УДК 533.9

Возможна ли трансформация ядер в низкотемпературной плазме с точки зрения законов сохранения?*

Л. И. Уруцкоев, Д. В. Филиппов
"РЭКОМ", РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

В работе показано, что возможны некоторые новые коллективные процессы низкоэнергетической трансформации ядер, которые не противоречат известным фундаментальным законам сохранения. Показано, что при рассмотрении низкоэнергетических ядерных процессов (как известных, так и новых), протекающих с влиянием слабых взаимодействий, необходимо учитывать малую по сравнению с энергией связи ядра массу электрона. Обращено внимание на то, что условием стабильности ядра по отношению к β-распаду и К-захвату является минимум дефекта массы на изобарах, что не всегда совпадает с условием минимума массы ядра, часто фигурирующим в литературе.

Условие β-стабильности ядер

Рассмотрим ядерные реакции, в которых разрешены слабые взаимодействия, а именно β-распад и К-захват

$$n = p + e^- + \bar{\nu}_e\ , \qquad p + e^- = n + \nu_e\ ,$$

где ν_e — электронное нейтрино.

Следует отметить, что наличие электронных оболочек допускает возможность К-захвата — процесса, энергетически более выгодного, чем позитронный β^+-распад. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только процессы, проходящие без образования античастиц (кроме антинейтрино)

$$\sum_i {}^{A_i}_{Z_i} X_i \to \sum_j {}^{A_j}_{Z_j} Y_j + ke^- + k\bar{\nu}_e + Q\ , \qquad (1)$$

где X_i и Y_j — ядра с соответствующими атомными весами A_i и зарядами Z_i (в единицах заряда электрона), частным случаем которых могут быть свободные нейтроны ($A = 1$, $Z = 0$);

k — количество электронов, задействованных в реакции, k может быть положительно (при β^--распаде), отрицательно (при К-захвате) или равно нулю (в случае только сильных взаимодействий).

Будем считать, что в общем случае среди ядер X_i (или Y_i) могут быть повторяющиеся. Известно [1—4], что в таких процессах выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, барионного заряда (количество нуклонов)

$$\sum_i A_i = \sum_j A_j\ , \qquad (2)$$

электрического заряда

$$\sum_i Z_i + k = \sum_j Z_j\ , \qquad (3)$$

лептонного заряда. Заметим, что при учете слабых взаимодействий четность может не сохраняться.

Выделяемая энергия $Q>0$ или поглощаемая $Q<0$ в уравнении (1) рассчитывается следующим образом:

$$Q = \sum_i M(X_i) - \sum_j M(Y_j) - km_e\ , \qquad (4)$$

где $M(X)$ — масса ядра X;
m_e — масса электрона.

По определению энергии связи ядра W_i:

$$M(X_i) = (A_i - Z_i)\, m_n + Z_i\, m_p - W_i \qquad (5)$$

где m_p — масса протона;
m_n — масса нейтрона.

Для процессов, идущих только за счет сильных взаимодействий, т. е. с сохранением количества нейтронов и количества протонов ($k = 0$), справедливо можно записать из (4), (5)

$$Q = \sum_{i=\text{beg}} M(X_i) - \sum_{j=\text{end}} M(Y_j) = \sum_{j=\text{end}} W(Y_j) - \sum_{i=\text{beg}} W(X_i)\ . \qquad (6)$$

При рассмотрении ядерных процессов, идущих с участием слабых взаимодействий, учитывая закон сохранения заряда (3) и определение энергии связи ядра W (5), несложно преобразовать (4) в выражение

$$Q = \sum_{j=\text{end}} \Phi_F(Y_j) - \sum_{i=\text{beg}} \Phi_F(X_i)\ , \qquad (7)$$

где введена функция Φ_F ядра:

$$\Phi_F = W + Z\tilde{m}\ ,$$

где W — энергия связи;
Z — заряд ядра, и

$$\tilde{m} = m_n - m_p - m_e = 782{,}3 \text{ кэВ}\ . \qquad (8)$$

* Статья публикуется в дискуссионном порядке.

© Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В., 2004

Еще одной характеристикой энергии ядра, альтернативной энергии связи, является *дефект массы*, определяемый соотношением [6]

$$Q \equiv \sum_{i=\text{beg}} \Delta M(X_i) - \sum_{j=\text{end}} \Delta M(Y_j). \qquad (9)$$

Из формул (7) и (9) следует, что сумма функций $\Delta M + \Phi_F$ может быть пропорциональна A·const (A — атомный вес), так как во всех рассматриваемых процессах сохраняется количество нуклонов (2). Константа пропорциональности выбирается из условия нормировки $\Delta M(^{12}C) = 0$. Заметим, что для функции Φ_F задана "естественная" нормировка $\Phi_F(^1n) = 0$. Несложно получить, что дефект массы связан с энергией связи W и функцией Φ_F ядра следующим образом:

$$\Delta M = A(m_n - m_{\text{a.e.m.}}) - \Phi_F = A(m_n - m_{\text{a.e.m.}}) - Z\tilde{m} - W, \qquad (10)$$

где $m_{\text{a.e.m.}} \approx 931{,}5$ МэВ — атомная единица массы [7].

Для массы ядра из (10) и (5) получим

$$M = Am_{\text{a.e.m.}} - Zm_e + \Delta M. \qquad (11)$$

Обратим внимание на то, что для процессов, идущих с участием слабых взаимодействий, выражения (6) и (9) ***не совпадают***. Замена дефекта массы (9) массой ядра (6) не является ошибкой при рассмотрении ядерных реакций с большими изменениями энергии Q или при отсутствии слабых взаимодействий ($k = 0$); в этом случае в (11) можно пренебречь малым Zm_e по сравнению с $Am_{\text{a.e.m.}}$. Однако при рассмотрении процессов, в которых происходят превращения с участием слабых взаимодействий и выделяемые или поглощаемые энергии меньше или порядка энергии электрона (≈ 511 кэВ), различиями между изменением дефекта массы ΔM и изменением полной массы ядра M (а также между энергией связи W и функцией Φ_F) пренебрегать нельзя.

В качестве иллюстрации важности вышеизложенного уточнения рассмотрим классическую задачу β-стабильности ядер. Известно [1—4], что достаточное (но не необходимое) условие стабильности ядра по отношению к процессам, описываемым уравнением (1), заключается в том, что реакция является эндотермической $Q < 0$. Процессы К-захвата и β^--распада осуществляют превращение ядра с сохранением количество нуклонов, т. е. перемещение по изобаре (A = const). Следовательно, достаточным условием стабильности ядра по отношению к процессам К-захвата и β^--распада является реализация ***минимума дефекта массы*** ΔM (Z, A) (максимума функции Φ_F), включая все локальные минимумы, на изобаре (A = const). Обратим внимание на то, что речь идет именно о минимуме дефекта массы ΔM (Z) (или полной массы атома), но не о минимуме массы ядра M (Z) и не о максимуме энергии связи W (Z) (в работах [3—5] допущены неточности). Так как функция ΔM (Z) отличается от M (Z) прибавлением линейного члена (11), качественно эти функции имеют один и тот же вид, но минимумы M (Z) могут сдвинуться в сторону больших Z. Аналогично максимумы энергии связи W (Z) на изобарах могут быть сдвинуты в сторону меньших Z по отношению к максимумам функции Φ_F (Z), а последние совпадают с минимумами ΔM (Z) (10).

Действительно, несложный анализ базы данных [7] по энергии связи ядер и дефекту масс показывает, что:

- все без исключения стабильные изотопы реализуют ***минимумы*** ΔM (Z) и ***максимумы*** Φ_F (Z) на соответствующих изобарах. Заметим, что ряд встречающихся в природе изотопов, которые не реализуют минимум ΔM (Z), являются хотя и долгоживущими, но нестабильными (таблица). Особо следует отметить встречающийся в природе изотоп $^{180}Ta^m$, являющийся долгоживущим ($1{,}2 \cdot 10^{15}$ лет) изомерным возбужденным состоянием ядра. Столь большой период полураспада объясняется большой разностью спинов изомерного (9-) и основного (1+) состояний;
- более 30 изотопов, реализующих минимум $M(Z)$, нестабильны по отношению к К-захвату (в работах [3, 4] — неточность), к ним относятся, например, ^{71}Ge (11,4 дн.), ^{72}Se (8,4 дн.), ^{73}As (80,3 дн.), ^{82}Sr (25,6 дн.), ^{100}Pd (3,6 дн.), ^{118}Te (6 дн.), ^{125}I (59,4 дн.), ^{131}Cs (9,7 дн.), ^{178}W (21,6 дн.), ^{181}W (121,2 дн.), ^{195}Au (186,1 дн.), ^{201}Tl (72,9 ч);
- более 50 изотопов, реализующих максимум энергии связи, являются β-активными (в работе [5] — неточность), к ним относятся, например, ^{33}P (25,3 дн.), ^{47}Sc (3,3 дн.), ^{66}Ni (54,6 ч), ^{67}Cu (61,83 ч), ^{72}Zn (46,5 ч), ^{197}Pt (19,9 ч), ^{209}Pb(3,3 ч).

Нестабильные природные изотопы

Изотоп	Распространенность в химическом элементе, %	Тип распада и доля %. β^- — электронный, β^+ — позитронный распад, ε — К-захват	Энергия перехода, кэВ	Период полураспада, лет
^{40}K	0,012	β^- 89,3	1311	$1{,}277 \cdot 10^9$
		ε(β^+) 10,7	1505	
^{48}Ca	0,187	β^-	278	$6 \cdot 10^{18}$
^{50}V	0,25	β^- 17	1037	$1{,}4 \cdot 10^{17}$
		ε(β^+) 83	2208	
^{87}Rb	27,85	β^-	283	$4{,}75 \cdot 10^{10}$
^{96}Zr	2,8	β^-	—	$3{,}8 \cdot 10^{19}$
^{113}Cd	12,22	β^-	316	$7{,}7 \cdot 10^{15}$
^{115}In	95,77	β^-	496	$4{,}4 \cdot 10^{14}$
^{123}Te	0,9	ε	53	$>10^{13}$
^{138}La	0,09	β^- 33,6	1044	$1{,}05 \cdot 10^{11}$
		ε(β^+) 66,4	1738	
^{176}Lu	2,59	β^-	1192	$3{,}78 \cdot 10^{10}$
^{187}Re	62,6	β^-	2,66	$4{,}35 \cdot 10^{10}$
$^{180}Ta^m$	0,012	γ	75,3	$1{,}2 \cdot 10^{15}$

Обратим внимание на то, что отсутствие электронных оболочек, т. е. когда К-захват невозможен, а изменение заряда ядра в сторону уменьшения заряда может происходить только за счет позитронного β^+-распада, что соответствует замене k на $|k|$ в (4), привело бы к сдвигу условия стабильности ядер в сторону больших Z.

Далее при построении феноменологической модели трансформации ядер мы будем искать комбинации ядер с близкими полными ядерными энергиями, отличающимися на энергии химического масштаба. В этом случае важно учитывать вышеуказанные различия между M, ΔM, W и Φ_F.

Феноменологическая модель

Зададимся вопросом о том, является ли наблюдаемый в настоящий период природный изотопный состав окончательным и равновесным? Известно, что энергетически выгодно изменение изотопного состава элементов в сторону $Z \to 26$ как за счет реакций ядерного синтеза, так и за счет реакций деления, которые протекают в природе, сопровождаясь большими изменениями энергии. Мы обращаем внимание на другой факт: в пределах малого (в ядерном масштабе) энергетического интервала возможно существование огромного количества состояний, которые крайне неравномерно заполнены в природе.

Рассмотрим гипотетические коллективные ядерные процессы с участием слабых взаимодействий, удовлетворяющие уравнению (1). Определим множество $\mathfrak{R}$ ядерных ансамблей $\{X_i\}$: элементом $\mathfrak{R}$ является некоторый ансамбль ядер. В этом случае трансформация (1) представляет собой перемещения между двумя элементами множества $\mathfrak{R}$. Задача построения феноменологической модели такого процесса трансформации, без рассмотрения механизма этого процесса, сводится к следующему:

во множестве $\mathfrak{R}$ ансамблей ядер найти ансамбли $\{Y_i\}$, ближайшие к начальному $\{X_i\}$ по полной энергии, при условии выполнения законов сохранения:

- барионного заряда (количество нуклонов);
- электрического заряда;
- лептонного заряда.

Сохранение лептонного заряда следует из предположения применимости уравнения (1). Напомним, что нейтрино уносят часть выделившейся энергии Q, однако масштаб энергии в рассматриваемом случае может быть значительно меньше, чем в обычных неколлективных реакциях за счет слабых взаимодействий — в гипотетическом коллективном процессе нейтрино может обладать любым малым импульсом.

Первая попытка построения такой феноменологической модели трансформации ядер предпринята Ф. М. Пеньковым (группа В. Д. Кузнецова, ОИЯИ, г. Дубна).

Ансамбль ядер $\{X_i\}$ будем описывать набором целых чисел $\{a_i\} = \vec{a}$, где a_i — количество ядер X_i в ансамбле; вектором $\vec{\delta}_i$ будем считать ансамбль, состоящий из одного ядра X_i. На множестве $\mathfrak{R}$ определим норму

$$\|\vec{a}\| = \sum_i a_i A_i q_i \,, \tag{12}$$

где

$$q_i \equiv q(X_i) \equiv \Delta M({}^1_1H) - \frac{\Delta M(X_i)}{A_i} = \frac{\Phi_F(X_i)}{A_i} - \tilde{m} \,, \tag{13}$$

где $\tilde{m}$ определено в (8).

Пользуясь данными по изотопам [7], несложно увидеть, что $q(X) > 0$ для всех известных изотопов (в том числе и нестабильных), причем максимум $q(X)$ достигается на ^{56}Fe. Физический смысл введенной нормы заключается в том, что это есть необходимая энергия разложения ядра на протоны, т. е. разложения ядра на составляющие его протоны и нейтроны с последующим превращением всех нейтронов в протоны

$$X_i \to A_i \cdot {}^1_1H + (A_i - Z_i)e^- + (A_i - Z_i)\bar{\nu}_e - Q,$$

$$Q = \|\vec{\delta}_i\| .$$

Фактически за начало отсчета (ноль нормы (12)) выбран квазинейтральный ансамбль, состоящий из протонов и электронов.

В такой постановке задача моделирования сводится к поиску ансамблей $\{b_i\} \equiv \vec{b}$, близких по норме (12) к начальному $\{a_i\} \equiv \vec{a}$, т. е. $\|\vec{b}\| - \|\vec{a}\| < \varepsilon$, ε — мало.

Несложно убедиться, что переход от ансамбля $\vec{a}$ к ансамблю $\vec{b}$ соответствует следующей реакции вида:

$$\sum_i a_i {}^{A_i}_{Z_i}X_i \to \sum_i b_i {}^{A_i}_{Z_i}X_i + N_H\,{}^1_1H + ke + k\nu_e + Q, \tag{14}$$

где

$$N_H = \sum_i (a_i - b_i)A_i - \tag{15}$$

количество появившихся ($N_H > 0$) или поглощенных ($N_H < 0$) протонов,

$$k = \sum_i (a_i - b_i)(A_i - Z_i) - \tag{16}$$

количество появившихся ($k > 0$) или поглощенных ($k < 0$) электронов,

$$Q = \sum_i (b_i - a_i) A_i q_i \quad -$$

выделяемая ($Q > 0$) или поглощаемая ($Q < 0$) энергия. Введение нормы (13) позволяет существенно упростить задачу подбора комбинаций ядер, так как фактически при подборе комбинации $\vec{b}$ можно не следить за сохранением электрического и барионного зарядов, а законы сохранения будут выполнены в трансформации (14) вычислением необходимого количества протонов (15) и электронов (16).

Если предположить, что энергии связи и, следовательно, нормы $Q_1 = \|\vec{\delta}_1\|$ и $Q_2 = \|\vec{\delta}_2\|$ двух ядер X_1 и X_2 известны точно и являются рациональными числами, то отношение Q_1/Q_2 представимо в виде отношения двух целых чисел N_2/N_1. Легко убедиться, что в этом случае две комбинации N_1X_1 и N_2X_2 имеют *равные* энергии, т. е. трансформация $N_1X_1 \to N_2X_2 + \ldots$(14) может происходить без изменения энергии. Однако получаемые в этом случае коэффициенты (т. е. количество частиц в ансамбле) могут быть столь велики, что данная трансформация не будет представлять практического интереса. Предложенный пример иллюстрирует лишь теоретическую возможность нахождения комбинаций с очень близкими энергиями. Практически же численный подбор комбинаций ограничен точностью измерения энергии связи ядер ($\Delta Q \sim 1$ кэВ).

При построении модели трансформации назовем "элементарным актом обмена" — обмен нуклонами внутри кластера, состоящего из исходных ядер. При этом изменение энергии (на один элементарный акт обмена) не превышает 10÷30 кэВ. Расчетная модель содержит ряд параметров:

диапазон рассматриваемых изменений энергий в элементарном акте обмена;

размер кластера элементарного акта обмена;

количество нуклонов, переместившихся между ядрами кластера.

Количество возможных способов, которыми можно разложить первоначальный кластер, содержащий N нуклонов, составляет $\sim 2^N$, т. е. является столь большим, что рассмотреть все комбинации не представляется возможным. Однако, если первых два параметра оценить из экспериментальных данных, то можно варьировать лишь один третий параметр и следить за сходимостью конечного результата моделирования. Этот подход позволяет существенно уменьшить количество возможных комбинаций при обработке. По-видимому, разумно считать, что количество участников элементарного акта обмена ограничивается ближайшими соседями, т. е. не превышает 20. При количестве переместившихся нуклонов до 20—30 и диапазоне изменений энергий в элементарном акте обмена до 30 кэВ для начального ансамбля, состоящего из 5—10 изотопов, отыскивается порядка 10^4—10^6 комбинаций.

Итоговый результат расчета формируется усреднением всех возможных элементарных актов обмена с учетом их стат-весов в соответствии с начальным распределением ядер. Результирующее распределение ядер показывает, какие ядра появились, а какие исчезли в процессе трансформации.

Для определения параметров феноменологической модели, соответствующих экспериментальным данным, моделировались задачи трансформации титановой фольги в воде и глицерине в атмосфере аргона. В этом случае, например, среди элементарных актов обмена с минимальными изменениями энергий $|Q| < 1$ кэВ (т. е. изменения энергии меньше точности измерения энергии связи) были

$$^{48}_{22}\mathrm{Ti} + 2\cdot{}^{40}_{18}\mathrm{Ar} + {}^{16}_{8}\mathrm{O} \to {}^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{37}_{17}\mathrm{Cl} + {}^{38}_{18}\mathrm{Ar} + {}^{54}_{24}\mathrm{Cr} + o(1\ \text{кэВ}),$$

$$2\cdot{}^{47}_{22}\mathrm{Ti} + 2\cdot{}^{40}_{18}\mathrm{Ar} + {}^{12}_{6}\mathrm{C} \to {}^{16}_{8}\mathrm{O} + {}^{34}_{16}\mathrm{S} + {}^{46}_{20}\mathrm{Ca} + 2\cdot{}^{45}_{21}\mathrm{Sc} + o(1\ \text{кэВ}),$$

$$2\cdot{}^{49}_{22}\mathrm{Ti} + 4\cdot{}^{1}_{1}\mathrm{H} \to 4\cdot{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{40}_{19}\mathrm{K} + {}^{46}_{22}\mathrm{Ti} + e + o(1\ \text{кэВ}),$$

$$5\cdot{}^{16}_{8}\mathrm{O} + 2\cdot{}^{12}_{6}\mathrm{C} + e \to {}^{23}_{11}\mathrm{Na} + 2\cdot{}^{1}_{1}\mathrm{H} + 2\cdot{}^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{20}_{10}\mathrm{Ne} + {}^{29}_{14}\mathrm{Si} + o(1\ \text{кэВ}).$$

Было бы ошибкой рассматривать приведенные элементарные акты обмена как ядерные реакции, в которых происходит столкновение большого количества ядер. Эти примеры описывают переходы из одного состояния в другое, причем механизм перехода пока неясен. Можно лишь предположить, что происходит некоторый (возможно резонансный) переход благодаря влиянию какого-то нового вида взаимодействий.

Обратим внимание на то, что при решении рассматриваемых задач обрабатывается большое количество комбинаций — 10^5—10^6, а приведенные выше примеры являются лишь иллюстрациями. Подчеркнем, что если рассматривать трансформации большого коллектива ядер и допустить взаимное превращение протонов и нейтронов, то удается отыскать элементарные акты обмена с достаточно близкими энергиями, порядка химических энергий связи (~100 эВ/атом). Следует отметить, что и в эксперименте, и при моделировании электровзрыва титановой фольги в воде не появляются элементы тяжелее цинка, что является хорошим качественным совпадением результатов.

Естественно, необходимо провести тщательное исследование модели, сравнивая экспериментальные результаты с результатами моделирования при различных параметрах. Эта работа

ведется, но первоначально нужно было найти проверяемый экспериментально качественный эффект, возникающий при численном моделировании.

Из анализа проб выстрелов на титановой фольге было замечено [8], что содержание ванадия, являющегося одной из основных примесей титана, в результате эксперимента уменьшалось. Проведенное численное моделирование показало, что при трансформации достаточного количества ванадия должно наблюдаться искажение изотопного соотношения железа в сторону увеличения изотопа ^{57}Fe. Это является характерной отличительной чертой ванадия, причем вывод не зависел от параметров расчетов: количественное соотношение изотопов железа менялось, но всегда изотопа ^{57}Fe появлялось значительно больше, чем в равновесном природном соотношении. Например, для трансформации V + H_2O при рассмотрении элементарных актов обмена с количеством переместившихся нуклонов до 10 и с энергиями до 20 кэВ — модель дает увеличение содержание изотопа ^{57}Fe в составе получаемого Fe до 15 %, тогда как природное содержание изотопа ^{57}Fe составляет 2,2 %. При учете трансформации Ti процент полученного в результате трансформации ^{57}Fe будет меньше 15 %, так как при трансформации Ti + H_2O модель не дает искажения изотопного состава получаемого Fe. Рассматриваемая феноменологическая модель не может дать количественного результата содержания ^{57}Fe, однако модель качественно дает увеличение ^{57}Fe по отношению к природному составу (2,2 %) именно за счет трансформации V.

Проведенный эксперимент по электровзрыву титановой фольги в растворе солей ванадия (VCl_3 и NH_4VO_3) показал изотопный сдвиг Fe в сторону увеличения ^{57}Fe (до 3,7 ± 0,5 %). Это свидетельствует о том, что предлагаемый подход к моделированию трансформации элементов принципиально верен.

Заключение

Основной вывод данной работы состоит в том, что возможность гипотетического коллективного процесса низкоэнергетической трансформации ядер не противоречит фундаментальным законам сохранения.

Из анализа результатов моделирования (и сравнения с экспериментальными данными) можно сделать вывод, что фундаментальные законы сохранения допускают возможность существования некоторого гипотетического коллективного процесса низкоэнергетической трансформации ядер, характеризующегося следующими свойствами:

рассматриваемый процесс может идти при небольших изменениях энергии на участвующий в процессе атом, а именно при энергиях масштаба химических энергий связи;

косвенно подтверждается коллективный характер гипотетического процесса ядерной трансформации;

косвенно подтверждается важность роли слабых взаимодействий в этом процессе (более точно — важность протон-нейтронных превращений за счет известных слабых или каких-то неизвестных взаимодействий, не относящихся к сильным).

Построение такой феноменологической модели, даже без ясного понимания механизма трансформации, позволяет делать предварительные выводы о том, какие элементы могут быть получены из заданных исходных и, что еще более важно, что можно пытаться брать в качестве исходных веществ для получения заданных продуктов?

Законченных теорий, описывающих данное явление, не существует. Хотя механизм трансформации ядер пока не понят, мы предполагаем, что существует некоторый катализатор, который, объединяя ядра в кластер, создает условия резонанса и инициирует обмен нуклонами. Одним из возможных кандидатов на роль катализатора мы рассматриваем магнитный монополь Ж. Лошака [9—12]. Магнитный монополь, введенный Лошаком, подчиняется условию квантования Швингера, является лептоном, т. е. участником электрослабых взаимодействий и может быть трактован как магнитно-возбужденное состояние нейтрино. Такой монополь является безмассовым (или почти безмассовым), очень легким (с энергетической точки зрения) и может быть рожден, например, при электромагнитных явлениях в конденсированных средах [8].

Авторы выражают глубокую благодарность А. Б. Кукушкину, чьи полезные критические замечания позволили существенно улучшить текст статьи.

Литература

1. *Сивухин Д. В.* Атомная и ядерная физика. — М.: Наука, 1989. С. 91—94, 208.

2. *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. — М.: ИЛ, 1954. С. 182—198.

3. *Кузьмичев В. Е.* Законы и формулы физики. — Киев: Наукова думка, 1989. С. 645.

4. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. — М.: Мир, 1971. С. 200—201.

5. *Глесстон С.* Атом. Атомное ядро. Атомная энергия. — М.: Изд. иностр. лит-ры., 1961. С. 391—394.

6. Физические величины: Справочник/ Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.

7. *Audi G., Wapstra A. H.* The 1995 update to the atomic mass evaluation // Nuclar Physics, 1995. V. A595. № 4. P. 409—480.

8. *Уруцкоев Л. И., Ликсонов В. И., Циноев В. Г.* Экспериментальное обнаружение "странного" излучения и трансформации химических элементов // Прикладная физика, 2000. № 4. С. 83—100.

9. *Лошак. Ж.* О возможности легкого, лептонного магнитного монополя, способного влиять на слабые взаимодействия // Там же, 2003. № 3. С. 10—13.

10. *Lochak. G.* The symmetry between Electricity and Magnetism and the problem of the existence of Magnetic Monopole in: Advanced Electromagnetism, Ed. T. W. Barrett and D. M. Grimes, World Scientific Publishing Company, Singapore, 1995. P. 105—147.

11. *Lochak. G.*// Ann. Fond. L. de Broglie, 1983. № 8. P. 345; 1984. № 9. P. 5.

12. *Borne T., Lochak G., Stumpf H.* Nonperturbative Quantum Field Theory and the Structure of Matter. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2001.

On the possibility of nuclear transformation in low-temperature plasma from the viewpoint of conservation laws

L. I. Urutskoev, D. V. Filippov
"RECOM", RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

The potentiality of a hypothetical collective process of low-energy nuclear transformations is shown to be compatible with the known fundamental conservation laws. The possibility of such processes was suggested by the results of the experiments on the electric explosion of metallic foils in liquids. It is also shown, that while considering the nuclear processes — both known and novel ones — which proceed with participation of weak interactions, one has to take into account the mass of electron in spite of its smallness in comparison with the nuclear binding energy. Within the frame of the respectively enhanced accuracy, it is shown that the condition of nuclear stability with respect to β-decay and K-capture appears to be the minimum of mass defect on isobars, that not always coincides with the widespread condition of the minimum of nuclear mass.

* * *