Краткие сообщения по физике № 2 1981

ОСЦИЛЛЯТОРНЫЙ МЕХАНИЗМ ТЕПЛОВЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СОЛНЦА

Е. А. Гаврюсева, Ю. С. Копысов

УДК 523.72.74.76 + 539.I23

Для объяснения сокращения солнечного диаметра и низкой скорости счета солнечных нейтрино в хлорном детекторе предлагается новый механизм тепловых пульсаций Солнца. В основе механизма лежит диссипация в конвективной оболочке энергии гравитационных колебаний солнечного ядра.

Одной из возможностей решения проблемы солнечных нейтрино является предположение о временном уменьшении температуры центральных областей Солнца за счет их расширения /I,2,3/. Причиной этого явления могли бы быть тепловые пульсации Солнца, теория которых еще не разработана. Вместе с тем в последние годы появились некоторые эмпирические указания в пользу их существования.

Наибольший интерес представляет обсуждавшееся недавно сокращение солнечного диаметра со скоростью I3 км/год /4/. Если изменение радиуса представить в виде:

$$R(t) = R_{\odot} \exp\left[-\alpha(t - t_0)\right], \qquad (I)$$

где $R_{\odot}$ – современный радиус Солнца, то характерное время сжатия $\tau = \alpha^{-1}$, составляет $\tau \sim 10^5$ лет.

Любопытна в связи с этим возможность нелинейного хода фазы осцилляций солнечной поверхности, имеющих период П = I60 мин /5/. Если изменение частоты осцилляций записать в виде:

$$\omega(t) = \omega_0 \exp\left[\beta(t - t_0)\right] + \Delta \simeq \omega_0 \left\{1 + \beta(t - t_0)\right\} + \Delta, \qquad (2)$$

где $\omega_o \approx 2\pi/П$ – подгоночная частота, наилучшим образом описывающая наблюдательные данные в момент времени $t = t_o$, Δ – не зависящая от времени погрешность измерения частоты, то уход фазы описывается выражением:

$$\varphi(t) = \int_{t_o}^{t} \left[\omega(t) - \omega_o\right] dt \approx \Delta(t - t_o) + \frac{1}{2}\beta\omega_o(t - t_o)^2. \qquad (3)$$

Если бы $\omega(t) = const$, то в (3) остался бы только линейный член, обусловленный ошибкой измерения ω. Измерения фазы, проведенные в /5/, показывают, что наряду с линейным можно выделить, по-видимому, и нелинейный член, который, хотя и не выходит за пределы двух стандартных отклонений, имеет квадратичную форму. Найденный нами по результатам /5/ параметр $\beta = \tau_\omega^{-1}$ приводит к характерному времени $\tau_\omega \sim 10^5$ лет, т.е. к $\beta \approx \alpha$. Очевидно, подтверждение существования квадратичного члена с $\beta \approx \alpha$ могло бы свидетельствовать о том, что вековые изменения и частоты, и диаметра вызваны одной и той же причиной – сжатием Солнца.

Столь быстрое сжатие трудно объяснить глобальным охлаждением Солнца. В этом случае $\alpha \approx 2/t_K \approx 10^{-7}$ год$^{-I}$ ($t_K = 3\cdot 10^7$ лет – кельвиновский масштаб времени), т.е. характерное время сжатия на 2 порядка превосходило бы наблюдаемое значение. Предположение о сжатии конвективной оболочки меняет ситуацию, так как параметр α определяется отношением массы Солнца $M_\odot$ к массе оболочки m:

$$\alpha \approx 2M_\odot/t_K m. \qquad (4)$$

Величина m, по-видимому, лежит в интервале $(10^{-3} \div 10^{-2})M_\odot$, поэтому получить значение $\alpha \sim 10^{-5}$ год$^{-I}$ в случае сжатия оболочки не представляет труда.

Ниже предлагается качественная модель пульсаций солнечной оболочки, основанная на диссипации энергии колебаний ядра.

Естественным объяснением осцилляций поверхности Солнца с периодом П = I60 мин является термоядерное возбуждение основной g-моды солнечного ядра /6,7/. Для исследования возможностей возбуждения колебаний ядра мы воспользовались трехзонной политропической моделью Солнца, построенной в /7,8/, с радиусами и индексами политроп равными: $R_1 = 0{,}138R_\odot$, $n_1 = 1{,}73$ – для ядра, $R_2 = 0{,}86R_\odot$, $n_2 = 5{,}0$ – для мантии и $n_3 = 1{,}5$ – для оболочки, и рассчитали интеграл работы для квадрупольной g_7-моды, первый узел (радиального смещения) которой лежит на границе ядра. Полагая, что ядро периодически перемешивается, мы приняли распределение ^4He в нем постоянным. Как показали расчеты, для ядра приток термоядерной энергии, обусловленный механизмом, разработанным в /3,9/, на порядок выше радиационной диссипации, а показатель возбуждения равен $\sim 1{,}5\cdot 10^{-7}$ год$^{-1}$. Диссипируемая в солнечной мантии энергия и амплитуда колебаний могут быть значительно уменьшены, например, посредством введения магнитных полей, поэтому можно надеяться, что нет принципиальных трудностей для объяснения причины возбуждения одной из высших g-мод всего Солнца.

Покажем теперь, как колебания ядра могут привести к пульсациям оболочки. Для конвективной оболочки с $n_3 = 1{,}5$ и с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ общее решение уравнений адиабатических колебаний (Каулинга) /10/ при $R_\odot - R \to 0$ имеет следующее асимптотическое поведение:

$$\theta(x) = e^{-\lambda y(x)}\left\{C_1 y^{1,5}(x) + C_2 y(x)\right\}, \qquad (5)$$

$$X(x) = e^{-\lambda y(x)}\left\{C_1 B + C_2 y^{-1,5}(x)\right\} A, \qquad (6)$$

где $X(x)$ и $\theta(x)$ – безразмерные амплитуды радиального смещения и колебаний давления, x – безразмерный радиус, $y(x)$ – политропическая функция с $n = 1.5$. A, B и λ – константы, зависящие от параметров оболочки и от типа колебаний, C_1 и C_2 – независимые константы интегрирования. Несмотря на то, что в силу $\lim y(x) = 0$ при $x \to x_0$ асимптотика (6) содержит сингулярность, мы не имеем права полагать $C_2 = 0$. Кажущееся противоречие состоит в том, что уравнения Каулинга не описывают физическую ситуацию на "поверхности" Солнца, где политропическая модель приводит к нулевым значениям плотности $\rho(x) = \rho_0 y^{n_3}(x)$ и давления $p(x) = p_0 y^{n_3+1}(x)$. В действительности при $R \geqslant R_\odot$ (в солнечной хромосфере и короне) ρ и p остаются конечными, а колебания описываются другими уравнениями, поэтому решение (5), (6) должно быть оборвано вблизи поверхности и сшито с решением правильных уравнений. При этом к проблеме выбора C_1 и C_2 можно подойти следующим образом.

Из (5) видно, что при $R \to R_\odot$, $x \to x_\odot$

$$\frac{\delta p(R)}{p(R)} = \frac{\Theta(x)}{y^{1,5}(x)} \to C_2 y^{-0,5}(x) \to \infty, \tag{7}$$

поэтому при наличии заметной примеси сингулярного решения (при $C_2 \neq 0$) амплитуда колебаний давления может стать выше невозмущенного давления вблизи поверхности, что, в свою очередь, приведет к сильной диссипации энергии в оболочке. Для снижения диссипации необходимо уменьшать постоянную C_2, которую можно выбрать даже таким образом, чтобы амплитуда, а вместе с ней и диссипация, обратилась в нуль вблизи поверхности в результате интерференции сингулярного и регулярного решений. Это условие будем считать условием возбуждения осцилляций.

Легко видеть, что в силу малости C_2 такое распределение амплитуд в оболочке неустойчиво по отношению к малым вариациям структуры звезды, так как небольшое изменение структуры приводит к сильному росту C_2. Это явление нам удалось проследить на примере описанной выше трехзонной модели.

В табл. I представлены зависимости от радиуса ядра R_1 отношения амплитуды радиального смещения X_o у поверхности ($R_o = 0,99897R_\odot$) к максимальной амплитуде g_7-моды $X_{1,max}$ внутри ядра, а также периода колебаний П. Из табл. I видно, что изменение соотношения между радиусами Солнца и его ядра на 0,I% приводит к катастрофическому росту амплитуды на поверхности. В связи с этим вырисовывается следующая картина тепловых пульсаций солнечной оболочки.

Пусть в некоторый момент эволюции Солнца амплитуда интере-

Таблица I

$\frac{R_1}{R_\odot}$	0,I320	0,I360	0,I380	0,I384	0,I3848
$\frac{X_o}{X_{1,max}}$	$3,6\cdot IO^{I}$	$I,6\cdot IO^{I}$	3,3	$6,I\cdot IO^{-I}$	$6,6\cdot IO^{-2}$
Период (П–I60 мин)	205с	74с	13с	1с	–1с

$\frac{R_1}{R_\odot}$	0,I3849	0,I3850	0,I3855	0,I3880	0,I400
$\frac{X_o}{X_{1,max}}$	$-2\cdot IO^{-3}$	$-7,0\cdot IO^{-2}$	$-4,I\cdot IO^{-I}$	–2,I	$-I,0\cdot IO^{I}$
Период (П–I60 мин)	–2с	–2с	–3с	–11с	–45с

сующей нас g–моды минимальна вблизи поверхности. С этого момента (или несколько раньше) начинается возбуждение колебаний ядра. По мере роста амплитуды в течение $IO^7 \div IO^8$ лет диссипация колебательной энергии в оболочке может стать достаточной для ее заметного нагревания и расширения. Расширение приведет к перестройке собственной функции колебаний в оболочке за счет роста примеси сингулярного решения, что повлечет за собой дальнейший рост диссипации. После исчерпания энергии колебаний начинается охлаждение оболочки. Звезда возвращается в исходное состояние и возбуждение колебаний возобновляется. Период повторения тепловых пульсаций составляет несколько десятков миллионов лет, поэтому их можно рассматривать как причину смены геологических периодов.

Так как взрыв оболочки ведет к перестройке структуры всей звезды, то он может служить спусковым механизмом для перемешивания солнечных недр, вызываемого гравитационными колебаниями ядра /3,9/. Перемешивание, очевидно, повлечет за собой расширение ядра и снижение потоков солнечных нейтрино.

В заключение выражаем благодарность Г. Т. Зацепину за интерес к работе и А. Б. Северному, обратившему наше внимание на возможность нелинейного ухода фазы колебаний поверхности Солнца, имеющих период I60 мин.

Поступила в редакцию
I2 ноября I980 г.

Литература

1. G. T. Zatsepin, Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 6, 150 (1963); Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Вестник АН СССР № 2, 50 (I964).
2. W. A. Fowler, Nature, 238, 24 (1972).
3. F. W. W. Dilke, D. O. Gough, Nature, 240, 262 (1972).
4. J. A. Eddy, A. A. Boornazian, Bull. Am. Astr. Soc., 11, 437 (1979); Physics Today, 32, No 9, 17 (1979).
5. А. Б. Северный, В. А. Котов, Т. Т. Цап, УФН, I28, 728 (I979); АЖ, 56, II37 (I979).
6. Ю. С. Копысов, Препринт ИЯИ АН СССР, П-004I, М., I976 г.
7. Г. Т. Зацепин, Е. А. Гаврюсева, Ю. С. Копысов, ДАН СССР, 25I, I342 (I980).
8. Е. А. Гаврюсева, Ю. С. Копысов, Препринт ИЯИ АН СССР, П-0I57, М., I980 г.
9. J. Christensen-Dalsgaard, F. W. W. Dilke, D. O. Gough, MNRAS, 169, 429 (1974).
10. T. G. Cowling, M. A. D. Phil, MNRAS, 101, 367 (1942).