

On the mechanisms of bismuth transmutation in a BiPb melt under the influence of nanosecond electromagnetic pulses

M. P. Kashchenko^{†,1,2}, N. M. Kashchenko¹

[†]mpk46@mail.ru

¹Ural Federal University n. a. the first President of Russia B. N. Yeltsin, 19 Mira St., Yekaterinburg, 620002, Russia

²Ural State Forest Engineering University, 37 Sibirskii tract, Yekaterinburg, 620100, Russia

The effect of nanosecond electromagnetic pulses on the bismuth-lead melt allowed us to establish an increase in the proportion of lead due to the transformation of Bi → Pb. An electronic capture was assumed as a probable transition mechanism. The presence of isotopes Bi210m, Bi208, Bi207 in the initial samples was assumed too. However, the capture of an electron is characteristic only for Bi208, Bi207. Natural bismuth is represented by the isotope Bi209. Therefore, it is necessary to consider the transformations of this isotope. It is assumed that the leading role in the transformation is played by the vapor phase. It is shown that in the presence of water vapor, an increase in the melt mass $\Delta m > 0$ is possible both due to the interaction of Bi209 nuclei with “quasineutrons” (including “neutroids” of Santilli and “hydrino” of Mills) as well as with “pseudoprotons” and “protoids” (the last two terms refer to the bound states of a proton with two electrons). The sizes of the bound states are substantially smaller than the Bohr radius R_B . The increment of the lead fraction occurs due to the isotope Pb210. On the contrary, the intensification of α -decays under conditions of electromagnetic pulsed exposure should be accompanied by an increase in the fraction of lead due to the Pb206 isotope and a decrease in the mass of the melt. Under the conditions of isolation of the melt from water vapor, the melt mass loss $\Delta m < 0$ can be expected due to α -radiation from the Bi209 nuclei with subsequent volatilization of helium and accumulation of the isotope Tl205. The decay of nuclei occurs due to the intensification of the tunnel effect. In this case, one should not expect an increase in the share of lead due to the Pb207 isotope. It is important that the assessment of $\Delta m \sim 0.1$ g for real experiments indicates the possibility of its reliable measurement. In conclusion, the research perspectives are briefly discussed.

Keywords: electromagnetic nano-pulses, quasineutrons, quasispositronium, tunnel effect, bismuth transmutation.

УДК: 539.17

О механизмах трансмутации висмута в расплаве BiPb под воздействием наносекундных электромагнитных импульсов

Кащенко М. П.^{†,1,2}, Кащенко Н. М.¹

¹Уральский федеральный университет им. первого президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

²Уральский государственный лесотехнический университет, Сибирский тракт, 37, Екатеринбург, 620100, Россия

Воздействие наносекундных электромагнитных импульсов на расплав висмут-свинец позволило установить увеличение доли свинца благодаря превращению Bi → Pb. В качестве вероятного механизма перехода предполагался электронный захват. Допускалось также наличие в исходных образцах изотопов Bi210m, Bi208, Bi207. Однако захват электрона характерен лишь для Bi208, Bi207. Природный висмут представлен одним изотопом Bi209. Поэтому следует рассмотреть варианты превращений именно этого изотопа. Предполагается, что ведущую роль в превращении играет паровая фаза. Показано, что при наличии водяного пара возможно возрастание массы $\Delta m > 0$ расплава, как за счет взаимодействия ядер Bi209 с «квазинейтронами» (включая «нейтроиды» Сантилли и «гидрино» Миллса), так и с «псевдопротонами» и «протоидами» (два последних термина относятся к связанным состояниям протона с двумя электронами). Размеры связанных состояний существенно меньше борковского радиуса

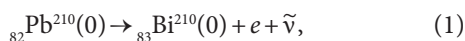
$R_B \approx 5 \cdot 10^{-11}$ м. Приращение доли свинца происходит за счет изотопа Pb210. Напротив, интенсификация α -распадов в условиях электромагнитного импульсного воздействия должна сопровождаться приращением доли свинца за счет изотопа Pb206 и снижением массы расплава. В условиях изоляции расплава от водяного пара можно ожидать убыли массы расплава $\Delta m < 0$ за счет α -излучения ядер Bi209 с последующим улетучиванием гелия и накоплением изотопа Tl205. Распад ядер обусловлен интенсификацией туннельного эффекта. При этом не следует ожидать увеличения доли свинца за счет изотопа Pb207. Важно, что оценка значений $\Delta t \sim 0.1$ г для реальных экспериментов указывает на возможность ее надежного измерения. В заключение кратко обсуждаются перспективы исследований.

Ключевые слова: электромагнитные наноимпульсы, квазинейтроны, квазипозитроны, туннельный эффект, трансмутация висмута.

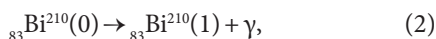
1. Введение

Одним из ярких примеров реализация низкоэнергетических ядерных реакций является трансформация части висмута в свинец при воздействии на расплав Bi-Pb однополярных наносекундных электромагнитных импульсов (НЭМИ) [1]. Достаточно типичны данные: при амплитудах напряжений импульсов порядка 10^4 В, энергиях до 10^{-2} Дж, частоте ν следования импульсов до 10^3 Гц, времени облучения $t_0 \sim 10-15$ минут, содержание свинца в расплаве возрастает на 5–10% при снижении содержания висмута на ту же величину. В коаксиальных излучателях импульсное напряжение генерируется между центральным стержнем и боковой поверхностью цилиндрического тигля с расплавом, контактирующим с атмосферой.

Химический анализ расплава проводился до и после обработки НЭМИ, однако изотопный состав не контролировался. Кроме того, в качестве единственного механизма превращения Bi→Pb предполагался электронный захват, поэтому подразумевалось сохранение массы расплава. Следует, однако, иметь в виду, что природный висмут практически состоит из одного долгоживущего изотопа ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ (период полураспада $T \approx 1.9 \cdot 10^{19}$ лет), но для этого изотопа электронный захват неэффективен (изотоп ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ испытывает обратное превращение в ${}_{83}\text{Bi}^{209}$). Поэтому в качестве гипотезы допускалось, что исходный расплав содержал дополнительно изотопы ${}_{83}\text{Bi}^{210m}$ ($T \approx 3 \cdot 10^6$ лет), ${}_{83}\text{Bi}^{208}$ ($T \approx 3.7 \cdot 10^5$ лет), ${}_{83}\text{Bi}^{207}$ ($T \approx 32.9$ года), переходящие при электронном захвате, соответственно, в ${}_{82}\text{Pb}^{210}$ ($T \approx 22.3$ года) и в устойчивые изотопы ${}_{82}\text{Pb}^{208}$, ${}_{82}\text{Pb}^{207}$. Согласно [2], изомер ${}_{83}\text{Bi}^{210m}$ возникает обычно при α -распаде одного из изомеров ${}_{85}\text{At}^{214}$ и для него электронный захват не характерен. Следовательно, если изотоп ${}_{82}\text{Pb}^{210}$ и появляется, то, скорее всего, по другой причине. Ядро ${}_{82}\text{Pb}^{210}(0)$ имеет нулевой спин и его распад, согласно [2], в основном (84% распадов) связан с переходом в возбужденное состояние ядра ${}_{83}\text{Bi}^{210}(0)$, также имеющего нулевой спин

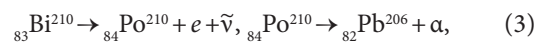


где символы e , относятся к электрону и антинейтрину, обладающих полужелыми спинами ($\pm 1/2$). Последующий переход в основное состояние ${}_{83}\text{Bi}^{210}(1)$ со спином 1 сопровождается испусканием γ -кванта (имеющего единичный спин)



так что закон сохранения момента импульса выполняется. Переходу сразу в основное состояние ${}_{83}\text{Bi}^{210}(1)$

соответствует 16% распадов. Очевидно, что наличие изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{210}$ можно зафиксировать по характерному γ -излучению (46.539 кэВ). Ниже при записи реакций мы ограничиваемся упрощенным вариантом, отражающим баланс массовых и зарядовых чисел, опуская информацию о спинах и γ -излучении. Так, например, с распадом ядра ${}_{83}\text{Bi}^{210}(1)$ связана пара реакций



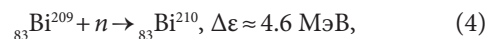
где символ α относится к α -частице (ядро ${}_{2}\text{He}^4$).

В (3) изотоп ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ сравнительно короткоживущий ($T \approx 5$ дней), а ${}_{84}\text{Po}^{210}$ имеет период полураспада $T \approx 138.4$ дня. Наличие α -распада качественно согласуется с наблюдавшимся в [1] возрастанием α -радиоактивности после обработки НЭМИ, по крайней мере для образцов, приготовленных авторами самостоятельно.

Цель данной работы — рассмотреть кратко возможные механизмы трансмутации исходного изотопа ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ и предложить эксперименты, позволяющие их идентифицировать.

2. Квазинейтронные состояния и переходы ${}_{83}\text{Bi}^{209} \rightarrow {}_{83}\text{Bi}^{210}$

Ясно, что возникновению, например, нестабильного изотопа ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ формально соответствует экзотермическая реакция с выделением энергии $\Delta \epsilon > 0$



где n — символ нейтрона. Реализация такой реакции привела бы, согласно (3), к появлению в конечном итоге изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{206}$. Очевидно, что в возможной реакции синтеза изомера ${}_{83}\text{Bi}^{210m}$ величина $\Delta \epsilon$ будет меньше.

Естественно возникает вопрос о природе возникновения нейтронов. Приемлемый ответ на него отчасти базируется на выводах адронной механики Сантilli [3], согласно которым нейтрон представляет собой связанную пару частиц изоэлектрон-изопротон, причем из-за специфического контактного взаимодействия, не учитываемого в традиционной квантовой механике, масса покоя нейтрона превышает сумму масс покоя свободных электрона и протона. Но тогда, при наличии электронов и протонов, можно полагать, что, по крайней мере, для виртуальных электрон-протонных пар допустим спектр состояний, начиная от ридберговских атомов водорода с радиусами R , существенно превышающими радиус Бора $R_B \approx 0.5 \cdot 10^{-10}$ м, до адронного предела $R_n \sim 10^{-15}$ м $\ll R_B$. Подобное заключение мы уже использовали в [4] применительно к виртуальным парам изоэлектрон-

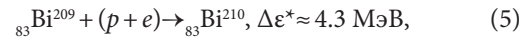
изопозитрон. Для образования же нейтрона из протона и электрона при стандартном подходе требуется, чтобы электрон был быстрым (с энергией, превышающей ≈ 0.782 МэВ). Подчеркнем, что синтез нейтронов при электрических разрядах в газообразном водороде подтвержден экспериментально [5]. Уместно отметить, что Сантили рассматривает и промежуточное состояние для изоэлектрон-изопротонной пары с $R \geq R_n$, используя для него термин «нейтроид». Существенно, что при близкой к нейтрону энергии связи нейтроид имеет иные характеристики (спин и магнитный момент равны нулю, а время жизни заметно меньше), так что обычными нейтронными детекторами не регистрируется, но поглощение нейтроида ядром способно порождать специфические нетабулированные изотопы, для которых предлагается термин «псевдонуclidы» вместо стандартного «нуклид».

Однако для электрон-протонной пары, согласно выводам Миллса [6], возможен и вариант малых радиусов $R_B \gg R > R_n$, при массе покоя в связанном состоянии, заметно меньшей суммы масс покоя взаимодействующих частиц. Такое состояние Миллс назвал «гидрино». По Миллсу переход от обычного основного состояния атома водорода к состоянию «гидрино» сопровождается выделением энергии (порядка 100 кэВ). Существенно, что эти представления подтверждены созданием генераторов энергии. Заметим, что Миллс при рассмотрении атома водорода использовал для электрона модель распределения заряда в тонком сферическом слое (исключающую, как известно, расходимость энергии электромагнитного поля, характерную для энергии заряженной точечной частицы), критически оценивая квантовомеханическое описание, с которым, на первый взгляд, имеется явное противоречие. Тем не менее, в [7] показано, что состояние «гидрино» можно обосновать, переходя к решениям уравнения Шредингера (и Дирака) с цилиндрической симметрией (в отличие от обычной сферической симметрии) и допуская пониженные значения момента импульса. В качестве «оптимального» в [7] предлагается состояние с энергией связи 313 кэВ и размером 5.5 фм.

На данном качественном этапе работы нет необходимости детализации свойств связанного состояния электрон-протонной пары, поэтому мы используем далее термин «квазинейтрон» для значений $R_c \geq R \geq R_n$, используя условное обозначение $(p+e)$. Напомним, что в [5] сближение ядер до критических расстояний $R_c \sim 10^{-13}$ м рассматривалось как условие достаточное для их слияния за счет обмена виртуальными изоэлектрон-изопозитронными парами. Этот механизм, естественно, способен обеспечить и захват ядром квазинейтрона. Кроме того, при сближении легких ядер до расстояний R_c становится эффективным их туннелирование (через кулоновский барьер) [8].

Заметим, что в [1] герметичной изоляции расплава от окружающей среды не проводилось. Значит, в случае контакта расплава с воздухом можно предложить следующий качественный сценарий реализации превращения (4). В парообразном состоянии над расплавом

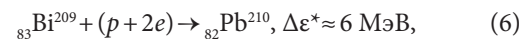
протоны ионизованного водяного пара ускоряются полем НЭМИ, затем, проходя через электронную оболочку атома висмута, захватывают по одному электрону и поглощаются ядром висмута с образованием ${}_{83}\text{Bi}^{210}$



с последующей парой распадов, указанных в (3). Символ * при записи энергии связи $\Delta\epsilon^*$ соответствует оценке, в которой учитываются только массы покоя частиц, указанных в реакции (ясно, что при этом существенное различие между массами гидрино и нейтроида не учитывается). Разумеется, возможен и захват протоном электрона до взаимодействия с электронной оболочкой.

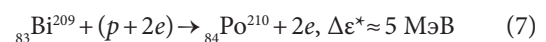
3. Псевдопротонные состояния и переходы ${}_{83}\text{Bi}^{209} \rightarrow {}_{82}\text{Pb}^{210}$, ${}_{83}\text{Bi}^{209} \rightarrow {}_{84}\text{Po}^{210}$

Согласно Сантили [9], допустимо и образование «псевдопротонов», имеющих отрицательный заряд и представляющих связанное состояние протона и двух электронов $(p+2e)$. Заметим, что этот термин используется в [9] как альтернатива «антипротонам», подчеркивая, что встреча псевдопротона с протоном не приведет к их аннигиляции (в отличие от контакта протона с антипротоном). Для промежуточного состояния, обладающего двумя разновидностями, по аналогии с нейтроидом, вводится термин «протоид» (нейтроиды и протоиды объединяются термином «нуклеоны»). В случае захвата псевдопротона имеем:

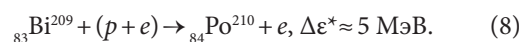


с последующими распадами (1)-(3).

По-видимому, возможны варианты, когда электроны, «эскортирующие» протон до адронного масштаба расстояний (~ 1 фм = 10^{-15} м) между ядром и протоном, ядром не захватываются, выполняя функцию катализатора, а протон туннелирует сквозь барьер. Тогда



и реализуется последний из распадов в (3). Разумеется, реакция, аналогичная (6), возможна и с участием квазинейтрона



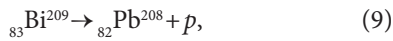
Очевидно, что если доминирует реакция взаимодействия ядер ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ с псевдопротонами (6), а источником протонов является только водяной пар, то сразу после облучения должно наблюдаться увеличение массы расплава (за счет его обогащения изотопом ${}_{82}\text{Pb}^{210}$). Последующие, согласно (1)-(3), распады приведут к снижению массы, по мере протекания α -распада (с образованием изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{206}$) и улетучивания возникающего гелия из системы.

Приведем для иллюстрации оценку начального приращения массы за счет увеличения доли изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{210}$ для варианта (6), полагая, что начальная масса расплава 0.5 кг, содержание свинца 30 мас.%, висмута 70 мас.%. Если после обработки НЭМИ содержание свинца возросло, например, до 40 мас.%, то легко

убедиться, что приращение массы расплава Δm составит ≈ 0.24 г. Следовательно, в рассматриваемом случае Δm является надежно измеряемой величиной даже при использовании технических весов. Однако, поскольку ранее кроме электронного захвата другие механизмы не предполагались, контроль за изменением массы расплава не проводился.

4. Возможность образования изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{208}$

Наличие импульсов НЭМИ позволяет рассматривать эндотермические реакции. В частности, ясно, что инициация испускания ядром протона ведет к стабильному изотопу ${}_{82}\text{Pb}^{208}$:



требуя поглощения энергии ($\Delta \epsilon^* \approx -4$ МэВ).

Стандартным механизмом распада ядер является туннельный эффект (энергия туннелирующей частицы находится в интервале, соответствующем кулоновскому барьеру). Прозрачность барьера резко возрастает при приближении энергии к вершине барьера U_0 , так как при этом существенно снижается ширина барьера. Таким образом, при наличии механизма, обеспечивающего повышение энергии частицы E на величину $\Delta E \leq U_0 - E$ распад интенсифицируется. Например, в [10] в качестве такого механизма обсуждается возникновение когерентных коррелированных состояний (ККС), приводящих к большим флуктуациям энергии ΔE и импульса. Согласно обобщенным соотношениям неопределенностей для энергии E и времени t Шредингера-Робертсона [11]

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar / (2\sqrt{1-r^2}), \quad (10)$$

где r — коэффициент корреляции. Из (10) очевидно, что обычные соотношения Гейзенберга относятся к некоррелированным состояниям (при $r=0$). Напротив, для $r \rightarrow 1$ при конечном значении неопределенности времени Δt величина неопределенности энергии ΔE может превысить любое наперед заданное значение. Однако, ни один из вариантов появления ККС для частицы в потенциальной яме, обсуждаемых в [10], для случая действия НЭМИ не подходит. По-видимому, в качестве альтернативы ККС можно предложить механизм захвата ядром энергии ΔE изоэлектрон-изопозитронной пары, способной переходить из виртуального состояния в состояние с большим временем жизни за счет небольшой доли от полной энергии $E_{\text{пол}}$ импульса НЭМИ. Назовем, для краткости, такую пару квазипозитронием. Напомним, в [5] квазипозитронием сопоставлялся интервал энергий (1-135) МэВ.

Допустим, для иллюстрации, что $E_{\text{пол}} = 10^{-3}$ Дж $\approx 6.7 \cdot 10^9$ МэВ, а величина $\Delta E = 10$ МэВ обеспечивает высокое значение коэффициента прозрачности. Ясно, что энергии одного импульса достаточно для рождения не более чем $E_{\text{пол}} / \Delta E = 6.7 \cdot 10^8$ квазипозитрониев. Тогда при частоте следования импульсов $\nu = 10^3$ Гц и времени обработки $t_0 = 600$ с получаем оценку для количества атомов $N_{\text{Pb}^{208}}$ изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{208}$

$$N_{\text{Pb}^{208}} = (E_{\text{пол}} / \Delta E) \nu t_0 \approx 4 \cdot 10^{14}. \quad (11)$$

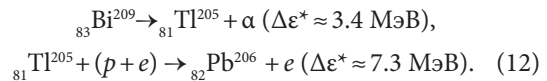
При улетучивании водорода, число атомов которого совпадает с (11), уменьшение массы расплава составило бы $\Delta m \approx 6.7 \cdot 10^{-10}$ г. Поскольку в [1] $E_{\text{пол}}$ не превышала 10^{-2} Дж, то оценка Δm может увеличиться лишь на порядок. Однако таким изменением массы расплава (при простой процедуре взвешивания) можно пренебречь.

5. Обсуждение результатов

Расширение вариантов механизмов трансформации висмута в свинец под действием НЭМИ указывает на необходимость дополнительных исследований.

Для выявления механизмов превращений ядер висмута целесообразно провести обработку расплавов электромагнитными импульсами в отсутствие водяного пара и при различных его концентрациях, проводя контролируемые взвешивания. Свой вклад может внести и водород, растворенный в исходном образце.

Возможен и случай, когда при наличии водяного пара над расплавом трансмутация висмута наблюдается при заметном снижении массы расплава. Такой результат уместно интерпретировать как следствие интенсификации α -распада висмута под действием НЭМИ с последующим поглощением протона по вариантам (6) или (7) с участием квазинейтрона (или псевдопротона):



Данный вывод представляется логичным, поскольку слабая естественная радиоактивность изотопа ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ относится к α -распаду. В отличие от эндотермической реакции протонного распада при экзотермическом α -распаде допустимо сопутствующее α -частице излучение квазипозитрония, выполняющего в таком случае роль катализатора для следующего распада.

Ясно, что при времени жизни квазипозитрония порядка τ и времени жизни активированного захватом квазипозитрония ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ $t_a \ll \tau$, каждый из возникающих в одном импульсе НЭМИ квазипозитрониев мог бы активировать порядка τ / t_a распадов. Очевидно, что, при условии улетучивания образующегося гелия, вклад в снижение массы расплава, сопровождающееся образованием ${}_{82}\text{Pb}^{206}$, может превышать вклад, связанный с образованием ${}_{82}\text{Pb}^{208}$, в $4\tau / t_a$ раз.

Если до обработки НЭМИ молекулы, способные при ионизации породить протоны, над расплавом отсутствуют, то протонный дефицит, в условиях α -распада, может сопровождаться снижением массы расплава за счет стабильного изотопа ${}_{81}\text{Tl}^{205}$. Конечно, аргумент о протонном дефиците отпадает, если α -распад связан с испусканием ${}^3_2\text{He}$, поскольку нестабильный изотоп ${}_{81}\text{Tl}^{206}$ ($T \approx 4.2$ мин) переходит в ${}_{82}\text{Pb}^{206}$, испуская электрон. Аналогично появление ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ можно связать с β -распадом ${}_{81}\text{Tl}^{204}$ ($T \approx 3.8$ года), если α -распад ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ связан с испусканием ${}^5_2\text{He}$. Характерно, однако, что не следует ожидать увеличения содержания изотопа ${}_{82}\text{Pb}^{207}$.

Очевидно, что для получения дополнительной информации полезен мониторинг как радиоактивности сплава висмут-свинец до и после обработки НЭМИ, так и химического состава пара над расплавом.

Разумеется, более полный ответ и даже указания на иные варианты реакций может дать изотопный анализ образцов до и после обработки НЭМИ. Например, если $^{84}\text{Po}^{210}$ в процессе хранения обработанных образцов не наблюдается, а обогащение изотопом $^{82}\text{Pb}^{206}$ имеет место, то это может указывать на интенсификацию НЭМИ α -распада (с испусканием $^2\text{He}^4$, $^2\text{He}^3$).

Вероятно, одним из факторов влияния НЭМИ на превращение висмута является цилиндрическая симметрия электромагнитного поля излучателя, стимулирующая преимущественное пребывание квазинейтронов в форме «гидрино». В пользу этого вывода свидетельствуют и энергетические критерии.

Собственно, наибольший физический интерес при продолжении серии экспериментов с расплавом Bi-Pb вызывает возможность независимого подтверждения части выводов [5] предельно простым способом. При этом фундаментальную роль играет прояснение механизма захвата энергии электронами в условиях действия внешнего источника энергии. Действительно, как подчеркивается в [5], эксперимент показывает, что синтез нейтронов начинается, если напряжение между электродами в водородном газе превышает 3 кВ, при энергии разряда выше 1 Дж, или при мощности разряда, превышающей 3 кВт (в [9] пороговая энергия разряда оценивается в 300 Дж). Поскольку адронная механика [3] позволяет добиться обобщения гильбертова пространства состояний системы таким образом, чтобы включить в рассмотрение внешние источники энергии, в [5,9] предложена гипотеза, допускающая при интерпретации реакций использование вместо нейтрино частицы «эфирин» a , несущей требуемую для синтеза нейтрона дополнительную энергию (≈ 0.3 МэВ): $p^+ + a + e^- \rightarrow n$.

Заметим, для полноты, что в резерве теории имеется и достаточно экзотический вариант проникновения протона через кулоновский барьер. А именно: модель частицы в виде волнового пакета [12] обнаруживает существование «призрачных» состояний, позволяющих преодолевать барьер во время отсутствия флуктуирующего заряда.

Касаясь ближайших перспектив исследования, напомним, что в [8] наличие водорода в экспериментах по синтезу химических элементов в ходе плазменного электролиза воды отмечалось как фактор, способствующий изотопному разнообразию элементов. Не исключено, что возникновение квазинейтронных состояний в водяном паре относится к одной из значимых причин наблюдаемого в природе избытка изотопов, естественно образующихся при грозных разрядах. В связи с этим представляет интерес сравнение изотопных составов синтезированных из воды элементов с их содержанием в природе. Уместно напомнить, что Сантилли [3] предположительно связывает нарастание содержания азота в атмосфере Земли (на геологических масштабах времени) с синтезом

азота из углерода и водорода (через промежуточный синтез дейтерия) в молниях.

Отметим, наконец, что в [9] возможность протекания низкоэнергетических ядерных реакций синтеза связывается с возможностью поглощения не только псевдопротонов, но и псевдоядер, отрицательный заряд которых снимает проблему преодоления кулоновского барьера при слиянии с обычным ядром. Хотя формирование псевдоядер, по крайней мере, в условиях, типичных для плазменного электролиза воды [4], представляется проблематичным, пополнение арсенала физических моделей, направленных на выяснение механизма низкоэнергетических ядерных реакций, является позитивным фактором.

6. Заключение

Использование существующих физических представлений позволяет интерпретировать наблюдаемое явление перехода висмут-свинец при обработке НЭМИ расплава металлов, не привлекая гипотез о наличии в исходном висмуте нескольких изотопов и механизме электронного захвата как ведущего механизма трансмутации висмута.

При наличии водяного пара над расплавом Bi-Pb возможны процессы взаимодействия ядер висмута с квазинейтронами и псевдопротонами, следствием которых стало бы обогащение состава свинца неустойчивым изотопом $^{82}\text{Pb}^{210}$. Существенно, что возникновение $^{82}\text{Pb}^{210}$ должно сопровождаться характерным γ -излучением и положительным вкладом в изменение массы расплава Bi-Pb.

Напротив, обогащение изотопом $^{82}\text{Pb}^{206}$ должно сопровождаться снижением массы расплава. Приемлемым механизмом, объясняющим интенсификацию испускания ядрами висмута α -частиц, является возбуждение ядер за счет поглощения квазипозитронов, стабилизируемых НЭМИ.

Проведенное рассмотрение показало целесообразность проведения серии экспериментов с варьированием содержания водяного пара и выполнением не только химического, но и изотопного анализа. В частности, при исходном состоянии висмута в виде изотопа $^{83}\text{Bi}^{209}$ не следует ожидать увеличения содержания изотопа $^{82}\text{Pb}^{207}$.

Результаты подобных экспериментов имеют важную роль и для дальнейшего развития теории реакций низкоэнергетического синтеза ядер.

Благодарности/Acknowledgements. Авторы признательны члену-корреспонденту РАН Балакиреву В.Ф. за инициирование темы исследования и обсуждение результатов работы. Авторы благодарны профессору Р.М. Сантилли за возможность ознакомления с результатами статьи [9] до ее опубликования./The authors are grateful to V.F. Balakirev, Corresponding Member of the Russian Academy of Science, for initiating a research topic and discussing the results of the work. The authors are grateful to Professor R.M. Santilli for the opportunity to get acquainted with the results of [9] before its publication.

Литература/References

1. V.V. Krymskiy, V.F. Balakirev, N.V. Plotnikova. J. Chem. Chem. Eng. 9, 211 (2015). [Crossref](#)
2. [Table of Nuclides](#).
3. R.M. Santilli. Foundations of Hadronic Chemistry. With Applications to New Clean Energies and Fuels. Boston-Dordrecht-London, Kluwer Academic Publishers (2001) 554 p.
4. M.P. Kashchenko, V.F. Balakirev. Letters on materials. 8 (2), 152 (2018). (in Russian) [М.П. Кащенко, В.Ф. Балакирев. Письма о материалах. 8 (2), 152 (2018).] [Crossref](#)
5. R. Norman, A.A. Bhalekar, S. Beghella, B.B. Buckley, J. Dunning-Davies, J. Rak, R.M. Santilli. American Journal of Modern Physics. 6 (4-1), 85 (2017). [Crossref](#)
6. R.L. Mills. The Grand Unified Theory of Classical Physics, August 2011 edn. Cranbury, New Jersey, BlackLight Power, Inc.
7. A.P. Trunev. Chaos and Correlation. (11), (2011). (in Russian). [A.P. Trunev. Chaos and Correlation. (11), (2011).]
8. M.P. Kashchenko, V.F. Balakirev. Letters on materials. 7(4), 380 (2017). [Crossref](#)
9. R.M. Santilli. International Journal of Applied Physics and Mathematics. 9 (2), 72 (2019). [Crossref](#)
10. V.I. Vysotskii, M.V. Vysotskiy. RENSIT. 9(1), 21 (2017). (in Russian) [В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий. РЭНСИТ. 9(1), 21 (2017).] [Crossref](#)
11. H.P. Robertson. Phys. Rev. A. 35, 667 (1930).
12. L.G. Sapogin, Yu.A. Ryabov, V.A. Boichenko. Unitary Quantum Theory and a New Sources of Energy. Geneva, NY, USA Archer Enterprises (2005).