

РОЛЬ ТЕРМИЧЕСКОГО β -РАСПАДА В СИНТЕЗЕ Р-ЯДЕР

И. В. Копытин, М. А. Гиршфельд, Э. М. Бабишов, Т. А. Крыловецкая

Воронежский государственный университет

Исследуется роль термического β -распада β -стабильных ядер при решении известной астрофизической проблемы синтеза р-элементов. Рассматривается квазиравновесный этап эволюции массивной звезды на стадии кислородного горения, на котором температура звездного вещества может достигать $2 \cdot 10^9$ К, и это делает практически возможным β -распад с возбужденных состояний ядер. Показано, что для 20 из 35 р-ядер термический β -распад может быть существенен и его следует учитывать при построении моделей взрывного синтеза элементов.

ВВЕДЕНИЕ

В ядерной астрофизике проблема синтеза так называемых р-ядер (иначе — обойденные ядра) до настоящего времени не имеет решения, которое бы всех удовлетворило. Предлагалось немало возможных физических механизмов их синтеза в звездном веществе [1—7], но, как правило, они не могли объяснить происхождение всей совокупности р-ядер (их более 30) или использовали физические параметры, практическая реализация которых сомнительна. Лишь сравнительно недавно интенсивное изучение взрывного синтеза р-элементов (на этапе взрыва сверхновой звезды) выявило перспективность данного направления исследований [1—3, 8, 9]. Однако и в этом подходе есть несколько «проблемных» р-ядер, распространенность которых не удастся объяснить (получается недостаточный выход изотопов $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$, ^{113}In , ^{115}Sn). Как показало специальное исследование, при согласованном подходе, в котором наряду с р-ядрами происходит синтез и других категорий стабильных элементов, наблюдаемые «солнечные» концентрации вышперечисленных изотопов получить все же можно. Однако для этого придется существенно изменить величину скорости ключевой для ядерной астрофизики реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ [10]. Это, в свою очередь, приводит к перепроизводству многих s-ядер, которые, как принято считать, синтезируются в процессах нейтронного захвата. Иными словами, решение проблемы указанных р-ядер приводит к новой, но уже с обычными стабильными элементами. При построении модели взрывного синтеза элементов очень важным в эволюции массивной звезды является этап

предсверхновой. От концентраций s-элементов на этом этапе, а именно они определяют начальные условия для системы кинетических уравнений при взрывном ядерном синтезе, зависит итоговый выход и р-ядер. При этом принимается, что на этапе предсверхновой концентрации р-ядер практически равны нулю, в том числе и для «проблемных» изотопов. Однако в процессе эволюции массивных звезд есть довольно продолжительный квазиравновесный этап кислородного горения, на котором температура звездного вещества достигает $(1 \div 2) \cdot 10^9$ К. Эти температуры в энергетической шкале уже имеют порядок величины ядерных энергий, и в таком нагретом веществе заселяться будут и возбужденные состояния атомных ядер. Если энергия каких-то состояний окажется выше энергетического барьера (именно он для р-ядер обычно препятствует β -распаду, который мог бы от s-ядра привести к р-ядру (смотри ниже)), то с них открывается возможность β -переходов (термический β -распад). Как следствие, уже на данном квазиравновесном этапе за счет термического β -распада стабильных s-ядер, являющихся праматеринскими для р-ядер, могло бы накопиться определенное количество р-изотопов. Тогда дальнейший расчет взрывного их синтеза следовало бы проводить с ненулевыми начальными условиями и это, естественно, может повлиять на конечные результаты. Цель настоящего исследования — изучить возможную роль термического β -распада стабильных s-ядер для решения проблемы синтеза р-изотопов. Будет рассматриваться только этап квазиравновесного кислородного горения массивной звезды с максимально возможной для него температурой, а из всех теоретически возможных физических механизмов синтеза р-ядер будет выделен только термический β -распад. В ка-

© Копытин И. В., Гиршфельд М. А., Бабишов Э. М., Крыловецкая Т. А., 2006

честве праматеринских ядер для р-изотопов будут взяты стабильные s-ядра из главной последовательности в количествах, соответствующих их наблюдаемым солнечным концентрациям. Не исключено, что такой выбор начальных параметров может привести к перепроизводству каких-то р-ядер, но последнее как раз и будет свидетельствовать о возможной значимости исследуемого механизма для их производства, в том числе и при разработке взрывных моделей нуклеосинтеза.

1. ТЕРМИЧЕСКИЙ β^- -РАСПАД

Как известно, р-ядра не могут быть получены в г- и s-процессах нейтронного захвата, так как их прародительские ядра стабильны относительно β^- -распада. Так, если имеется р-ядро $(A, Z+2)$, то разность масс его прародительского (A, Z) и родительского $(A, Z+1)$ ядер оказывается отрицательной (имеет место энергетический порог) и β^- -переход между их основными состояниями энергетически запрещен. В настоящей работе предлагается механизм образования р-ядер, основанный на так называемом термическом β^- -распаде. Если температура среды имеет порядок ядерных температур ($0,1 \lesssim kT \lesssim 0,5$ МэВ), то происходит заселение возбужденных состояний выше энергетического порога, и с этих состояний уже становится возможным естественный β^- -распад $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1)$, результатом которого будет появление нестабильного ядра $(A, Z+1)$. На следующем этапе β^- -распад ядра $(A, Z+1)$ по схеме $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z+2)$ приводит к р-ядру $(A, Z+2)$.

По современным представлениям (см., например, [15]), массивная звезда проходит через две стадии, на которых ее температура достигает необходимых значений: в ходе гидростатического горения кислорода, длительность которого около 6 месяцев, и в процессе вспышки сверхновой, которая длится порядка нескольких секунд. Следовательно, на этих этапах есть принципиальная возможность реализации термического β^- -распада, который может быть важен именно при синтезе р-ядер. Ранее роль термического β^- -распада изучалась в задаче о захвате электронов при высоких температурах и больших плотностях вещества звезды в работах [11, 12].

В данной работе процесс синтеза р-ядер на основе термического β^- -распада рассматрива-

ется как основной физический механизм. С помощью этой модели были оценены ключевые параметры, влияющие на выход р-ядер на квазистационарной α -стадии эволюции массивной звезды — стадии горения кислорода.

Рассмотрим процесс β^- -распада ядер с учетом возможного заселения возбужденных состояний. Вероятность β^- -распада разрешенного типа из k -го состояния материнского ядра $|\beta_k^{(i)}\rangle$ в l -е дочернего ядра $|\beta_l^{(f)}\rangle$ ($\beta_n^{(j)}$ — набор соответствующих квантовых чисел) в системе единиц $\hbar = c = m_e = 1$ (m_e — масса электрона) определяется выражением:

$$\lambda(\beta_k^{(i)} \rightarrow \beta_l^{(f)}) = \frac{|M_A|^2 f_{kl}(T, \rho)}{2\pi^3}, \quad (1)$$

где $M_A = g_A \langle \beta_k^{(f)} | \vec{\sigma} | \beta_l^{(f)} \rangle$ — гамов-теллеровский матричный элемент, g_A — гамов-теллеровская константа слабого взаимодействия (фермиевский ядерный матричный элемент отличен от нуля только при выполнении очень жестких правил отбора и в наших практических приложениях он проявляться не будет); $f_{kl}(T, \rho)$ определяется выражением:

$$f_{kl}(T, \rho) = \int_1^{E_{kl}} F(E, Z) E p (E_{kl} - E)^2 (1 - S_-) dE. \quad (2)$$

Здесь E — полная энергия электрона, $p = (E^2 - 1)^{1/2}$ — его импульс, E_{kl} — граничная энергия β^- -перехода $|\beta_k^{(i)}\rangle \rightarrow |\beta_l^{(f)}\rangle$:

$$E_{kl} = E_0 + E(\beta_k^{(i)}) - E(\beta_l^{(f)}), \quad (3)$$

где E_0 — разность энергий основных состояний материнского и дочернего ядер соответственно, $E(\beta_k^{(i)})$, $E(\beta_l^{(f)})$ — энергии состояний соответственно материнского и дочернего ядер, отсчитанные от их основного состояния, $F(E, Z)$ — кулоновская функция Ферми. Множитель $(1 - S_-)$ отражает тот факт, что некоторые конечные состояния продуктов распада могут быть заняты. Он позволяет учесть вырождение электронного газа. Если считать, что электроны образуют идеальный Ферми-газ (см., например, [13]), то функция S_- — распределение Ферми:

$$S_- = \left[\exp \frac{U - U_F}{kT} + 1 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где $U = E - 1$ — кинетическая энергия электрона, U_F — граничная энергия Ферми для электронов. U_F можно найти из условия нормировки:

$$\rho / \mu_e = \frac{1}{\pi^2 N_A} \int_0^\infty S_- p^2 dp, \quad (5)$$

где μ_e — средняя молярная масса, приходящаяся на один электрон, ρ/μ_e — концентрация электронов, N_A — число Авогадро.

Значения функции $F(Z, A)$ с достаточной для нас точностью могут быть рассчитаны по формуле:

$$F(E, Z) = \frac{2(\gamma + 1)(2pR)^{2(\gamma+1)} \exp \frac{\pi\alpha(Z+1)E}{p} \left| \Gamma(\gamma + i \frac{\alpha(Z+1)E}{p}) \right|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2}, \quad (6)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$, α — постоянная тонкой структуры, Γ — гамма-функция, R — радиус ядра. Значения интеграла (2) для случая $S_- = 0$ и с функцией $F(E, Z)$, взятой в виде (6), были сверены со значениями, приведенными в [14] и рассчитанными с учетом конечных размеров ядра, и отличались от них не более, чем на 5 %.

Скорость β^- -распада с k -го уровня материнского ядра:

$$\lambda(\beta_k^{(i)}) = \sum_l \lambda(\beta_k^{(i)} \rightarrow \beta_l^{(f)}). \quad (7)$$

Суммирование проводится по всем уровням дочернего ядра, в которые возможен β^- -распад разрешенного типа. Для полной вероятности распада материнского ядра получаем:

$$\lambda_{\beta^-} = \sum_k P(\beta_k^{(i)}) \lambda(\beta_k^{(i)}). \quad (8)$$

Здесь суммирование проводится по всем состояниям материнского ядра, $P(\beta_k^{(i)})$ — вероятность заселения состояния $|\beta_k^{(i)}\rangle$:

$$P(\beta_k^{(i)}) = \frac{(2J(\beta_k^{(i)}) + 1)}{G} \exp(-E(\beta_k^{(i)})/kT), \quad (9)$$

где $J(\beta_k^{(i)})$ — спин состояния $|\beta_k^{(i)}\rangle$ и G — ядерная статистическая сумма:

$$G = \sum_i (2J(\beta_k^{(i)}) + 1) \exp(-E(\beta_k^{(i)})/kT). \quad (10)$$

Второй этап образования р-ядер включает β^- -распад нестабильного ядра $(A, Z+1)$. Так как его время жизни, как правило, много меньше характерных времен для ядерного синтеза в звезде, естественный β^- -распад ядра $(A, Z+1)$ практически можно считать достоверным событием и его долю учитывать через коэффициент ветвления $K_{\beta^-}(A, Z+1)$ (нередко возможен еще β^+ -распад и β^-e -захват). Эти коэффициенты, как правило, известны из эксперимента, хотя в сильно нагретом веществе звезды они могут быть несколько иными.

Полная вероятность образования обойденного ядра $(A, Z+2)$ определяется выражением:

$$P((A, Z) \rightarrow (A, Z+2)) = \lambda_{\beta^-}(A, Z) K_{\beta^-}(A, Z+1). \quad (11)$$

Зная концентрацию прародительских ядер $N(A, Z)$, мы можем найти концентрацию обойденных ядер $N(A, Z+2)$:

$$N(A, Z+2) = N(A, Z) \int_{t \in \tau} P((A, Z) \rightarrow (A, Z+2)) dt, \quad (12)$$

где τ — временной промежуток, в течение которого возможен процесс термического β^- -распада.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Существует несколько таблиц, в которых содержатся данные о распространенности элементов. Наиболее используемыми в приложениях являются таблицы Камерона [16] и Андерса [17]. Их данные различаются в среднем на 20 ÷ 30 %, в настоящей работе величины распространенностей элементов брались из [16]. Они нормированы следующим образом: распространенность кремния полагается равной 10^6 , а распространенности других изотопов определены относительно него.

Мы рассматривали только разрешенные переходы, так как они на 2 ÷ 3 порядка более интенсивны, чем однократно запрещенные. Для них изменение спина ядра составляет $|\Delta J| = 0$ или 1, а четность состояний не меняется. Экспериментальные данные о ядерных состояниях брались из [18]. Определенную проблему при вычислениях представляло отсутствие достоверной информации о спинах и четностях ряда ядерных состояний, особенно высоколежащих. Это не позволяет однозначно выделить все разрешенные переходы. В этой работе были учтены только те состояния, данные о характеристиках которых известны с большей или меньшей точностью. Например, если спин состояния точно не был известен и приводилось более одного возможного значения, то это состояние учитывалось только тогда, когда разрешенный переход был возможен для каждого значения. Если же отсутствовала информация о спине, то такие состояния не учитывались.

Особую проблему составляет расчет β^- -распадных ядерных матричных элементов. В отде-

льных случаях известны экспериментальные значения для приведенных времен жизни β^- -переходов и по ним можно было бы найти необходимые β^- -распадные ядерные матричные элементы. Однако таких данных недостаточно, так как необходимо знать все матричные элементы между возбужденными состояниями родительского и дочернего ядер, между которыми осуществляется β^- -переход, и их намного больше. К сожалению, удовлетворительной ядерной модели, которая позволила бы рассчитать ядерные матричные элементы с хорошей точностью, особенно для β^- -переходов между возбужденными состояниями, нет. Поэтому, учитывая, что для разрешенных β^- -распадов необлегченного типа обычно $\log f_0 t_{1/2} = 4,5 \div 5,5$, мы использовали усредненный β^- -распадный ядерный матричный элемент, оцененный по усредненному приведенному времени жизни, равному $(f_0 t_{1/2})_{avg} = 10^5$. Это, конечно, огрубляет результаты, но все же сводит к минимуму ошибки, связанные с незнанием реальной структуры ядра. С учетом этого выражение (1) для вероятности β^- -распада разрешенного типа принимает вид:

$$\lambda(\beta_k^{(i)} \rightarrow \beta_j^{(f)}) = \ln 2 \frac{f_{ki}(T, \rho)}{(f_0 t_{1/2})_{avg}}. \quad (13)$$

Будем предполагать, что стабильные прародительские ядра образовались на предыдущих стадиях развития звезды и их первоначальная распространенность на стадии кислородного горения совпадает с наблюдаемой в солнечной системе. Соответственно распространенность р-ядер примем равной 0 и предположим, что за их синтез ответственен только процесс термического β^- -распада. Так как распространенность р-ядер на несколько порядков меньше, чем у их прародительских ядер, можно считать, что термический β^- -распад практически не изменит концентрацию последних.

Данные о продолжительности стадии горения кислорода и условиях, в которых находится вещество в недрах звезды, были взяты из работы [15] и относятся к массивным звездам с массой $25M_\odot$ на стадии кислородного горения. Длительность этой стадии составляет $\tau = 5$ мес. Температура в центре звезды достигает величины $T = 2,1 \cdot 10^9$ К, плотность равна $\rho = 10^6$ г/см³.

Вероятность термического β^- -распада является функцией как температуры, так и плотности вещества массивной звезды. Как видно из рис., вероятность β^- -распадов очень сильно

зависит от температуры среды. Уменьшение температуры с $2 \cdot 10^9$ до $1 \cdot 10^9$ К приводит к уменьшению скорости распада на несколько порядков. Этот факт означает, что в расчетах необходимо использовать как можно более точную модель звезды, что представляет собой определенную проблему. Из сильной зависимости скорости термического β^- -распада от температуры также следует, что β^- -распад такого типа в поставленной задаче имеет смысл рассматривать только на квазистационарной стадии горения кислорода. На более ранних стадиях температура среды будет еще не достаточно высока, а стадия вспышки сверхновой не имеет достаточной продолжительности. Как показали расчеты, вырождение электронного газа при величинах $\rho / \mu_e \leq 10^7$ моль/см³ практически на полученные результаты не влияет. Однако при более высоких плотностях вырождение электронного газа может заметно изменить интенсивность β^- -процессов.

Результаты расчетов распространенностей р-ядер приведены в табл. В ней сравниваются распространенности р-ядер, наблюдаемые в солнечной системе, с теоретическими величинами, полученными по формуле (12). Из табл. видно, что термический β^- -распад может оказывать существенное влияние на образование, по крайней мере, 20 из 35 р-ядер. Для многих р-ядер теоретическая распространенность значительно превысила наблюдаемую. Это можно объяснить следующими допущениями. Во-первых, взятые нами температура и длительность этапа горения кислорода являются приближенными и их действительные значения могут оказаться несколько иными. Более того, в рас-

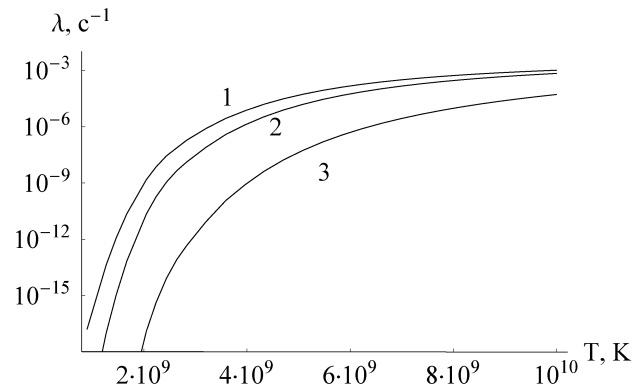


Рис. Зависимость интенсивности β^- -распада ядра ^{78}Se от температуры для различных концентраций электронов. Кривая 1 соответствует $\rho / \mu_e = 10^6$ моль/см³, кривая 2 — 10^8 моль/см³, кривая 3 — 10^9 моль/см³

Результаты расчетов распространенностей изотопов. Продолжительность стадии горения кислорода $\tau = 5$ мес, температура вещества звезды $T = 2.1 \cdot 10^9$ К. T_{exp} — наблюдаемая распространенность [17], N_{th} — теоретическая

| Изотоп | N_{exp} | N_{th} | Изотоп | N_{exp} | N_{th} |
|-------------------|-----------|---------------|-------------------|-----------|---------------|
| ^{74}Se | 0.55 | 0.014 | ^{132}Ba | 0.0045 | 0.00039 |
| ^{78}Kr | 0.15 | 4.1510^{-9} | ^{136}Ce | 0.0022 | 1.710^{-5} |
| ^{80}Kr | 0.99 | 0.80 | ^{138}Ce | 0.0028 | 0.37 |
| ^{84}Sr | 0.13 | 2.410^{-4} | ^{144}Sm | 0.0080 | 0.0037 |
| ^{92}Mo | 0.38 | 1.310^{-5} | ^{152}Gd | 0.00066 | 0.0031 |
| ^{94}Mo | 0.24 | 8.5 | ^{156}Dy | 0.00022 | 1.210^{-5} |
| ^{96}Ru | 0.10 | 1.0310^{-4} | ^{158}Dy | 0.00038 | 0.033 |
| ^{98}Ru | 0.035 | 0.24 | ^{162}Er | 0.00035 | 6.6710^{-5} |
| ^{102}Pd | 0.014 | 2.910^{-6} | ^{164}Er | 0.0041 | 0.28 |
| ^{106}Cd | 0.020 | 3.410^{-7} | ^{168}Yb | 0.00032 | 3.4010^{-6} |
| ^{108}Cd | 0.014 | 0.0080 | ^{174}Hf | 0.00025 | 0.079 |
| ^{110}Cd | 0.02 | 2.88 | ^{180}W | 0.00017 | 0.13 |
| ^{112}Sn | 0.037 | 0.0007 | ^{184}Os | 0.00012 | 0.0028 |
| ^{114}Sn | 0.025 | 0.24 | ^{190}Pt | 0.00017 | 0. |
| ^{120}Te | 0.0045 | 0.0010 | ^{196}Hg | 0.00048 | 0.03 |
| ^{124}Xe | 0.0057 | 0. | ^{113}In | 0.0079 | 108.9 |
| ^{126}Xe | 0.0051 | 0.0039 | ^{115}Sn | 0.013 | 24.2 |
| ^{130}Ba | 0.0048 | 1.2210^{-8} | | | |

четах принималось, что все вещество звезды имеет температуру $2 \cdot 10^9$ К, а это может быть слишком сильным допущением. Как видно из рис., выход ядер очень критичен к величине T . Во-вторых, в ряде случаев отсутствуют экспериментальные значения коэффициентов ветвления $K_{\beta^-}(A, Z + 1)$. Тогда принималось, что доля β^- -распада составляет 100 %, это также завышает результат. К тому же, даже когда в земных условиях коэффициенты были известны, в сильно нагретом веществе звезды они могут быть другими. К сожалению, как и в случае с ядерными матричными элементами, их теоретический расчет затруднителен. В-третьих, мы приняли начальную распространенность прародительских ядер равной наблюдаемой в солнечной системе, что, вообще говоря, для ряда ядер также может оказаться неверным. Все вышесказанное означает, что приведенные результаты могут свидетельствовать лишь о значимости термического β^- -распада при синтезе р-ядер. При более прецизионных расчетах, наоборот, по полученным концентрациям р-ядер можно было бы уточнить такие ключевые параметры звезды, как ее температура и длительность этапа кислородного горения. В число рассмотренных р-ядер были включены изотопы ^{113}In и ^{115}Sn . Для них вышеупомянутый энергетический барьер отсутствует. Однако их обра-

зование посредством обычного β^- -распада затруднено тем, что β^- -переходы с основных состояний родительских ядер сильно запрещены. Термический β^- -распад открывает возможность β^- -переходов разрешенного типа с возбужденных состояний родительского ядра. Это приводит к значительному увеличению скорости β^- -процесса, о чем и свидетельствуют теоретические значения распространенностей этих ядер в табл.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамаровский Я.М. Синтез элементов во Вселенной / Я.М. Крамаровский, В.П. Чечев. — М.: Наука, 1987. — 158 с.
2. Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K. // *Astronomy and Astrophys.* — 1995. — Vol. 298. — P. 517.
3. Woosley S.E., Howard W.M. // *Astrophys. Suppl.* — 1978. Vol. 36. — P. 285.
4. Домогацкий Г.В., Надежин Д.К. // *Астроном. журн.* — 1978. — Т. 55. — С. 516.
5. Adouze J., Truran J.W. // *Astroph. J.* — 1975. — Vol. 202. — P. 204.
6. Копытин И.В., Крыловецкая Т.А. // *Ядерная физика.* — 1998. — Т. 61, №9. — С. 1589.
7. Копытин И.В., Карелин К.Н., Некипелов А.А. // *Ядерная физика.* — 2004. — Т. 67, №8. — С. 1455.
8. Бабишов Э.М., Копытин И.В. // *Вестник ВГУ. Серия «Физика, математика».* — 2003. — № 2. — С. 5—12.

9. Бабишов Э.М., Копытин И.В. // Астроном. журн. — 2006. — Т. 83, № 7. С. 638—648.
10. Бабишов Э.М., Копытин И.В. // Вестник ВГУ. Серия «Физика, математика». — 2006. № 2. С. 5—13.
11. Fuller G.M., Fowler W.A. // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* — 1980. — Vol.42. — P. 447.
12. Fuller G.M., Fowler W.A. // *Astrophys. J.* — 1982. Vol. 252. — P. 715.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Статистическая физика. — М.: Наука, 1964. — 568 с.
14. Джелепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. // Бета-процессы. Л.: Наука, 1972. — 374 с.
15. Woosley S. E., Heger A. // *Rev. Mod. Phys.* — 2002. — Vol. 74. — P. 1015.
16. Ядерная астрофизика. / Под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма. — М.: Мир, 1986. — 520 с.
17. Anders E., Grevesse N. // *Geochim. Cosmochim. Acta.* — 1989. Vol. 53. — P. 197.
18. Firestone R.B., Shirley V.S. // *Table of Isotopes.* Wiley-Interscience. New-York, — 1996.