

хим. состава звёзд (с учётом ядерных реакций и возможного перемешивания звёздного вещества). В случае предельно быстрого перемешивания вещества (по сравнению с характерным временем эволюции) изменения химического состава локально описываются ур-ниями типа:

$$\left. \begin{aligned} dX_k/dt &= P_k - Q_k - \text{в зонах с лучистым равновесием,} \\ \frac{dX_k}{dt} &= \frac{1}{\Delta M_c} \int_0^{\Delta M} (P_k - Q_k) dM_r - \text{в конвективных зонах,} \end{aligned} \right\} (1)$$

где X_k — обилие k -го элемента, P_k и Q_k — скорости его рождения и разрушения в ядерных реакциях, ΔM_c — масса конвективной зоны (см. *Звёзды*).

Строение подавляющего большинства звёзд вполне удовлетворительно воспроизводит стационарные сферически симметричные модели. В этом случае после введения, напр., лагранжевой координаты M_r , равной массе, заключённой в сфере радиуса r : $M_r = \int_0^r 4\pi x^2 \rho dx$,

строение звезды (в предельном случае очень медленного изменения её параметров) описывается системой обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp}{dM_r} &= -\frac{G}{4\pi} \cdot \frac{M_r}{r^2} - \text{ур-ние гидростатич. равновесия,} \\ \frac{dr}{dM_r} &= \frac{1}{4\pi \rho r^2} - \text{ур-ние сохранения массы,} \\ \frac{dT}{dM_r} &= -\frac{3\kappa}{64\pi c T^3} \cdot \frac{L_r}{r^2} - \text{в слоях с лучистым переносом энергии} \\ \text{или} \\ \frac{dT}{dM_r} &= \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \cdot \frac{T}{\nu} \frac{dp}{dM_r} - \text{в слоях с конвективным переносом энергии,} \\ dL_r/dM_r &= \varepsilon - \text{ур-ние теплового баланса.} \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь: r — радиус, κ — непрозрачность, a — постоянная плотности излучения, L_r — светимость, Γ — показатель адиабаты.

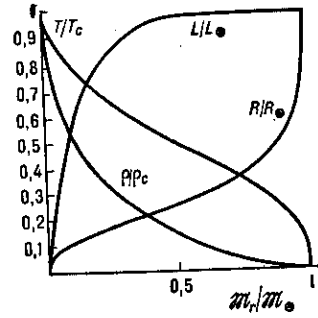
Диапазон изменений темп-ры и плотностей в недрах звёзд велик и составляет по темп-ре 6—7 порядков величины, а по плотности до 18—20 порядков. Поэтому во мн. случаях эти переменные заменяют их логарифмич. ф-циями.

Записанная выше система ур-ний решается конечно-разностными методами. Звезда разбивается на определённое число счётных интервалов, на каждом из k -рых дифференц. ур-ния заменяются разностными, и затем решается система нелинейных алгебраич. ур-ний. Число интервалов зависит от эволюц. стадии, на к-рой находится звезда, необходимой точности расчётов и ресурсов машинного времени. Напр., для звёзд гл. последовательности (см. *Герцишпрунга — Расселла диаграмма*), имеющих сравнительно простую структуру, обычно достаточно 30—40 интервалов; для красных сверхгигантов с двойным слоевым источником энерговыделения обычно рассматривают неск. сотен интервалов. В наиб. распространённом численном методе Л. Хенья (L. Henyey) система разностных нелинейных алгебраич. ур-ний для фиксиров. момента времени t^n решается итерационным методом Ньютона — Рефсона до достижения заданной точности. Затем определяются изменения хим. состава на временном интервале $\Delta t = t^n - t^{n-1}$ в качестве нач. приближения для нового цикла итераций. Зависимые переменные экстраполируются к моменту t^{n+1} , и снова решается система ур-ний по M_r . Таким образом вычисляются эволюц. последовательности моделей звёзд, к-рые в принципе позволяют проследить развитие звёзд от образования до разрушения или превращения в холодные объекты. Обычно предполагается, что при данной массе и хим.

составе система (2) имеет единств. решение, но это, вообще говоря, строго не доказано.

Ур-ния, описывающие строение звёзд, имеют особенности: $\rho \approx 0$, $T = 0$ при $M_r = M$ и $r = L_r = 0$ при $M_r = 0$, где M — полная масса звезды. Поэтому граничные условия для системы (2) в центре могут быть найдены аналитич. интегрированием (2) в малой окрестности центра при пост. пробных T и ρ . Граничные условия при $M_r = M$ находят, определяя поверхность звезды как уровень, на к-ром темп-ра равна эфф. темп-ре T_e звезды, и исходя из того, что слои, расположенные над поверхностью, должны иметь конечную *оптическую толщину* τ_R (напр., из теории переноса излучения следует, что в случае плоской атмосферы $\tau_R \approx 2/3$).

Распределение светимости L , радиуса R , плотности ρ и температуры T в зависимости от лагранжевой координаты M_r в модели Солнца (по А. В. Фёдоровой, 1987). Величины нормированы соответственно на полную светимость $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с, радиус $R_\odot = 6,96 \cdot 10^{10}$ см, плотность в центре Солнца $\rho_c = 114,6$ г/см³, температуру в центре $T_c = 15,2 \cdot 10^6$ К.



Форма аппроксимации ур-ния состояния звёздного вещества, к-рое используется при М. з., зависит от полной массы звезды, стадии её эволюции и положения рассматриваемой точки относительно центра звезды. В недрах звёзд с массой $1 \lesssim M/M_\odot \lesssim 10$ на стадии термоядерного горения водорода, на к-рой они проводят $\approx 90\%$ времени своей жизни, ионная компонента плазмы представляет собой идеальный газ и для него выполняется *Бойля — Мариотта закон*. Для более массивных звёзд необходимо учитывать давление и уд. энергию излучения. Отклонения газа от идеальности, связанные в первую очередь с кулоновским взаимодействием, существенно влияют на ур-ние состояния при $M < 10M_\odot$. На стадиях эволюции, следующих за термоядерным «выгоранием» водорода, т. е. при высоких T и ρ , кроме отклонений от идеальности необходимо учитывать вырождение электронного газа, давление к-рого намного превосходит давление газа ионов. Во внешних, относительно холодных слоях звёзд ($T \sim 10^3 - 10^4$ К) возможны неполная ионизация вещества, образование молекул и пыли. На наиб. поздних стадиях эволюции, когда вещество сильно уплотнено, возникает необходимость учитывать эффекты общей теории относительности.

Непрозрачность звёздного вещества κ устанавливает соотношение между полным потоком переносимой излучением энергии и градиентом темп-ры слоёв, через к-рые излучение проходит. Величина κ является ф-цией темп-ры, плотности, хим. состава вещества. Осн. слагаемые непрозрачности звёздного вещества — фотоэффект, тормозные процессы, комптоновское рассеяние, поглощение в линиях, поглощение излучения молекулами и пылью. Для переноса энергии в вырожденном электронном газе существ. роль играет теплопроводность электронов. Вычисление κ представляет собой самостоят. сложную задачу квантовой механики, и существующие в литературе данные о непрозрачности постоянно уточняются. Поскольку простыми аналитич. ф-лами описать изменения κ во всём интервале темп-р и плотностей звёздных недр, как правило, невозможно, то при совр. М. з. на ЭВМ в наиб. точных расчётах значения κ , так же как и значения термодинамич. характеристик вещества, задаются в табличном виде.