенной.

Стоячие волны

При пульсациях классических цефеид амплитуда радиального смещения внешних слоев, как правило, не превосходит одной десятой доли радиуса звезды, а сами пульсационные движения с хорошей точностью описываются колебаниями типа стоячей волны со свободной внешней границей. Это подразумевает, что двигающаяся от центра волна претерпевает во внешних слоях звезды полное отражение, и суперпозиция двух волн, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях, дает стоячую волну. Для выполнения условия отражения необходимо, чтобы существенное изменение плотности газа во внешних слоях происходило на расстоянии, значительно меньшем длины волны, которая по порядку величины сравнима с радиусом звезды. В цефеидах условие отражения выполняется с хорошей точностью, и лишь незначительная доля механической энергии пульсаций «просачивается» во внешние слои звездной атмосферы в виде бегущих волн.

У каждой звезды существует свой набор периодов радиальных колебаний, который задается распределением вещества внутри звезды. При самом длительном из всех возможных периодов вдоль радиуса звезды укладывается половина длины пульсационной волны, амплитуда смещения монотонно возрастает от центра до поверхности, а фаза смещения одинакова для всех слоев (рис.3). Про звезды с таким видом колебаний говорят, что они пульсируют в фундаментальной моде: к их числу принадлежат цефеиды с периодами, большими 7 сут.

Как и в музыкальных инструментах, колебания звезд могут происходить также и в обертонах. Например, цефеиды с периодами короче 7 сут пульсируют в первом обертоном. В этом случае вдоль радиуса укладывается $3/2$ длины пульсационной вол-

* Эффективная температура T_{eff} относится к слоям фотосферы, в котором формируется наблюдаемый непрерывный спектр излучения звезды, и вводится в предположении, что звезда радиуса R и светимости L излучает как абсолютно черное тело: $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, где σ — постоянная Стефана—Больцмана.

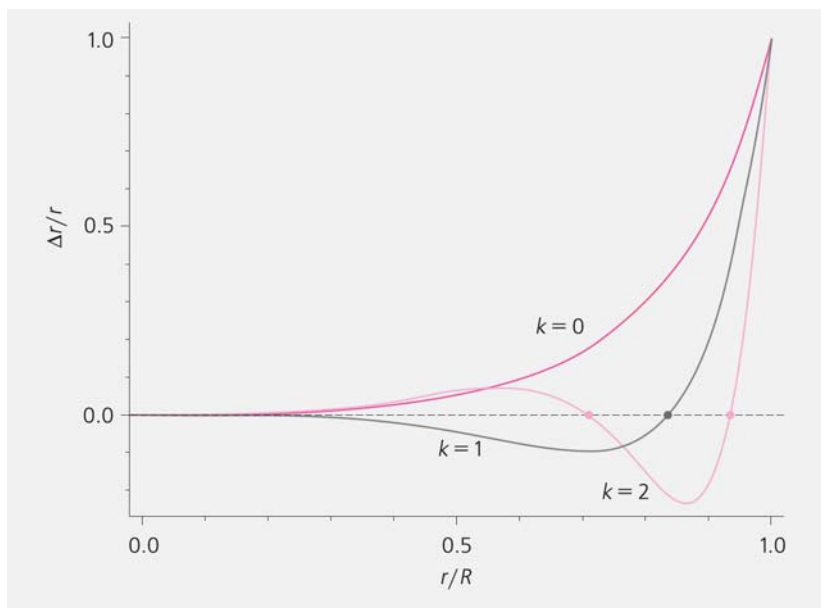


Рис.3. Амплитуда смещения слоя Δr в зависимости от расстояния от центра звезды r при радиальных пульсациях в фундаментальной моде ($k = 0$), первом ($k = 1$) и втором ($k = 2$) обертонах. Кружками показаны узлы обертонов.

ны, и в звезде имеется слой газа — узел обертона, который остается неподвижным на протяжении всего пульсационного цикла. Положение узла обертона внутри звезды определяется условием, что время пробега звуковой волны от центра звезды до узла равно периоду пульсаций, а время распространения звука от узла до поверхности — вдвое меньше. Вследствие неравномерного распределения плотности газа внутри звезды узел первого обертона находится недалеко от поверхности — в слое с радиусом $r \approx 0.83R$. При обертоновых звездных пульсациях фаза смещения остается постоянной в промежутках между узлами, а в самом узле скачкообразно изменяется на π . Поэтому в звезде, пульсирующей в первом обертоме, внутренние слои колеблются в противофазе с внешними слоями (рис.3).

Обычно радиальные пульсации происходят в какой-либо одной моде (обертоне), и для определения порядка этого обертона можно продолжить аналогию с музыкальными инструмен-

тами. Например, на струнном щипковом инструменте струна может звучать с удвоенной, утроенной и т.д. частотой при игре приемом флажолетов. Для этого струна слегка придерживается пальцем в узле, а звук извлекается в окрестности пучности колебаний. Точно так же мода (порядок обертона), в которой происходят пульсации звезды, диктуется положением области возбуждения неустойчивости относительно узлов и пучностей обертонов. Например, в цефеидах с периодами короче 7 сут область частичной ионизации гелия всегда находится ближе к поверхности, чем узел первого обертона. Если в процессе роста амплитуды пульсаций область возбуждения неустойчивости начинает захватывать узел, происходит переход к пульсациям в моде меньшего порядка. Вполне вероятно, что самые короткопериодические цефеиды пульсируют во втором обертоме. Пульсации цефеид в обертонах порядка $k > 2$ невозможны, так как зона ионизации должна находиться слишком близко к по-

верхности, и вклад этих слоев в раскачку колебаний оказывается недостаточным по сравнению с подавлением неустойчивости во внутренних слоях звезды.

Применительно к звездам колебания типа стоячей волны являются математической абстракцией, так как предполагают консервативность (адиабатичность) движений каждого сферического слоя. На самом деле при автоколебательном режиме существует некоторый поток механической энергии из области возбуждения неустойчивости. В цефеидах величина этого потока столь невелика, что с хорошей точностью пульсации могут рассматриваться в адиабатическом приближении. Малость потока механической энергии из области возбуждения неустойчивости — причина медленного роста амплитуды на стадии раскачки колебаний. Характерное время, в течение которого амплитуда пульсаций цефеид увеличивается в $e \approx 2.718...$ раз, измеряется сотнями и тысячами периодов.

Фазовое отставание

Изменения блеска пульсирующей звезды отражают главным образом изменения ее эффективной температуры, поэтому, очевидно, при адиабатических звездных пульсациях максимум светимости должен совпадать с моментом наибольшего сжатия звезды. Однако из наблюдений известно, что максимум светимости цефеид отстает от минимума радиуса на четверть периода и приблизительно отвечает моменту наиболее быстрого расширения внешних слоев. Такое фазовое запаздывание максимума светимости в течение долгого времени ставило в тупик сторонников пульсационной модели переменности цефеид [2, 4], и его объяснение пришло лишь благодаря более детальному пониманию внутреннего строения звезд [6].

Фазовое отставание, наблюдаемое в цефеидах, нисколько не противоречит тому, что пульсации этих звезд с хорошей точностью являются адиабатическими. В момент наибольшего сжатия звезды поток излучения достигает максимума на всем протяжении от внутренних слоев вблизи центра звезды до зоны ионизации водорода с температурой $T \approx 1.5 \cdot 10^4$ К. Эти слои находятся непосредственно под фотосферой, где формируется наблюдаемый непрерывный спектр излучения звезды. Несмотря на свою малую геометрическую толщину, зона ионизации водорода непрозрачна, и возрастание потока излучения через эти слои сопровождается поглощением лучистой энергии, которая превращается в энергию ионизации атомов водорода. Таким образом, при наименьшем радиусе звезды максимум светимости только начинает перемещаться к поверхности звезды, постепенно ионизуя все более внешние слои нейтрального водорода. Мы наблюдаем максимум светимости, лишь когда граница ионизации оказывается в слоях со столь низкой плотностью газа, что затраты на его ионизацию уже не могут поглотить весь избыток лучистой энергии. Таким образом, величина фазового сдвига задается распределением плотности газа во внешних слоях звезды, и детальные газодинамические расчеты хорошо воспроизводят эту наблюдаемую особенность цефеид.

И все же пульсации не столь «безобидны» для звезд, как можно подумать. В судьбе другого класса звезд — красных гигантов — они играют весьма драматическую роль.

Красные гиганты

Свое название красные гиганты получили из-за низкой эффективной температуры ($T_{\text{эф}} \approx 3000$ К), вследствие чего в оптическом диапазоне спек-

тра основная доля излучения этих звезд приходится на красную область. Подавляющее большинство наблюдаемых красных гигантов — это звезды с массой, близкой к солнечной, но светимостью, более чем в 10^3 раз превосходящей светимость Солнца. Благодаря огромным радиусам и, следовательно, малому ускорению силы тяжести, физические условия во внешних слоях красных гигантов оказываются благоприятными для возникновения звездного ветра — непрерывного истечения вещества в межзвездную среду. По современным наблюдениям данным скорость потери массы красных гигантов составляет $\dot{M} \leq 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Поэтому звезда довольно быстро (по космическим меркам) теряет весь оставшийся во внешних слоях водород, превращается в гелиевую звезду с углеродно-кислородным ядром и перестает быть красным гигантом из-за быстрого уменьшения своего радиуса.

Относительно физической природы звездного ветра красных гигантов выдвигались различные гипотезы, однако в последние годы общепринятой стала модель, в которой ключевую роль играют звездные пульсации. В отличие от цефеид, радиальные пульсации красных гигантов характеризуются большой амплитудой смещения внешних слоев, сравнимой с радиусом звезды: $\Delta r/R \approx 1$. В течение каждого пульсационного цикла во внешних слоях красного гиганта возникает ударная волна, которая движется по направлению от звезды. Из-за ударного сжатия температура газа кратковременно возрастает до $T \approx 10^5$ К, и ударная волна обнаруживается по интенсивным эмиссионным линиям балмеровской серии водорода, которые являются одним из основных наблюдательных признаков принадлежности к миридам (прототип — звезда Мира Кита) — пульсирующим красным гигантам.

Периодические ударные волны приводят к существенному изменению структуры протяженной звездной атмосферы. По мере удаления от звезды связанная с тяготением возвращающая сила убывает, в то время как интервал времени между прохождением последовательных ударных волн остается неизменным. В результате внешние слои не успевают вернуться в исходную точку к тому моменту времени, когда их настигает следующая ударная волна. Усредненный за пульсационный цикл радиус слоя постепенно возрастает, скорость течения газа после прохождения очередной ударной волны становится все ближе к скорости убегания, а изменение плотности газа как функция радиуса приближается к зависимости вида $\rho \propto r^{-2}$, соответствующей стационарному сферически-симметричному истечению вещества.

Вследствие перестройки структуры внешних слоев под воздействием периодических ударных волн происходит значительное (несколько порядков величины) увеличение плотности газа по сравнению с распределением плотности при гидростатическом равновесии. Парциальное давление некоторых молекулярных соединений во внешних слоях звездной атмосферы становится больше давления насыщенного пара, и при температуре ниже 1000 К в потоке истекающего газа конденсируются пылевые частицы.

Обладая высокой поглощательной способностью, пылевые частицы ускоряются давлением излучения звезды и посредством трения увлекают за собой газ (рис.4). Присутствие пылевых частиц вокруг красных гигантов обнаруживается по избыткам инфракрасного излучения (по сравнению с распределением энергии в спектре излучения абсолютно черного тела с температурой $T_{\text{эф}}$) и по линейной поляризации оптического излучения звезды, свидетельствующей об отклонениях от сферической

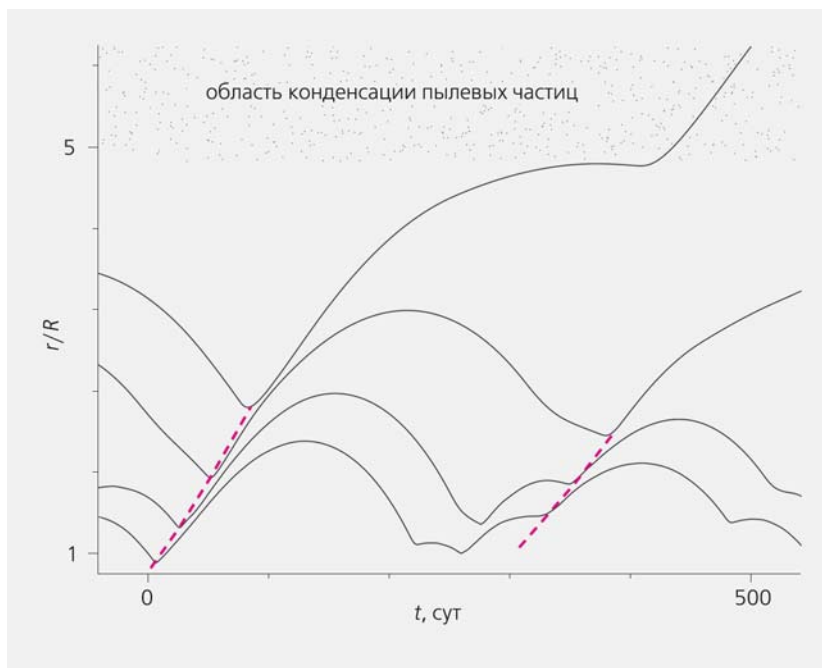


Рис. 4. Радиусы отдельных слоев вещества r пульсирующего красного гиганта в единицах равновесного радиуса фотосферы R . Под действием периодических ударных волн (их траектории показаны штриховыми линиями) самые внешние слои достигают области конденсации пылевых частиц. Дальнейшее ускорение этих слоев газа обусловлено передачей импульса от пылевых частиц, ускоряемых давлением излучения звезды.

симметрии в пространственном распределении рассеивающих свет пылевых частиц.

Таким образом, анализ радиальных пульсаций позволил объяснить как возникновение звездного ветра красных гигантов, так и присутствие в их околозвездной среде пылевых частиц. Однако до сих пор остается целый ряд нерешенных проблем, связанных с природой пульсационной неустойчивости красных гигантов. Эти звезды отличаются от цефеид не только большими амплитудами пульсаций, но также тем, что в зоне ионизации гелия перенос энергии происходит преимущественно за счет конвекции, и эти слои, по всей видимости, не участвуют в раскачке колебаний из-за малого потока излучения. Также остается неясным вопрос о порядке пульсационной моды мирид. Согласно одним исследованиям, мириды

пульсируют в фундаментальной моде, в то время как имеется ряд аргументов в пользу гипотезы, предполагающей пульсации в первом оберitone. Этот вопрос имеет принципиальное значение, поскольку от его решения зависят оценки светимости красных гигантов.

Результаты многочисленных до сих пор газодинамических расчетов, моделирующих самовозбуждающиеся радиальные пульсации красных гигантов, показывают, что неустойчивость этих звезд может быть связана с изменениями коэффициента поглощения в зоне ионизации водорода. К сожалению, данные выводы отягощены значительными неопределенностями из-за отсутствия строгой теории переноса энергии турбулентной конвекцией. Более того, до сих пор не сформулирован подход к описанию взаимодействия конвективных

элементов с пульсационными движениями в звезде. Возможно, необходимые рецепты будут найдены на основе трехмерных газодинамических расчетов, моделирующих конвективный теплообмен в звездах.

В дополнение к сказанному

За последние пять десятилетий, прошедшие после публикации первых работ Жевакина, были развиты различные приложения теории звездных пульсаций. Механизм возбуждения пульсационной неустойчивости, связанный со свойствами непрозрачности вещества в зонах ионизации, оказался настолько универсальным, что позволяет объяснить наблюдаемую переменность как радиально, так и нерадиально пульсирующих звезд. Выше мы затронули лишь несколько отдельных проблем, однако и они наглядно иллюстрируют роль теории звездных пульсаций в современной астрофизике.

К сожалению, из-за значительной сложности описания нерадиальных колебаний звезд нам пришлось опустить обсуждение астросейсмологии — направления, которое в последнее время значительно расширило круг задач, решаемых теорией звездных пульсаций [7]. При нерадиальных колебаниях неустойчивость обычно проявляется в нескольких модах и число неустойчивых мод нередко исчисляется десятками. Современные методы астрономических измерений и их обработки позволяют выделять отдельные периодические составляющие из обширных рядов разрозненных наблюдательных данных. При отождествлении наблюдаемых периодов с определенными нерадиальными модами удается реконструировать внутреннее строение звезды. В круг задач, решаемых методами астросейсмологии, входят определение глубины распространения внешней

конвективной зоны звезды, установление распределений скорости осевого вращения и молекулярного веса вдоль радиуса. Наблюдаемые изменения периодов нерадиальных мод служат непосредственным тестом выводов теории охлаждения белых карликов, представляющих собой финальную стадию эволюции звезд с массой, близкой к солнечной.

Представляя собой одно из направлений радиационной газовой динамики, теория звезд-

ных пульсаций сталкивается со свойственными этому разделу физики трудностями. Например, даже в простейшем случае бесконечно малых адиабатических радиальных звездных пульсаций решение уравнений не может быть получено в аналитическом виде, поэтому в основе всех результатов теории лежат сложные и трудоемкие вычисления. Существующие в настоящее время вычислительные средства позволяют моделировать лишь сферически-сим-

метричные звездные пульсации, тогда как анализ нерадиальных звездных пульсаций проводится в линейном приближении, предполагающем бесконечно малые амплитуды смещения. Несомненно, что по мере роста производительности компьютеров возможности вычислительной радиационной газовой динамики распространятся на решение трехмерных задач, и свое развитие получит нелинейная теория нерадиальных звездных пульсаций. ■

Литература

1. *Eddington A.S.* // The Internal Constitution of the Stars. Cambridge, 1926.
2. *Eddington A.S.* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1941. V.101. P.182—194.
3. *Жевакин С.А.* // Астрон. журн. 1953. Т.30. С.161—179.
4. *Жевакин С.А.* // Астрон. журн. 1954. Т.31. С.141—153.
5. *Zhevakin S.A.* // Annual Review of Astron. and Astrophys. 1963. V.1. P.367—400.
6. *Кокс Дж.П.* // Теория звездных пульсаций. М., 1983.
7. *Unno W., Osaki Y., Ando H. et al.* // Nonradial Oscillations of Stars. Tokyo, 1989.

Современные наблюдения классических цефеид

Л.Н.Бердников, А.С.Расторгуев, Н.Н.Самусь

Классическими цефеидами* называют желтые (принадлежащие к спектральным классам F и G) сверхгиганты из звездного населения I типа, переменность блеска которых

обусловлена их радиальными пульсациями. В настоящее время в Общем каталоге переменных звезд [1] зарегистрировано около 700 цефеид Галактики, периоды пульсаций которых заключены в пределах от одного до 68 дней.

Блеск этих звезд изменяется строго периодически с амплитудами от нескольких десятых до 1.5 звездных величин (в визуальных лучах), причем усиления яркости происходят значительно быстрее, чем ослабления —

кривые изменения блеска асимметричны. Во время пульсаций изменяются размеры (до 10%) и показатели цвета, а значит, и температура — в максимуме блеска цефеиды голубее и горячее. В максимуме все цефеиды имеют спектральный класс F5, а спектральные классы в минимуме бывают разными, от класса G до сравнительно высокотемпературных подклассов спектрального класса K: чем длиннее период, тем более холодной звезде соответствует спектр.

* Общим названием «цефеиды» обычно объединяют классические цефеиды и звезды типа W Девы, рассматривая обе группы как аналоги, относящиеся к разным типам звездного населения. Первые принадлежат к числу объектов плоской составляющей Галактики.

© Бердников Л.Н., Расторгуев А.С., Самусь Н.Н., 2006