АСТРОФИЗИКА

TOM 23

ДЕКАБРЬ, 1985

выпуск з

УДК: 524.86He⁴

ВЗРЫВНОЕ ГОРЕНИЕ Не⁴: І. КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ ПРИ ПОСТОЯННЫХ ТЕМПЕРАТУРЕ И ПЛОТНОСТИ

А. М. ХОХЛОВ, Э. В. ЭРГМА Поступила 1 марта 1985 Принята к печати 20 июля 1985

Рассмотрена кинетика горения He⁴ при постоянной температуре $T > 10^9$ К и плотности $\rho > 10^5$ г/см³. На плоскости ρ . T указаны области образования при горении He⁴ элементов группы железа и более легких нуклидов. Определена зависимость среднего атомного номера образующихся нуклидов от температуры и плотности (формула (8)). Для температур $T \gtrsim 4 \cdot 10^9$ К обнаружен эффект «нейтронной вспышки», который может приводить к изменению изотопного состава присутствующих элементов τ я s—процессов. Найден интервал ρ и T, в котором возможно образование избыточного количества (по сравнению с NSE) элементов за железным пиком.

1. Введение. В настоящее время термоядерный взрыв вырожденного белого карлика (WD) в тесных двойных системах широко обсуждается в качестве модели сверхновой первого типа (SNI). Образование WD в тесных двойных системах изучалось в большом числе работ. Мы отсылаем читателя к недавнему обзору Ибена и Тутукова [1], в котором, в частности, грубо оценивается частота образования предсверхновых-углеродно-кислородных и гелиевых белых карликов (CO-WD, He-WD) в двойных системах. Кинетике горения углерода и нуклеосинтезу при взрывах CO-WD в литературе уделялось большое внимание [2-4]. Значительно менее изученным является взрывное горение гелия. В работе [5] изучалось горение He⁴ в условиях постоянного давления и низкой начальной температуры. Такие условия, как отмечают сами авторы, соответствуют скорее спокойному, а не взрывному горению Не4. Например, при поджигании He⁴ сильной ударной волной (в режиме детонации) горение сразу начинается в условиях высокой температуры. Заметим также, что Хашимото и др. [5] не учитывали реакций с нейтронами, что оправдано только при $T < 4 \cdot 10^9$ К.

Одним из авторов (А. М. Х.) недавно изучалось горение He⁴ при постоянных T и ρ [6]. Кинетическая схема, использованная в этой работе, была ограничена нуклидами с $A \leq 56$. Так как при $T \gtrsim 3 \cdot 10^9$ К возможно образование, особенно на ранней стадии горения, некоторого количества нуклидов тяжелее Ni, результаты этой работы, касающиеся высокотемпературного горения, требуют некоторого пересмотра.

В реальных астрофизических условиях горение He⁴ приводит к выделению энергии и никогда не протекает при постоянных T и р. Изучение горения He⁴ при T = const, $\rho = \text{const}$ тем не менее весьма полезно, т. к. позволяет изучить чисто кинетические особенности горения, отделив их от эффектов, связанных со сложной зависимостью теплоемкости вырожденного вещества от T и ρ , а также от гидродинамических эффектов, сопровождающих реальное горение. Подобные расчеты дают также зависимость от ρ и T различных характерных времен горения.

Настоящую статью мы посвящаем детальному изучению горения He^4 при постоянных T и р. В разделе 1 описаны сетка реакций и численный метод. В разделе 2 приведены результаты расчета горения He^4 . В заключении приводятся основные выводы. Горению гелия в реальных астрофизических условиях, в частности в детонационных волнах, мы предполагаем посвятить вторую часть работы.

2. Сетка реакций, метод расчета и некоторые другие детали. На рис. 1 приведена использованная нами кинетическая схема. Выбор нуклидов и реакций осуществлялся так, чтобы, во-первых, адекватно учесть захваты α-частиц не только на ядрах с атомными номерами $A \leq 56$, но и за железным пиком (вплоть до Kr). Во-вторых, чтобы учесть при высоких тем-T≥ 4.109 К смещение цепочки α-захватов вправо от линии пературах N=Z в область нейтроноизбыточных ядер (см. раздел 2). В зависимости от варианта в расчете использовалось большее или меньшее число нуклидов, приведенных на рис. 1. По заданному набору нуклидов наша программа автоматически строила сетку реакций, извлекая требуемые скорости из доступных ей каталогов. Эта мера избавляет от практически ненэбежных ошибок, сопровождающих проведение такой операции вручную. Помимо основной За - C¹³ реакции учитывались парные реакции с а-частицами (He⁴), протонами p и нейтронами $n: (a, \gamma), (a, n), (a, p), (p, \gamma),$ (p, n), (n, Y) и обратные к ним. Парных реакций достаточно для описания процессов а-захвата, а также последующей релаксации ядерного квазиравновесия NSQE [7]. Для описания релаксации ядерного статистического равновесия NSE были дополнительно включены $C^{12} = 3\alpha$, $C^{12} + C^{13}$, $C^{12} + O^{16}$, $O^{16} + O^{16}$ реакции, из которых первая играет главную роль. Сечения, внергии связи и суммы по состояниям брались из работ [8—11].

Система дифференциальных уравнений ядерной кинетики для величин $Y_i = N_i/\rho N_a$, где N_i — концентрация частиц *i*-того сорта, ρ — плотность, N_a — число Авогадро, имела обычный вид (см., например, [12]) и здесь не приводится. Интегрирование системы, обладающей свойством жесткости, производилось методом Гира, адаптированным для ЭВМ БЭСМ-6 [13]. Требование к относительной погрешности интегрирования составляло $\varepsilon = 10^{-3}$ для всех нуклядов с $Y_i \ge 10^{-8}$. Дополнительно производился контроль закона сохранения полного числа нуклонов в системе. Для втого на каждом шаге интегрирования вычислялась величина

$$\delta = |1 - \sum A_i Y_i|, \qquad (1)$$

где A₁ — атомный вес *i*-го нуклида.





Типичное число шагов, требовавшееся для расчета до состояния NSE составляло $N_{st} \sim 10^3 - 10^4$. Величина δ к концу расчета никогда не превосходила 10^{-6} , а ее изменение за один шаг значительно меньше ($\sim 10^{-6}/N_{st}$).

При проведении расчетов нас в частности интересовало установление в веществе состояния NSE и возникновение различного типа квазиравновесий NSQE. Напомним, что состояние NSE—рто детальный баланс всех прямых и обратных ядерных реакций, обусловленных сильным и электромагнитным взаимодействием. Обилия нуклидов при NSE определяются из термодинамических принципов согласно соотношениям [14]: $\mu_{i} = (A_{i} - Z_{i}) \,\mu_{n} + Z_{i} \,\mu_{p}, \qquad (2)$

где

$$\mu_i = kT \ln \left\{ \frac{\rho N_a Y_i}{\omega_i} \left(\frac{2\pi \hbar^2 N_a}{kT} \right)^{3/2} \right\} + m_i c^2 \qquad (3)$$

—химический потенциал *i*-го нуклида; ω_i , m_i , Z_i —его статистический вес, масса и атомный номер; h, k, c—постоянные Планка, Больцмана и скорость света. Через μ_n , μ_p обозначены химические потенциалы свободных нейтронов и протонов. Состояние квазиравновесия в какой-либо группе нуклидов—это детальный баланс парных реакций i(x, y)j между двумя любыми нуклидами i, j из группы. Эдесь x, $y-\alpha_i$ -частица, протон, нейтрон или γ -квант. Обилия нуклидов, находящихся в квазиравновесии, связаны соотношениями [15]

$$\mu_{i} - \mu_{j} = (A_{i} - A_{j} + Z_{j} - Z_{i}) \mu_{n} + (Z_{i} - Z_{j}) \mu_{p}.$$
(4)

Заметим, что состояние NSQE не означает равновесия нуклидов *i*, *j* с легкими частицами *a*, *p*. *n*, но подразумевает равновесие между самими этими частицами,

$$\mu_a = 2\mu_a + 2\mu_a, \tag{5}$$

которое есть частный случай (2) при $i = \alpha$. В процессе счета на каждом шаге и для каждого нуклида вычислялась величина

$$\hat{c}_i = \lg \{ Y_i(t) / Y_i(t) \}.$$
(6)

Здесь $Y_i(t)$ — обилие *i*-того нуклида в момент *t* из решения системы кинетических уравнений, а обилия $Y_i(t)$ вычисляются следующим образом. Сначала, с использованием обилий протонов $Y_p(t)$ и нейтронов $Y_n(t)$, взятых из решения кинетических уравнений, по формуле (3) определяются химические потенциалы μ_n , μ_p , а затем по формулам (2), (3) — μ_i^* и $Y_i^*(t)$. Определенный таким образом $Y_i^*(t)$ не является обилием *i*-того нуклида в состоянии NSE, хотя и вычислен по формулам (2), (3). В рамках данного формализма легко убедиться, что

1. $\delta_p \equiv 0$, $\delta_n \equiv 0$.

2. В состоянии NSE все $\hat{o}_i = 0$.

3. Для нуклидов, входящих в квазиравновесную группу, $\delta_l = \delta_j$, но, вообще говоря, $\delta_l \neq 0$, $\delta_j \neq 0$.

4. Выполнение соотношения (5) означает $\delta_{\alpha} = 0$.

608

Наблюдение за величинами и позволяло в процессе счета эффективно следить за возникновением в веществе различного рода равновесий.

3. Кинетика горения He⁴ при постоянных T и р. Пусть $\tau_{32}(T, \rho) = (\lambda_{32}(T) \rho^2 Y_2^2)^{-1}$ — время жизни He⁴ в реакции $3a \rightarrow C^{12}$. Величина λ_{32} — скорость реакции, зависящая только от температуры. В начале горения, когда $Y_a \simeq Y_e(t=0) = 1/4$, $\tau_{32} \sim 16/(\lambda_{32}\rho^3)$. Пусть $\tau_e(T, \rho)$ — время установления NSE, также зависящее от температуры и плотности. Горение He⁴ протекает различным образом в зависимости от соотношения между этими характерными временами. На большей части плоскости значений ρ , T (выше пунктирной кривой на рис. 2) выполняется



Рис. 2. Характерные кривые горения He⁴ на плоскости p и *T*. В кружках—средний атомный номер<A> по результатам точных расчетов. Линии с A^* =const определены по формуле (8) (см. текст). Пунктирная линия $\tau_e = \tau_{32}$ —границы двухстадийного и одностадийного режимов горения He⁴.

соотношение $\tau_{3.} \ll \tau_{*}$. Благодаря этому процесс горения разбивается на два этапа, сильно отличающиеся по своему карактеру. Как мы увидим ниже, на первом этапе (длительностью $\sim \tau_{3.}$) выгорание He⁴ приводит к образованию ряда нуклидов, обилия которых сильно отличаются от NSE-обилий при тех же T и р. Лишь после того, как первоначальный запас He⁴ окажется исчерпанным, начинается второй этап горевия (длящийся $\sim \tau_{*}$), в течение которого вещество сравнительно медленно приходит в состояние NSE, минуя последовательность квазиравновесных состояний. При низких температурах релаксация NSE происходит столь медленно, что весь процесс горения сводится по-существу к одному лишь первому этапу (при $T \leq 5 \cdot 10^{\circ}$ K, $\tau_e \gtrsim 1$ c, при $T = 3 \cdot 10^{\circ}$ K уже $\gg 10^{\circ}$ c). Напротив, при достаточно высоких температурах τ_e становится порядка , и разделение горения на два этапа невозможно.

Обсудим теперь в деталях характер горения He⁴ в области $\tau_{32} \ll \tau_e$, т. е. выше пунктирной кривой рис. 2. Горение He⁴ было рассчитано пами для целого ряда значений {р, T}, отмеченных на рис. 2 кружками (по поводу чисел в кружках см. ниже).

Пока первоначальный запас Не⁴ не исчерпан (первый этап), характер горения определяется в основном двумя конкурирующими процессами: образованием С¹² в реакции За → С¹³ и последующим присоединением к родившимся ядрам «-частиц. Это хорошо иллюстрируют рис. 3a, 4b, на которых представлены результаты расчета для варианта с температурой $T = 2 \cdot 10^9$ К и плотностью $\rho = 10^7$ г/см³. Рис. За показывает изменения со временем обилий а-кратных нуклидов C¹², O¹⁶, Ne²⁰, ... На рис. 4 b для того же варианта в избранный момент времени приведены наиболее существенные потоки нуклидов. Стрелки показывают направление потока. Число рядом со стрелкой — чистый поток $J_{ik} = J_{ik}^+ - J_{ik}^-$, где J_{ik}^+, J_{ik}^- -поток от нуклида i к нуклиду k и, наоборот, от k к i. Как видно из рисунков За и 4b, этот момент времени характеризуется, с одной стороны, тем, что He⁴ все еще самый обильный нуклид. С другой стороны, уже практически установилось кинетическое равновесие (на рис. 4b для A S \leq 48). т. е. для каждого нуклида приходящий поток уравновешивается уходящим. Общая тенденция состоит в продвижении ядер от C¹² в сторону больших А; α-захваты в целом доминируют и потоки Ј_и направлены вверх. Наиболее обильными являются а-кратные нуклиды. Вместе с тем, из рис. За, 4b видно, что горение не сводится к простейшей последовательности реакций $(A, Z) + a \rightarrow (A + 4, Z + 2) + \gamma$ или $(A, Z) + a \rightarrow (A + 3, Z)$ Z+1) + $p \rightarrow (A+4, Z+2) + \gamma$ на α -кратных ядрах. В районе Mg-Ar ряд обратных потоков сравним по величине с прямыми. Так, для момента времени, изображенного на рис. 4b, пара Mg²⁸, Al²⁷, например, имеет $J^+ = 26.1$, $J^- = 14.8$ и $J = J^+ - J^- = 11.3$, а для пары S²⁸, Р³¹ $J^+ = 21.5, \cdot J^- = 24.0,$ так что полный поток $J = J^+ - J^- = -2.5$ в отличие от остальных направлен в сторону меньших А.

Поскольку расходование He⁴ происходит через $3\alpha \rightarrow C^{12}$ реакцию и нутем присоединений α -частиц к тяжелым ядрам, то чем больше α -захватов приходится на один акт $3\alpha \rightarrow C^{12}$ реакции, тем меньше число образующихся в итоге тяжелых ядер и тем больше их атомный номер A^* . В работе [6] зависимость величины A^* от р и T была определена следующим образом: пусть $_A(\rho, T) = (\lambda_A \rho Y_*)^{-1}$ — характерное время захвата α -частицы нуклидом с атомным номером A (λ_A — скорость захвата, зависящая только от T). Очевидно, если $\tau_A \ll \tau_A$, то нуклид практически мгновенно захватывает α -частицу. Обилие этого нуклида будет низким.



Рис. 3. Изменение со временем обилии различных нуклидов при горении He⁴: а $p = 10^7$ г/см³, $T = 2 \cdot 10^9$ K; $b - \rho = 10^9$ г/см³, $T = 2.5 \cdot 10^9$ K.

Захваты а-частиц прекратятся на первом же нуклиде, у которого $\tau_{A^*} \gg \tau_{32}$. В результате произойдет накопление нуклидов с $A = A^*$. Так как величина τ_A/τ_{32} резко увеличивается с A (растет кулоновский барьер реакции а-захвата), то на деле это означает, что нуклид с $A = A^* - 4$ имеет $\tau_A \simeq \tau_{32}$, а у ядер с $A < A^* - 4$ уже $\tau_A \ll \tau_{32}$. Условие $\tau_{A^*-4} \simeq \tau_{32}$ и дает величину A^* . Его можно, используя определение τ_{32} и τ_A , записать в виде

$$\frac{\tau_{A^*-4}}{\tau_{3*}} = \frac{2.5 \cdot 10^5 \, \gamma_{3*}(T)}{\gamma_{A^*-4}(T)} \left(\frac{\gamma}{10^6}\right) \left(\frac{Y_*}{0.25}\right) \simeq 1. \tag{8}$$

Для оценок разумно взять исходное значение $Y_{\alpha} = 1/A_{\alpha} = 0.25$. Для заданных T и р формула (8) дает атомный номер нуклида A^* , на котором оканчивается цепочка α -вахватов. В свою очередь, для каждого A^* формула (8) определяет некоторую кривую на плоскости р, T. Эти кривые



Рис. 4. Нанболее существенные потоки нуклидов при горении He⁴: $n - \rho = 10^6$ г/см³, T=5·10⁹ K, t=3.17·10⁻⁶ c; b - $\rho = 10^7$ г/см³, T = 2·10⁹ K, t=1.14·10⁻⁴ c; единица измерения потока - c⁻¹.

для отдельных значений A^* приведены на рис. 2. Правее каждой при сгорании He⁴ образуются ядра с $A > A^*$, левее—с $A < A^*$. Несмотря на грубый качественный характер формулы (8), она неплохо описывает результаты вычислений. В кружках на рис. 2 показаны значения среднего атомного номера нуклидов, образовавшихся к моменту исчерпания He⁴ (когда $Y_a \simeq 0.1 \cdot Y_a(t=0)$). Видно, что точные (из решения полной кинетической схемы) и вычисленные по формуле (8) значения A^* хорошо совпадают в области ρ , *T*, левее кривой $A^* = 56$. Правее кривой формула (8) перестает работать. Согласно (8), вправо от кривой $A^* = 56$ значение *A* должно увеличиваться (см. пунктирную кривую $A^* = 60$). Однако детальные расчеты правее кривой $A^* = 56$ также дают значение $A^* = 56$. Причина расхождения состоит в следующем. Формула (8) была получена в предположения, что захваты *α*-частиц при сгорании He⁴ доминируют над обратными процессами отщепления ²-частиц. Это справедливо для ядер с A < 56, но не выполняется при A > 56. Для пояснения рассмотрим простейшую ситуацию, когда два ядра (A, Z) и (A+4, Z+2) связаны реакцией (α , γ). Поток J^+ от ядра A к ядру (A + 4) равен $J^+ = \rho N_a < \tau v$, Y_A , обратный поток $J^- = J_T Y_{A+4}$, где $< \sigma v > \alpha$, λ_T соответствующее сечение прямой и скорость обратной реакции. Используя условие детального баланса $\int^+ = \int^-$ при NSE, можно написать

$$\frac{J^{+}}{J^{-}} = \left(\frac{Y_{A+4}^{*}}{Y_{A}^{*}}\right) \left(\frac{Y_{A}}{Y_{a}^{*}}\right) \left(\frac{Y_{A}}{Y_{a}^{*}}\right) \left(\frac{Y_{A}}{Y_{A+4}}\right), \tag{9}$$

где Y_A , Y_{A+4} , Y_*^* — обилия нуклидов (A, Z), (A + 4, Z + 2) и а-частиц в условиях NSE. Прямой поток будет доминировать над обратным при условии

$$\frac{Y_{A+4}}{Y_A} < \left(\frac{Y_{A+4}^*}{Y_A^*}\right) \left(\frac{Y_a}{Y_a^*}\right). \tag{10}$$

На первом этапе горения He4—наиболее обильный нуклид, и (Y./Y.)>1. Рассмотрим, как ведет себя в зависимости от А первый сомножитель в (10). Ядра железного пика А~56 имеют наибольшую по абсолютной величине энергию связи на нуклон. При NSE ядра с А~56 обладают повтому наибольшими обилиями, тогда как в сторону меньших и больших А обилия нуклидов резко убывают (тем быстрее, чем меньше температура). Для нуклидов с A < 56 мы следовательно имеем $Y_{A+4}/Y_A \gg 1$, а при A >>56, наоборот, $Y_{A+4}/Y_A \ll 1$. При A < 56 в правой части формулы (10) стоит произведение двух сомножителей, каждый из которых много больше 1. Это означает, что прямой поток вполне может доминировать над обратным несмотря на то, что УА+4 > УА. Благодаря этому в области A < 56, т. е. от С¹² до Fe волна а-захватов легко продвигает основную массу нуклидов в сторону увеличивающихся А, останавливаясь, в полном соответствии с формулой (8), лишь там, где 🖬 оказывается много больше т. Для нуклидов с А>56 мы имеем в (10) произведение сомножителей, один из которых много больше, а другой много меньше единицы. Из общих соображений утверждать что-либо о величине произведения невозможно, но расчеты горения, проведенные для ρ , T правее кривой $A^*=56$, показывают, что это произведение заведомо не превосходит единицы. Именно поэтому волна α -захватов неспособна продвинуть основную массу нуклидов в область за железным пиком и сделать $A^*>56$. (Прежде чем Y_{A+4} станет больше Y_A , что очевидно необходимо для дальнейшего увеличения A^* , обратный поток J^- скомпенсирует прямой поток J^+).

При горении He⁴ в области р, T правее кривой $A^* = 56$ проявляется другой интересный эффект. За железным пиком волна α -захватов останавливается, как было указано, из-за того, что обратный поток возрастает и компенсирует прямой, $J^+ = J^-$. Согласно (10) условие $J^+ = J^-$ дает

$$\frac{Y_{A+4}}{Y_A} = \left(\frac{Y_a}{Y_a^a}\right) \left(\frac{Y_{A+4}}{Y_A^a}\right). \tag{11}$$

Так как компенсация происходит пои Y_a >> Y_a, соотношение (11) означает, что нуклиды за железным пиком будут образовываться в избытке по сравнению со своими NSE-обилиями (хотя их число и будет ниже, чем элементов группы железа). Для иллюстрации на рис. 3b приведен вариант (10⁶ г/см³, 2.5 · 10⁹ К). Видно, что обилия нуклидов с A ~ 60 достигают максимума при 1~3 с, а затем, с падением концентрации α-частиц, также начинают уменьшаться, стремясь к весьма низким NSE-значениям. На рис. 5 точками показан изотопный состав в области А~60. соответствующий моменту времени t~1 с. Кружками на этом же рисунке показан изотопный состав после мгновенного «вымораживания» ядерных реакций (например, связанного с расширением звезды после взрыва) и последующего распада нестабильных нуклидов. Здесь же приведен наблюдаемый изотопный состав, отнормированный на совпадение наблюдаемого и расчетного обилия Fe⁵⁶ (кресты). В настоящей работе мы не ставили своей целью добиться совпадения изотопных составов. В частности в наших расчетах нейтронный избыток 7 равен нулю, тогда как наблюдения требуют малую, но положительную величину $\eta \simeq 0.002$. Рис. 5 показывает только, что горение He⁴ при температурах правее кривой A^{*}=56 способно дать нуклиды с А ~ 60 в общем количестве, сравнимом с наблюдаемым. Варианты (10⁶ г/см³, 3·10⁹ K) и (10⁷ г/см³, 3·10⁹ K), расположенные сравнительно недалеко от кривой $A^* = 56$, показывают аналогичное поведение нуклидов за железным пиком. С увеличением температуры (при фиксированной плотности) эффект становится все менее заметным. Это легко понять, т. к. при NSE с ростом Т и усилением процессов фотодиссоцнации увеличивается доля свободных а-частиц У. В соответствии

с формулой (11) компенсация потоков происходит при все меньшем отношении Y_{A+4}/Y_A . При $T \gtrsim 3.5 \pm 4 \cdot 10^9$ К эффект в количественном отношении уже столь мал, что его можно не принимать во внимание.



Рис. 5. Изотопный состав в области железного пика для варианта р=10⁶ г/см³, T=2.5 · 10⁹ К в момент времени t=1 с. ● — химический состав до вымораживания и распада; О — химический состав после распада; х — наблюдаемый химический состав.

Реакции типа (a, n) носят при горении He⁴ в основном эндотермический характер. Поэтому они начинают эффективно работать лишь при достаточно высоких температурах, когда энергия заметного количества а-частиц превышает пороги реакций. «Включение» (a, n)-реакций приводит к появлению большого количества свободных нейтронов и смещению на короткое время цепочки а-захватов в область нейтроно-избыточных ядер. В количественном отношении этот эффект при горении He⁴ становится заметным при $T \gtrsim 4 \cdot 10^9$ K. На рис. 4a и 6 представлен расчет варианта $(10^7 \text{ г/см}^3, 5 \cdot 10^9 \text{ K})$. Отметим немонотонный характер $Y_n(t)$: обилие свободных нейтронов в первые моменты растет, достигает максимума при $t \simeq 10^{-6}$ с и далее убывает до своего равновесного значения. Такое поведение Y_n связано с тем, что вначале доминируют (a, n)-12—1086 реакции на имеющихся тяжелых нуклидах, а затем, когда тяжелых нуклидов становится много, они быстро поглощают свободные нейтроны. Цепочка α -захватов смещается при этом вправо от линии A=Z на плоскости Z—N (см. рис. 4a), а затем возвращается к линии A=Z. Длительность нейтронной «вспышки» и ее величина зависят от соотношекия между температурой и плотностью.



Рис. 6. Горение Не⁴ при $\rho = 10^7$ г/см³, $T = 5.10^9$ К. а — изменение со временем обилия нуклидов; b—изменение со временем величин, характеризующих установление различных видов равновесия (см. текст). Пунктир—значение, соответствующее равновесию.

До сих пор речь шла о первом этапе горения, когда для нуклидов с $A \leq 56$ преобладают а-захваты. Итогом первого этапа, детально описанного выше, является либо образование нуклидов с $\langle A \rangle < 56$ (левее кривой $A^* = 56$ на рис. 2), либо нуклидов с $\langle A \rangle \sim 56$ (правее этой кривой). Как влементный, так и изотопный составы вещества на первом этапе могут сильно отличаться от равновесного. Обилие He⁴ в течение первого этапа быстро уменьшается. В конце концов это приводит к тому, что для нуклидов с $A \leq 56$ скорости а-захватов сравниваются со скоростями обратных процессов. Тем самым первый этап кончается и начинается второй — установление состояния квазиравновесия NSQE, а затем и полного равновесия NSE. В качестве иллюстрации второго этапа на рис. 6b для варианта (10⁷ г/см³, 5·10⁹ K) показана зависимость от времени некоторых типичных величин \hat{c}_i (см. формулу (6)). Быстрее всего в реакциях (*a*, *p*), (*a*, *n*), (*n*, *p*) возникает равновесие между «частицами, протонами и нейтронами, при этом $\hat{c}_{\text{He}^4} \rightarrow 0$. Почти одновременно (в полном соответствии со сказанным выше о горении в области правее кривой $A^* = 56$) возникает квазиравновесие между элементами группы железа и более тяжелыми нуклидами (см. кривую $\hat{c}_{\text{Kr}^{**}} - \hat{c}_{\text{NI}^{**}}$ на рис. 6b). Квазиравновесие в области $28 \leq A \leq 56$ возникает только после завершения первого этапа, характерное время которого $\underline{\tau} \simeq \underline{\tau}_{3*}(\rho, T)$. Величина $\underline{\tau}_{3*}$ при $T > 10^9$ K практически не зависит от температуры и меняется с плотностью как $1/\rho^3$. Для приближенной оценки длительности первого этапа горения можно воспользоваться формулой

$$r_1 \sim (\rho/10^6 \ r/cm^3)^{-2} c.$$
 (12)

Наши расчеты показали, что характерные времена релаксации NSQE в. NSE в случае горения He⁴ по порядку величины совпадают с соответственными характерными временами для горения C¹², O¹⁶ и Si²⁸ [7] и здесь не приводятся. Предварительно этот вывод был сделан в работе [6].

4. Заключение. Перечислим основные выводы, сделанные выше. Выше кривой т. = т. на рис. 2 горение He⁴ разбивается на две стадии.

1. На первой стадии, длительность которой дается формулой (12), происходит исчерпание основного запаса He⁴ и образование сильно неравновесного изотопного состава. Средний атомной номер $\langle A \rangle$ обсазующихся нуклидов зависит от соотношения между температурой и плотностью и левее кривой $A^* = 56$ (рис. 2) определяется формулой (8). Правее кривой $A^* = 56$ средний атомной номер остается равным $\simeq 56$ из-за эффектов фотодиссоциации на ядрах тяжелее железа.

2. На второй стадии в веществе происходит установление состояния ядерного статистического равновесия NSE (через промежуточное состояние квазиравновесия NSQE). Характерные времена установления NSQE и NSE существенно превосходят время первой стадии τ_1 и по порядку величины совпадают с соответствующими характерными временами для элементов C¹², O¹⁶, Si²⁸. Левее кривой $A^*=56$ (рис. 2) эти времена значительно превышают (приблизительно в 10⁶ и более раз) характерное гидродинамическое время взрыва He—WD~0.1—1 с. Фактически можно считать, что при $T \ll 4 \div 5 \cdot 10^9$ К, в частности левее кривой $A^* = 56$, вторая стадия при взрыве He—WD не успеет реализоваться.

3. Ниже кривой т, = т₃, разделение на две стадии невозможно и сгорание He⁴ происходит одновременно с установлением NSE.

4. При высоких температурах $T \gtrsim 4 \cdot 10^9$ К становится существенной роль реакции (α , n). В результате в процессе горения в веществе появляется значительное количество свободных нейтронов (возникает «нейтронная вспышка»). Длительность этой вспышки и ее интенсивность зависят от соотношения между T и р. Хотя ее длительность $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$ с недостаточна для протекания обычного r-процесса, сдвиг нуклидов в сторону нейтроноизбыточных ядер оказывается заметным. В частности, такая вспышка может приводить к существенному изменению изотопного состава элементов r и s-процессов, имеющихся в веществе.

5. В узкой полосе на плоскости р и T правее линий $A^* = 56$ (рис. 2) и до температур ~ $3.5 \div 4 \cdot 10^9$ К горение He⁴ на первой стадии дает элементы за железным пиком (Cu, Zn, Ga, Ge,...) в количествах, более чем на порядок превышающих NSE-значение. Так как при этих температурах время релаксации NSE значительно (~ 10^2 — 10^5 раз) превышает гидродинамическое время взрыва He—WD, возможно сохранение этих аномалий в разлетающемся веществе.

Как видно, важной чертой взрывного горения He⁴ является чрезвычайно сильная зависимость процесса горения и результирующего химического состава (левее кривой $A^*=56$) от соотношения между T и с. В частности небольшие вариации температуры при фиксированной плотности приводят к сильному изменению среднего атомного номера образующихся нуклидов $\langle A \rangle$. С другой стороны, в этой же области ρ , T изменением плотности при фиксированной температуре можно также достичь существенного изменения $\langle A \rangle$. Любопытно отметить, что увеличение плотности ведет к уменьшению $\langle A \rangle$, что очевидно связано с сильной зависимостью 3^{2} -реакции от ρ .

Астрофизические следствия полученных нами результатов мы предполагаем подробно обсудить в следующей публикации.

В заключение авторы благодарят С. И. Блинникова, В. С. Имшенника за ценные советы и интерес к работе. А. М. Хохлов благодарит также В. С. Вайнштейна и С. И. Блинникова за предоставление за год до публикации версии языка TREFØR [16] для ЭВМ БЭСМ-6, на котором были написаны программы расчета.

Астрономический совет АН СССР

ВЗРЫВНОЕ ГОРЕНИЕ He4. I

EXPLOSIVE HELIUM BURNING: I. THE KINETICS OF BURNING AT CONSTANT TEMPERATURE AND DENSITY

A. M. KHOHLOV, E. V. ERGMA

The kinetics of helium burning at constant temperature $(T \ge 10^{\circ} \text{ K})$ and density $(\rho \ge 10^{5} \text{ g/cm}^{3})$ are investigated. In the (ρ, T) plane the region of iron group and lighter element production is located. The mean atomic number of synthesized nuclei for various temperatures and densities (expression (8)) is determined. For temperatures $T > 4 \cdot 10^{\circ} \text{ K}$ the "neutron flash" effect is found, which may result in changing the isotope abundance of s- and r-process elements. The range of ρ and T where the over-abundance (in comparison with NSE) of elements beyond the iron group is found.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I. Iben, A. V. Tutukov, Ap. J. Suppl. ser., 54, 335, 1984.
- S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver, in "Stellar Nucleosynthesis, Proceedings of the third Workshop of the Advanced School of Astronomy of the Ettore Majorana Center", eds. Chiosi C., Rensini A., 1983, p. 263.
- 3. K. Nomoto, F. K. Thielemann, K. Yokoi, Preprint MPA, 121, 1984.
- 4. В. С. Имшенник, А. М. Хохлов, Письма АЖ, 10, 631, 1984.
- 5. M. Hashimoto, T. Hanava, D. Sugimoto, PAS Japan, 35, 1, 1983.
- 6. А. М. Хохлов, Письма АЖ, 10, 297, 1984.
- 7. В. С. Имшенник, С. С. Филиппов, А. М. Хохлов, Письма АЖ, 7, 219, 1981.
- W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 13, 69, 1975.
- H. J. Harris, W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 21, 165, 1983.
- S. E. Woosley, W. A. Fowler, J. A. Holmes, B. A. Zimmerman, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 22, 371, 1978.
- 11. К. Ленг, Астрофизические формулы, т. 2. Мир. М., 1978.
- 12. S. E. Wocsley, W. D. Arnett, D. D. Clayton, Ap. J. Suppl. ser., 26, 231, 1973.
- 13. С. М. Гольберг, А. Ю. Захаров, С. С. Филиппов, Преприят ИПМ АН СССР, № 12, 1976.
- 14. F. E. Clifford, R. Taylor, Mem. RAS, London, 69, 21, 1965.
- 15: D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler, Ap. J. Suppl. ser., 16, 299, 1968.
- 16. С. И. Вайнштейн, С. И. Блинников, Препринт ИТЭФ-79, 1984.