

## МОДЕЛИ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ СОЛНЦА С ПЕРЕМЕШАННОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

Е. А. Гаврюсева

УДК 523.72.74.76 + 539.123

Построены и изучены модели современного состояния Солнца с перемешанными по водороду недрами. В моделях имеются конвективные ядра. Указывается, что появление такого ядра могло бы послужить спусковым механизмом перемешивания солнечного вещества.

I. Данные Р. Дэвиса о скорости счета высокоэнергетичных солнечных нейтрино /1/ позволяют утверждать, что в глубине Солнца идут термоядерные реакции. По-видимому, основные представления о строении звезд верны. Однако стандартный расчет эволюционной модели Солнца предсказывает существенно большую скорость счета /2/, чем обнаруженная экспериментально. Это говорит о том, что необходимо как-то изменить предположения, на которых он основывается. При этом полезно помнить, что измерения потоков нейтрино и подавляющее большинство других сведений о Солнце характеризуют его состояние в настоящее время. Если бы удалось, пользуясь этими данными, определить основные черты строения современного Солнца, то это, возможно, помогло бы выяснить, чем должно отличаться его эволюционное развитие от стандартного.

II. Задача построения модели современного состояния Солнца сводится к поиску распределения по радиусу содержания водорода. При этом предполагается, что солнечное вещество, состоящее из водорода и гелия с небольшой примесью тяжелых элементов, концентрация которых всюду не отличается от поверхностной, является идеальным газом. Нет оснований сомневаться в

том, что этот газ находится в гидростатическом равновесии. Но тепловое равновесие могло быть нарушено, например, вследствие произошедшего ранее перемешивания. Процесс установления теплового равновесия продолжается несколько миллионов лет, и не исключено, что происходит и в настоящее время. Однако, не отбрасывая такой возможности, не следует заранее отказываться от требования теплового равновесия.

Уравнения переноса тепла и гидростатики, дополненные граничными условиями в центре и на поверхности, позволяют полностью построить модель звезды, если известно распределение водорода по радиусу. Если же задать это распределение в параметризованном виде, то, требуя удовлетворения дополнительных условий на поверхности, можно определить и профиль содержания водорода, подбирая нужные значения параметров.

В настоящей работе использовались свойства моделей, в которых распределение водорода задавалось формулой, соответствующей предположению о том, что внутри Солнца находится перемешанное ядро:

$$X_H(M) = \begin{cases} X_c, & 0 \leq M \leq d_{\text{mix}} M_\odot, \\ (X_c - X_0) \exp\left[-(M - d_{\text{mix}} M_\odot)^2 / \Delta M^2\right] + X_0, & d_{\text{mix}} M_\odot < M \leq M_\odot. \end{cases}$$

Здесь  $M$  — масса, находящаяся внутри сферы данного радиуса.  $X_c$ ,  $X_0$  — параметры, равные концентрации водорода в центре и на поверхности соответственно. Параметр  $d_{\text{mix}}$  представляет собой долю перемешанной по водороду массы.  $\Delta M$  — толщина переходного слоя между перемешанным ядром и внешней областью.

$M_\odot$  — масса Солнца.

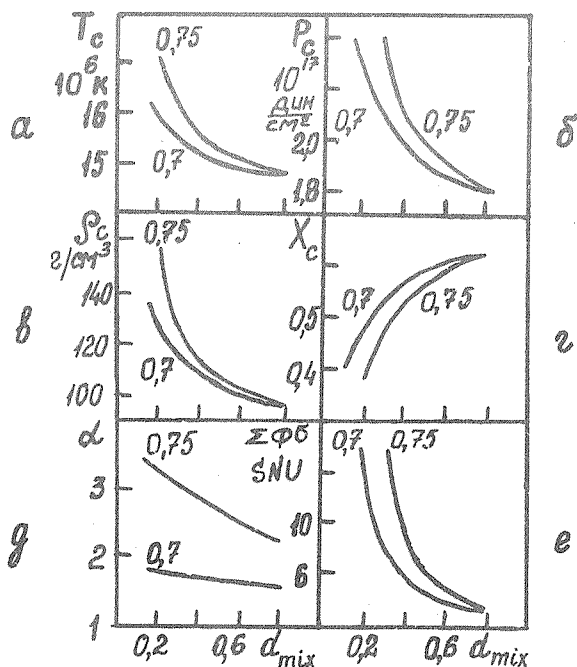
Предполагалось, что перенос тепла осуществляется излучением и конвекцией там, где она возникает согласно критерию Шварцшильда. Непрозрачность интерполировалась по таблицам /3/. Термодинамические характеристики смеси газов, такие как адiabатический градиент, теплоемкости  $c_v$  и  $c_p$ , а также плотность и молекулярный вес рассчитывались при данных значениях температуры  $T$  и давления  $P$  в предположении локального термодинамического равновесия /4/. Учитывались следующие состояния водорода:  $H_2$ ,  $H_2^+$ ,  $H$ ,  $H^+$ ,  $H^-$ , а для гелия и остальных элементов —

кроме основного, еще два состояния ионизации. Расчеты показали, что изменения в состоянии ионизации тяжелых элементов мало сказываются на деталях моделей. Конвективный поток тепла вычислялся в рамках теории длины перемешивания. В этой теории имеется свободный параметр  $\alpha$ , равный отношению длины перемешивания к  $P/(dP/dr)$ . При вычислении скорости энерговыделения учитывалось только равновесное горение водорода в реакции pp-цепочки /5/. Выбирались следующие граничные условия: в центре  $M = 0$ ,  $r = 0$ ,  $L = 0$ , на поверхности  $M = M_{\odot}$ ,  $r = R_{\odot}$ ,

$$L = L_{\odot}, P = P_{\text{surf}}, T = T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{L_{\odot}/4\pi\sigma_B R_{\odot}^2}.$$

Здесь  $\sigma_B$  - постоянная Стефана - Больцмана,  $M_{\odot}$  - масса,  $R_{\odot}$  - радиус,  $L_{\odot}$  - светимость Солнца,  $T_{\text{eff}}$  - эффективная температура поверхности. Было принято  $P_{\text{surf}} = 10^5$  дин/см<sup>2</sup>, что соответствует  $T = T_{\text{eff}}$  по гарвардско-смитсоновской модели солнечной атмосферы /6/. Указанных граничных условий достаточно для определения двух свободных параметров. В качестве этих параметров были выбраны  $X_C$  и  $\alpha$ , которые находились автоматически в результате численного решения задачи.

III. Исследовались модели с различной долей перемешанной массы  $d_{\text{mix}}$ . Концентрация водорода в оболочке  $X_0$  менялась в пределах от 0,7 до 0,75;  $\Delta M = 0,05$ . На рис. 1а-е представлены зависимости от  $X_0$  и  $d_{\text{mix}}$  центральных значений температуры  $T_C$ , давления  $P_C$ , плотности  $\rho_C$ , содержания водорода  $X_C$ , параметра  $\alpha$ , а также скорости счета нейтрино  $\Sigma\Phi\sigma$  в хлораргоновом детекторе. С увеличением  $d_{\text{mix}}$  уменьшаются  $T_C$ ,  $P_C$ ,  $\rho_C$ ,  $\alpha$  и  $\Sigma\Phi\sigma$ . Растет только  $X_C$ . Увеличивать  $d_{\text{mix}}$  можно до величины порядка 0,9, т.к. выше  $\approx 0,95 M_{\odot}$  находится конвективная зона, в которой постоянно происходит интенсивное перемешивание вещества. На рис. 1г видно, что вычисленные значения скорости счета нейтрино во всех моделях лежат выше экспериментального значения  $(\Sigma\Phi\sigma)_{\text{н}} = (2,2 \pm 0,4) \text{ SNU}$  и приближаются к нему только при больших  $d_{\text{mix}}$ . По существующим оценкам неточность наших знаний о скоростях ядерных реакций, непрозрачности и т.д. приводит к неопределенности при вычислении  $\Sigma\Phi\sigma$  около 1,5 SNU /2/. С учетом экспериментальной неопределенности величины  $\Sigma\Phi\sigma$ , интервалы, в которых находятся теоретические и



Р и с. 1. Зависимость от доли  $d_{\text{mix}}$  перемешанной по водороду массы солнечного вещества центральных значений температуры  $T_c$  (а), давления  $P_c$  (б), плотности  $\rho_c$  (в), содержания водорода  $X_c$  (г), параметра  $\alpha$  (д), скорости счета нейтрино в клораргоновом детекторе  $\Sigma\Phi_0$  (е) при содержании водорода в оболочке  $X_0 = 0,70; 0,75$

измеренные скорости счета нейтрино, перекрываются при  $d_{\text{mix}} \geq 0,6$ . Вывод о необходимости перемешивания значительной доли солнечного вещества для получения сравнительно низких потоков высокоэнергичных нейтрино находится в согласии с результатами работ /7-10/. Таким образом нельзя сделать категорического заключения о нарушении теплового равновесия. Однако соотношение теории и эксперимента здесь таково, что, если не искать решения проблемы в каких-то эффектах, связанных с фундаментальными свойствами нейтрино, то весьма вероятно наличие дополнительного способа переноса энергии или некоторое нарушение тепло-

вого равновесия современного Солнца. В пользу гипотезы перемешивания говорит тот факт, что в ряде рассчитанных моделей имеются небольшие конвективные ядра, захватывающие до  $0,1 M_{\odot}$ , причем, чем меньше  $d_{\text{mix}}$  и больше  $X_{\odot}$ , тем шире такое ядро. Появление хотя бы малого конвективного ядра в процессе эволюции Солнца могло послужить спусковым механизмом перемешивания его вещества. Конвекцией переносится до одного процента энергии. Соответственно мала средняя скорость конвекции. Максимальное ее значение в ядрах около  $10 \text{ м/с}$ . Такого рода конвекция в центральной зоне не может сама по себе быть эффективным перемешивающим фактором. Однако появление хотя бы маленького конвективного ядра может послужить толчком к развитию распространяющейся наружу волны перемешивания.

Механизм перемешивания, в котором главным действующим агентом является  ${}^3\text{He}$ , был предложен Дилке и Гафом /II/, однако они в качестве первоначального толчка рассматривали неустойчивость Солнца относительно колебаний. Дело в том, что скорость горения  ${}^3\text{He}$  очень сильно зависит от температуры. Равновесное распределение концентрации этого элемента имеет характер кривой, нарастающей к периферии с максимумом около  $0,5 M_{\odot}$  и дальнейшим спадом. И если хотя бы в малой области вблизи центра возникла конвекция, то в горячую центральную зону начнет поступать больше сгорающего здесь  ${}^3\text{He}$ . При сгорании  ${}^3\text{He}$  выделяется значительное количество энергии. Такой подогрев центральной области приведет к усилению конвекции, которая начнет захватывать области все более и более богатые  ${}^3\text{He}$ , поставляя в центр новое горючее. После прохождения волной перемешивания уровня, на котором содержание  ${}^3\text{He}$  максимально, скорость энерговыделения начнет падать и конвекция прекратится. Дополнительным, помогающим развитию перемешивания фактором будет поступление в центр большого количества водорода, которое само по себе не могло бы привести к появлению такой саморазвивающейся волны.

В заключение автор выражает глубокую признательность члену-корреспонденту АН СССР Г. Т. Зацепину за полезные обсуждения и поддержку работы.

Поступила в редакцию  
29 мая 1981 г.

## Л и т е р а т у р а

1. R. Davis jr., Proc. Inform. Conf. Brookhaven Nat. Lab., Upton, New-York, v. 1, p. 1, 1978.
2. J. N. Bahcall et al., Phys. Rev. Lett., 45, 945 (1980).
3. А. Н. Кокс, Дж. Н. Стюарт, Научные информации, вып. 15, 3 (1969).
4. D. Mihalas, Methods in Comput. Phys., v. 7, ed. by B. Alder, 1967, p. 1.
5. W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, Preprint of Calif. Inst. of Technology, OAB-380, 1974.
6. O. Gingerich, R. W. Noyes, Solar Phys., 18, 347 (1971).
7. G. Shaviv et al., Ap. J., 165, 171 (1971); Ap. Lett., 2, 17 (1968).
8. J. N. Bahcall et al., Ap. Lett., 2, 91 (1968).
9. T. Sakurai, Publ. Astron. Soc. Japan, 24, 153 (1972).
10. E. Schatzman, Ap. Lett., 2, 139 (1969).
11. F. W. W. Dilke, D. O. Gough, Nature, 240, 262 (1972).