

НОВЫЕ ТЕОРИИ

ШАРОВАЯ МОЛНИЯ КАК МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ β -РАСПАДА ЯДЕР РАДИОАКТИВНОГО ФОСФОРА В СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ

Ю.Л. Ратис

Самарский государственный аэрокосмический университет

Аннотация

В настоящей работе обосновывается гипотеза о том, что шаровая молния, иногда наблюдающаяся в природных условиях, представляет собой область пространства, в которой протекает цепная ядерная реакция индуцированного β -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние.

Abstract

This paper substantiates a hypothesis that the natural fireball represents an area of space where the chain nuclear reaction of the bound state β -decay of radioactive phosphorus nuclei takes place.

Введение

Все трудности существовавших теорий шаровой молнии были связаны с тем, что по умолчанию предполагалось, что шаровая молния – это плазмоид. Для поддержания макроскопического объема воздуха (смеси азота, кислорода, водяных паров и т.п.) в ионизированном состоянии требуется огромная энергия, которую необходимо откуда-то черпать. Многие экспериментаторы, включая таких известных специалистов, как П.Л. Капица, неоднократно предпринимали попытки создания долгоживущего шарового плазмоида в лабораторных условиях. Однако никаких реальных способов подпитки энергией изолированных сгустков плазмы для поддержания их в стационарном состоянии в течение нескольких минут (а, именно, столько времени живет шаровая молния в природных условиях) найти так и не удалось.

Целью настоящей работы является обоснование гипотезы о том, что шаровая молния, представляет собой область пространства, в которой протекает цепная ядерная реакция индуцированного β -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние. В связи с этим наблюдаемое явление недостаточно обоснованно называется шаровой молнией, поскольку отношение к физике электрического разряда в газах оно имеет весьма опосредованное.

1. Феноменологическая модель шаровой молнии

Основная гипотеза, обосновываемая ниже, впервые была сформулирована в работе [1]. Логика происхождения этой гипотезы такова:

1. Шаровая молния всегда оставляет после себя запах серы, озона и окислов азота [2].
2. Сера может образоваться только в результате β -распада фосфора [3].
3. Постоянная скорости β -распада сильно зависит от степени ионизации распадающегося радионуклида [4-6]. Период полураспада ионизированного радиофосфора составляет примерно 15-20 минут, что соизмеримо со временем жизни шаровой молнии в природных условиях.
4. Радиофосфор является распространенным в природе элементом. Он обнаружен в дождевой воде в макроскопических количествах [7].

Согласно [1] феноменологическая модель шаровой молнии, основанная на изложенных выше

экспериментальных данных [2-5,7] и теоретических оценках [4], описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + \lambda_3 N_2 - \beta_{12} N_1 N_2 + \beta_{22} N_2^2 + q \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_0 N_2 + \beta_{21} N_2 N_1 - \beta_{22} N_2^2 + q_2 \\ \frac{dN_3}{dt} = \lambda_1 N_1 + (\lambda_1 + \lambda_2) N_2 \end{cases}, \quad (1)$$

где N_1 - число невозбужденных атомов $^{32}_{15}\text{P}$ ($^{33}_{15}\text{P}$), N_2 - число возбужденных атомов $^{32}_{15}\text{P}$ ($^{33}_{15}\text{P}$) с L -оболочки которых удален один (или более) электрон, а N_3 - число атомов изотопа серы $^{32}_{16}\text{S}$ ($^{33}_{16}\text{S}$), $q = q_1 - q_2$, q_1 - интенсивность внешнего источника атомов радиофосфора (шаровая молния находится во внешней среде, содержащей эти атомы, и захватывает их во время полета), q_2 - интенсивность источника возбужденных атомов $^{32}_{15}\text{P}$ ($^{33}_{15}\text{P}$), образующихся при вырывании электронов из K - и L -оболочек атомов радиофосфора за счет механизмов, отличных от резонансной фотоионизации (например, столкновений с энергичными электронами, эффекта Пеннинга и т.п.).

Кроме того, в соотношении (1) использованы следующие обозначения: λ_1 – постоянная β -распада в непрерывный спектр, λ_2 – постоянная индуцированного β -распада в связанное состояние (в дискретный спектр, на вакансию в L -оболочке), λ_3 – вероятность спонтанного перехода (в единицу времени) электрона на L -оболочку возбужденного (либо ионизированного) атома $^{32}_{15}\text{P}$ с M, N, \dots -оболочек или из непрерывного спектра¹, $\lambda_0 = \sum_{i=1}^3 \lambda_i$, β_{12} – константа скорости фото-

возбуждения и фотоионизации атомов $^{32}_{15}\text{P}$ («обдирания» L -оболочки атома $^{32}_{15}\text{P}$) γ -квантами, образующимися при индуцированном β -распаде фосфора $^{32}_{15}\text{P}$, β_{12} – перекрестный коэффициент (очевидно, что $\beta_{12} = \beta_{21}$), а коэффициент β_{22} – константа скорости вы-

¹ В атоме фосфора, находящемся в основном состоянии, заполнены K - и L -оболочки, а M -оболочка заполнена частично.

бытия возбужденных атомов фосфора из-за взаимодействия между собой².

Фосфор является химически активным элементом. Поэтому после образования изотопов $^{32}_{15}\text{P}$ и $^{33}_{15}\text{P}$ в верхних слоях атмосферы за счет расщепления ядер космическими лучами [3], пары атомарного радиофосфора медленно опускаются к Земле, и быстро вступают в реакцию с кислородом. В результате этой реакции образуется пятиокись фосфора P_2O_5 . В дальнейшем она взаимодействует с парами воды, в результате чего образуется фосфорная кислота H_3PO_4 . Поэтому, в контексте рассматриваемой задачи, через N_2 обозначено число возбужденных атомов фосфора $^{32}_{15}\text{P}$ и $^{33}_{15}\text{P}$, входящих в состав молекул P_2O_5 и H_3PO_4 , с L-оболочки которых один (или более) электрон перешел на более высокий дискретный энергетический уровень или в непрерывный спектр. Однако для краткости далее всюду, где речь идет о параметре N_2 , будем употреблять термин «ион фосфора».

Каждый β -распад ядра $^{32}_{15}\text{P}$ сопровождается испусканием двух фотонов внутреннего тормозного излучения (ВТИ) с энергией около 350 эВ каждый³. Именно «встряхивание» K-оболочки при β -распаде $^{32}_{15}\text{P}$ приводит к образованию возбужденного атома $^{32}_{16}\text{S}$, который в процессе девозбуждения испускает два фотона, энергия которых практически совпадает с энергией связи электронов, находящихся на L-оболочке атома $^{32}_{15}\text{P}$. Из-за совпадения этих энергий становится возможным резонансное возбуждение (или ионизация) атомов $^{32}_{15}\text{P}$. В результате открывается канал β -распада в связанное состояние, и при определенных условиях может начаться цепная ядерная реакция. Эта реакция не является цепной реакцией деления, и в ней задействованы не только ядерные, но и атомные (и даже молекулярные) степени свободы. В этом состоит ее абсолютная уникальность. Она лежит на стыке молекулярной, атомной и ядерной физики.

Сама возможность протекания такой экзотической реакции связана со специфическим строением электронных оболочек фосфора. Именно название этого элемента дало имя явлению фосфоресценции (то есть люминесценции, продолжающейся значительное время после прекращения возбуждения)⁴.

Метабильность возбужденного атома фосфора, у которого имеется вакансия (дырка) на L-оболочке, приводит к тому, что при достаточно

больших значениях N_1 становится возможным выполнение соотношения:

$$\lambda_3 \ll \beta_{12} N_1, \quad (2)$$

то есть, на метастабильном (промежуточном) уровне может накопиться достаточно большое количество возбужденных атомов фосфора с вакансией (электронной дыркой) на L-оболочке.

Именно это обстоятельство превращает шаровую молнию в своеобразный рентгеновский лазер с ядерной накачкой⁵.

Если цепная реакция индуцированного β -распада в связанное состояние началась, то условие ее стационарного течения имеет вид:

$$-\lambda_0 N_2 + q_2 + \beta_{21} N_2 N_1 - \beta_{22} N_2^2 = 0, \quad (3)$$

откуда немедленно следует, что

$$N_2^{\text{st}} = \frac{\beta_{21} N_1 - \lambda_0 + q_2 N_2^{-1}}{\beta_{22}} \approx \frac{\beta_{21} N_1}{\beta_{22}}. \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) во второе уравнение системы (1), получаем:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\beta_{22} (N_2 - N_2^{\text{st}}) N_2. \quad (5)$$

Строго говоря, величина N_2^{st} сама является функцией величины N_2 , т.к. она зависит от величины N_1 . Уравнение (5) является весьма сложным нелинейным уравнением (не в смысле техники решения уравнения с разделяющимися переменными, которая тривиальна, а в смысле вычисления или измерения входящих в него величин). Однако для порядковых оценок и качественного анализа поведения шаровой молнии коэффициент β_{22} и величину N_2^{st} можно считать постоянными.

Даже в этом грубом приближении легко объясняется относительная (макроскопическая) устойчивость шаровой молнии. Для этого введем переменную $x = 1 - \frac{N_2}{N_2^{\text{st}}}$ и перепишем уравнение (5) в следующем виде:

$$\frac{dx}{dt} = -\beta_{22} N_2^{\text{st}} x. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) имеет вид:

$$x = x_0 \cdot \exp(-\beta_{22} N_2^{\text{st}} t), \quad (7)$$

где x_0 – значение параметра x в момент времени $t = 0$. Величина x имеет смысл относительного отклонения числа ионов $^{32}_{15}\text{P}$ от значения N_2^{st} , соответствующего стационарному течению реакции.

Именно поэтому трактовка решения (7) совершенно очевидна: если цепная реакция индуцированного β -распада $^{32}_{15}\text{P}^{\text{ion}} \rightarrow \left(^{32}_{16}\text{S}^{\text{ion}} + e^- \right)_{L\text{-bound}} + \tilde{\nu}_e$ на-

² Полная система уравнений, описывающих кинетику шаровой молнии, конечно же, должна также описывать динамику фотонов, электронов, молекул азота, молекул кислорода, молекул окислов азота, молекул озона и т.п. Однако целью данной работы является объяснение происхождения источника энергии шаровой молнии, поэтому из системы уравнений (1) исключены все менее существенные факторы.

³ Возбужденный атом $^{32}_{16}\text{S}$, образующийся в результате β -распада $^{32}_{15}\text{P}$, испускает и другие ВТИ-фотоны. Однако именно процессы, протекающие в K- и L-оболочках, отвечают за физику шаровой молнии.

⁴ Время высвечивания люминофора может составлять часы, сутки, и даже месяцы!

⁵ Необходимо отметить, что отличительной особенностью этого рентгеновского лазера является почти полное отсутствие рентгеновского излучения. Практически все ВТИ-фотоны поглощаются внутри тела шаровой молнии. Половина из них – атомами радиофосфора, а остальная половина – молекулами воздуха.

чалась, то величина N_2 устойчиво стремится к своему равновесному значению N_2^{st} .

Судя по описаниям очевидцев, светящийся шар возникает в воздухе, на глазах разрастаясь до своего равновесного значения. Поэтому в оценочных расчетах логично положить величину $\beta_{22} N_2^{st} \sim 0,01 \text{ с}^{-1}$. Если учесть, что объем шаровой молнии по порядку величины составляет около 1 дм^3 , а содержание смеси изотопов фосфора (по массе) в нем не превышает 0,05% (на самом деле, даже меньше), то оказывается, что количество возбужденных атомов радиофосфора $^{32}_{15}\text{P}$ в рассматриваемом объеме имеет порядок $10^{17} + 10^{18} \text{ дм}^{-3}$. В результате мы получаем оценку величины коэффициента $\beta_{22} \sim 10^{-19} \text{ с}^{-1}$. Эта оценка соответствует тому, что в цепной реакции участвует примерно каждый сотый радионуклид $^{32}_{15}\text{P}$.

Невысокая плотность паров радиоактивного фосфора в воздухе приводит к тому, что если реакция и началась, то идет она крайне вяло, ибо коэффициент размножения фотонов, возбуждающих атомы $^{32}_{15}\text{P}$, весьма невелик ($k = 2$).

Особо остановимся на физико-химической природе коэффициента β_{22} . Если реакция β -распада происходит с ядром атома $^{32}_{15}\text{P}$, входящего в состав молекулы P_2O_5 , то в результате на очень короткое время образуется не существующая в обычной химии молекула PSO_5 . Эта молекула очень быстро разваливается, а электронные оболочки всех атомов, входивших в состав этой молекулы, мгновенно перестраиваются. Если второй атом фосфора, входивший в состав рассматриваемой молекулы PSO_5 , был возбужден (т.е., у него имелась вакансия на L -оболочке), то в процессе распада этой молекулы и быстрой перестройки электронных оболочек атомов, входивших в ее состав, он испытывает индуцированное девозбуждение. Если же реакция β -распада происходит с ядром атома $^{32}_{15}\text{P}$, входящего в состав молекулы H_3PO_4 , то индуцированного выбытия ионов радиофосфора не происходит. Именно поэтому критическая масса радиофосфора сильно зависит от процентного соотношения молекул P_2O_5 и H_3PO_4 в объеме шаровой молнии. Кроме того, определенный вклад в величину β_{22} дают другие процессы: вынужденное излучение в результате взаимодействия возбужденных атомов радиофосфора с ВТИ- фотонами, столкновения возбужденных атомов радиофосфора, столкновения с молекулами азота и кислорода, взаимодействие со свободными электронами и т.п.

Оценим другие величины, входящие в задачу. Во-первых, из эксперимента хорошо известно, что величина λ_1 для $^{32}_{15}\text{P}$ составляет [1]:

$$\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 5.6 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1} \quad (8)$$

С формальной точки зрения скорость β -распада в связанное состояние дается соотношениями, полученными в работе [4]. В этой работе расчет β -распада в связанное состояние производился в предположении, что гамильтониан процесса имеет вид:

$$H_w = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 - x\gamma_5) \psi_n) \times \quad (9)$$

$$\times (\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + x\gamma_5) \psi_\nu) + H.c.$$

Согласно результатам этой работы, несколько устаревшей (теория электрослабого взаимодействия и физика кварков, включая квантовую хромодинамику, в 1961 году находились в зачаточном состоянии), но достаточно полной и вполне пригодной для наших оценок, постоянная скорости β -распада в связанное состояние равна:

$$\lambda_2 \equiv \Gamma_B = \frac{G_V^2 (\alpha Z)^3 (mc)^5}{2\pi^2 \hbar^7 c} \cdot \left(\frac{W_0}{mc^2} - 1 \right)^2 \cdot \zeta \cdot \Sigma \quad (10)$$

причем отношение ветвления для β -распада в связанное состояние и в непрерывный спектр имеет вид:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \equiv \frac{\Gamma_B}{\Gamma_C} = \frac{\pi (\alpha Z)^3}{f(Z, W_0)} \cdot \left(\frac{W_0}{mc^2} - 1 \right)^2 \cdot \Sigma \quad (11)$$

В формулах (9)-(11) используются обозначения работы [4], достаточно стандартные для физики слабых процессов. В частности, G_V – векторная постоянная слабого взаимодействия, $x = G_A / G_V$, \hbar – постоянная Планка, W_0 – энергетический выход ядерной реакции, Z – заряд дочернего ядра, m – масса электрона, c – скорость света, α – постоянная тонкой структуры, $f(Z, W_0)$ – функция, описывающая влияние поля атома на распределение β -частиц по энергиям, $\zeta = \delta_{1,1'} \langle 1 \rangle^2 + x^2 \langle \sigma \rangle^2$, $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ – матричные элементы разрешенных β -переходов для векторного и аксиального вариантов теории, Σ – поправочный фактор, учитывающий влияние структуры ядра на вероятность процесса.

Некоторые результаты численных расчетов, выполненных в этой работе, приведены в таблице 1.

Таблица 1.
Скорости β -распада в связанное состояние

Изотоп	W_0 / mc^2	$\log_{10} f(Z, W_0)$	Γ_B / Γ_C
$^{14}_6\text{C}$	1,31	-2,25	0,01
$^{32}_{14}\text{Si}$	1,20	-2,65	0,1
$^{63}_{28}\text{Ni}$	1,13	-2,9	0,9
$^{106}_{44}\text{Ru}$	1,08	-3,28	7
$^{155}_{63}\text{Eu}$	1,30	-1,0	1
$^{191}_{76}\text{Os}$	1,28	-0,85	1

К сожалению, как было выяснено несколько позже, теория β -распада в связанное состояние, развитая в работе [2], может существенно расходиться с экспериментом [8]. По нашим оценкам величина постоянной скорости β -распада радионуклида $^{32}_{15}\text{P}$ в связанное состояние на L -оболочку составляет $\lambda_2 \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Здесь следует отметить, что Природа позаботилась о том, чтобы у теоретиков не было больших хлопот с оценкой этой величины. Дело в том, что матричные элементы β -переходов для ядер $^{32}_{15}\text{P}$ ($^{33}_{15}\text{P}$) и $^{30}_{15}\text{P}$

(^{29}P) имеют совершенно одинаковую структуру с точностью до замены электронов на позитроны, а антинейтрино на нейтрино. Энергетика этих реакций достаточно близка. Фазовые объемы конечных состояний попарно одинаковы (у β^- -распада в связанное состояние фазовый объем конечного состояния имеет такую же структуру, как фазовый объем конечного состояния для реакции электронного захвата; фазовые объемы конечных состояний β^- -распада и β^+ -распада в непрерывный спектр также имеют одинаковую структуру). Тот факт, что электронный захват и позитронный распад имеют хорошо известное отношение ветвления, позволяет оценить величину λ_2 с учетом того, что для ^{30}P $T_{1/2} = 2.50 \pm 0.01$ м [3]. Если не учитывать различий в энергетике электронного и позитронного β -распада, то оказывается, что для ^{32}P $\lambda_2 \sim 10^{-5} \div 10^{-4}$ с-1. Аналогичный подсчет для изотопа ^{33}P дает оценку $\lambda_2 \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ с-1, поскольку для ^{29}P $T_{1/2} = 4.50 \pm 0.05$ с. В дождевой воде присутствует смесь изотопов ^{32}P и ^{33}P . Поэтому глазомерная оценка величины $\lambda_2 \sim 10^{-3}$ с-1 представляется достаточно разумной. С учетом этого обстоятельства величина коэффициентов β_{12} и β_{21} составляет $\beta_{12} = \beta_{21} \sim 10^{-21}$ с-1.

Заключительный штрих к данной части работы состоит в оценке энергии фотонов, осуществляющих резонансное вырывание электронов из L-оболочки атома ^{32}P .

Разница между энергиями связи электрона, находящегося на K-оболочках атомов ^{32}P и ^{32}S , составляет:

$$\Delta E \approx (2Z-1)E_0, \quad (12)$$

где $E_0 = 13,2$ эВ – энергия связи электрона в атоме водорода, а Z – заряд дочернего ядра. Энергия, необходимая для резонансного вырывания электрона из L-оболочки материнского нуклида, подчиняется неравенству:

$$\frac{(Z-5)^2}{n^2} \cdot E_0 \leq E_r \leq \frac{(Z-3)^2}{n^2} \cdot E_0, \quad (13)$$

где $n = 2$ – главное квантовое число. Таким образом, резонансное усиление процессов фотовозбуждения и фотоионизации, сопряженных с «обдиранием» L-оболочки атомов ^{32}P , участвующих в реакции, возможно только при условии $13 \leq Z \leq 16$, поскольку заряд ядра не может быть дробным числом. Кроме того, в данных расчетах число Z есть заряд дочернего ядра. Поэтому «под подозрением» на участие в процессе β -распада в связанное состояние (то есть, на определяющую роль в процессе образования шаровой молнии) оказываются следующие материнские изотопы:

- $^{27}_{12}\text{Mg}$, β^- -активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 9,45 \pm 0,04$ минуты;
- $^{28}_{12}\text{Mg}$, β^- -активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 21,85 \pm 0,32$ часа;

- $^{28}_{13}\text{Al}$, распространенность в природе $< 5 \cdot 10^{-5}$, β^- – активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 2,31 \pm 0,01$ минуты;
- $^{29}_{13}\text{Al}$, распространенность в природе $< 2 \cdot 10^{-5}$, β^- – активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 6,56 \pm 0,06$ минуты;
- $^{31}_{14}\text{Si}$, распространенность в природе $< 5 \cdot 10^{-3}$, β^- – активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 159 \pm 1$ минуты;
- $^{32}_{15}\text{P}$, распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [1,3], β^- – активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 14,2950 \pm 0,0088$ дней;
- $^{33}_{15}\text{P}$, распространен в природе в весовых количествах, обнаруживается в дождевой воде, образуется в атмосфере под действием космических лучей [1,3], β^- – активен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 24,4 \pm 0,2$ дня.

Из всех перечисленных изотопов в дождевой воде обнаружены только радиоактивные изотопы фосфора. Кроме того, многие наблюдатели отмечали запах серы на месте взрыва шаровой молнии, что явно указывает на образование изотопов серы из изотопов фосфора в результате β -распада в связанное состояние. Именно эти обстоятельства заставляют предположить, что основным «горючим материалом» шаровой молнии являются именно изотопы $^{32}_{15}\text{P}$ и $^{33}_{15}\text{P}$, а остальные изотопы дают некий, пока что трудно оцениваемый вклад в цепную реакцию β -распада в связанное состояние.

2. Эмпирические свойства шаровой молнии

Для того чтобы проверить объяснительные свойства предложенной феноменологической модели шаровой молнии, сделаем дополнительный анализ системы уравнений (1) в приближении $\lambda_1 \ll \beta_{12}N_2$, $\lambda_3 \ll \beta_{12}N_1$, $\beta_{22}N_2 \ll \beta_{12}N_1$. То есть, будем считать, что число невозбужденных атомов радиоизотопа $^{32}_{15}\text{P}$ в загоревшемся объеме шаровой молнии быстро убывает, в основном, за счет процессов фотовозбуждения и фотоионизации; возрастает за счет спонтанных и вынужденных переходов электронов на вакансии в L-оболочке $^{32}_{15}\text{P}$ весьма вяло, а внешние источники радиофосфора отсутствуют ($\mathbf{q}_1 = \mathbf{0}$, а выгорание «ионов» радиофосфора идет с той же скоростью, что и их поступление в зону реакции, т.е. $\mathbf{q}_2 \approx \lambda_0 N_2$). В этом случае исходная система уравнений существенно упрощается. Величина N_3 интереса не представляет, а величины N_1 и N_2 подчиняются системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\beta_{12}N_1N_2, \\ \frac{dN_2}{dt} = \beta_{21}N_2N_1 - \beta_{22}N_2^2. \end{cases} \quad (14)$$

Эта система уравнений может быть проанализирована следующим образом. Из первого уравнения системы (14) вытекает, что

$$N_1(t) = N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right). \quad (15)$$

Таким образом, второе уравнение системы (14) можно представить в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\left[\beta_{22}N_2 - \beta_{21}N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right)\right] N_2. \quad (16)$$

Введем величину⁶

$$\lambda_{\text{eff}}(t) = \lambda_{\text{tr}} + \beta_{22}N_2 - \beta_{21}N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right), \quad (17)$$

и представим уравнение (16) в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_{\text{eff}} N_2. \quad (18)$$

Если величина N_{10} настолько мала, что $\lambda_{\text{eff}}(t) > 0$, то горение шаровой молнии, даже если оно началось, очень быстро прекращается из-за быстрого нарастания затухания. Такова, в частности, судьба искр, отлетающих от тела шаровой молнии в разные стороны.

Стационарному горению соответствует ситуация, когда

$$\beta_{22}N_2 = \beta_{21}N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right). \quad (19)$$

Это условие с высокой степенью точности выполняется, пока справедливо неравенство:

$$\kappa(t) \equiv \beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau \ll 1. \quad (20)$$

Таким образом, мы легко приходим к оценке величины N_2^{st} :

$$N_2^{\text{st}} \approx \frac{\beta_{21}N_{10}}{\beta_{22}}. \quad (21)$$

Если величина N_{10} велика, и при $t \rightarrow 0$ справедливо неравенство:

$$\beta_{22}N_2 \ll \beta_{21}N_{10} \cdot \exp\left(-\beta_{12} \int_0^t N_2(\tau) d\tau\right), \quad (22)$$

то начинает выполняться условие:

$$\lambda_{\text{eff}} < 0, \quad (23)$$

причем величина λ_{eff} становится существенно зависящей от времени. В этом случае начинается лавинообразное нарастание величины N_2 по закону:

$$N_2 = N_{20} \cdot \exp\left(-\int_0^t \lambda_{\text{eff}}(\tau) d\tau\right). \quad (24)$$

Число возбужденных и ионизированных атомов фосфора, у которых ободрали L-оболочку, экспоненциально растет до тех пор, пока мы не достигнем до равновесного значения N_2 , задаваемого соотношением (19). Однако в отличие от ситуации

⁶ Здесь $\lambda_{\text{tr}} = \lambda_0 - q_2 N_2^{-1} > 0$ - порог реакции. Шаровая молния самопроизвольно загорается, если выполняется условие $\beta_{21}N_{10} > \lambda_{\text{tr}}$. По статистике это происходит в 6% случаев [2]. В приводимых ниже оценках порог реакции во внимание не принимается.

стационарного горения, в этом случае величина $\kappa(t)$, задаваемая соотношением (20), отнюдь не мала. Это приводит к тому, что, начиная с момента времени t_0 , являющегося корнем уравнения

$$\lambda_{\text{eff}}(t_0) = 0, \quad (25)$$

нарастание величины N_2 за счет процессов ионизации прекращается. Начинается лавинообразное падение величины N_2 , как за счет β -распада в связанное состояние и в континуум, так и за счет атомных процессов (рекомбинация, заполнение L-оболочки ^{32}P за счет перехода на нее электронов из M-оболочки, испускание Оже-электронов и т.п.). С физической точки зрения это означает, что процессы высвобождения накопленной энергии становятся лавинообразными, и шаровая молния взрывается⁷.

Таким образом, тихое угасание или взрыв шаровой молнии зависят от того, достаточно ли содержится радиофосфора в объеме шаровой молнии для ее стационарного горения. Если изотопа ^{32}P в области протекания реакции недостаточно, то она гаснет. Если радиофосфора хватает, то идет процесс стационарного горения. Если имеет место избыток реагирующего вещества, то молния взрывается. При этом бифуркационным параметром задачи является величина N_{10} - количество ядер ^{32}P в объеме шаровой молнии в некоторый момент времени t_1 . Особо отметим, что в качестве t_1 может выступать любой момент разряда шаровой молнии, в который по тем или иным причинам в зону горения поступает дополнительное количество изотопа ^{32}P и процесс приобретает характер неуправляемой цепной реакции (вклад внешнего источника q_1 превышает критическое значение).

Остановимся подробнее на других замечательных особенностях описываемого явления.

Многочисленные наблюдатели отмечали, что шаровая молния часто летит против ветра. Это связано с тем, что горючий материал (радиофосфор) в зону протекания реакции наносит именно воздушными потоками. Сама молния при этом никуда не летит. Ее перемещение никак не связано с конвекцией. Зона горения (свечения) смещается туда, где радиофосфора больше. Ведь «спичкой» для «зажигания» радиофосфора служат γ -кванты с энергией порядка 400^8 эВ, на которые ветер никак не влияет.

Взрыв шаровой молнии часто происходит при столкновении с твердыми предметами. Все дело в том, что в зонах затишья воздушных потоков скапливается радиофосфор, и реакция приобретает взрывной характер.

Способность шаровой молнии проникать сквозь узкие щели становится очевидной, как только мы вспоминаем, что в зонах затишья воздушных по-

⁷ Качественный анализ вариантов поведения шаровой молнии, приведенный выше, является очень грубым, поскольку вблизи точки бифуркации нарушаются условия $\beta_{22}N_2 \ll \beta_{12}N_{10}$, а само поступление радиофосфора в область реакции, вызывающее взрыв ШМ, связано с наличием внешнего источника ($q_1 \neq 0$).

⁸ Более корректный расчет E_γ с учетом эффектов экранировки дает значения 340-360 эВ.

токов и на поверхностях щелей (в дверях, окнах, замочных скважинах), скапливается радиофосфор.

Шаровая форма молнии, очевидно, связана с тем, что интенсивность излучения, инициирующего реакцию, падает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра. Как только плотность излучения становится меньше критической, реакция гаснет. Количественный критерий, позволяющий определить размеры шаровой молнии, имеет вид:

$$\frac{I_0}{r^2} \cdot n \cdot \sigma_L \geq \left(\frac{I_0}{r^2} \cdot n \cdot \sigma_L \right)_{cr}, \quad (26)$$

где I_0 – интенсивность излучения γ – квантов с энергией $E_\gamma \approx 350$ эВ, n – концентрация паров ^{32}P в атмосфере, σ_L – сечение фотоионизации L -оболочки атома ^{32}P .

Реакция $^{32}\text{P}^{ion} \rightarrow \left(^{32}\text{S}^{ion} + e^- \right)_{L-bound} + \tilde{\nu}_e$ является самоподдерживающейся, если условие (26) выполняется. Если оно не выполняется, то реакция затухает. Величина $\left(\frac{I_0}{r^2} \cdot n \cdot \sigma_L \right)_{cr}$ в правой части соотношения (26) есть критическое значение параметра задачи, определяющего величину кинетических коэффициентов β_{12} , β_{21} , входящих в уравнения феноменологической модели шаровой молнии.

Совершенно аналогично можно объяснить все остальные эмпирические свойства шаровой молнии.

Заключение

В настоящей работе построена феноменологическая модель шаровой молнии, основанная на гипотезе о том, что она представляет собой макроскопическое проявление цепной реакции индуцированного β -распада ядер радиоактивного фосфора в связанное состояние.

Это принципиально новый, не описанный в литературе тип цепных реакций, в которых участвуют как ядерные, так и атомные и молекулярные степени свободы. Причем этот процесс реализуется в природных условиях!

В связи с этим представляется крайне интересным:

1. экспериментальная проверка предложенной теории;
2. построение микроскопической модели шаровой молнии;

3. поиск других радиоизотопов, отличных от ^{32}P , интересных с точки зрения изучения процессов β -распада в связанное состояние;
4. поиск технологических приложений описанных процессов.

Благодарности

Выражаю благодарность В.А. Сойферу, Н.Л. Казанскому, В.И. Фурману, И.П. Завершинскому, В.С. Казакевичу, В.В. Ленивкину, Л.В. Туманову за многочисленные стимулирующие дискуссии, в результате которых на свет появилась эта работа.

Особую благодарность выражаю Ф.А. Гарееву за то, что он первым ознакомил меня с проблемой β -распада в связанное состояние, снабдил соответствующей научной литературой и постоянно поддерживал мою работу.

Выражаю особую благодарность ректорату Самарского государственного аэрокосмического университета, а также Фонду содействия экономическому развитию СГАУ (Фонду Лукачева) за финансовую поддержку.

Научные результаты, изложенные в настоящей статье, получены при выполнении проекта российско-американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" при финансовой поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02), Министерства образования РФ и Администрации Самарской области.

Литература

1. Ратис Ю.Л. Естествознание. Экономика. Управление // Специальный выпуск. Самара, СГАУ, 2003. С. 4
2. Смирнов Б.М. УФН, **160**, 1990. Вып. 4.
3. Селинов И.П. Изотопы, т.1, М.: Наука, 1970. 623 с.
4. Bahcall J.N., Phys. Rev. **124**, 1961. P. 495
5. Jung M. *at a.* Phys // Rev. Lett., **69**, 1992. №15. 2164.
6. Bosh F. *at al* Phys // Rev. Lett., **77**, 1996. №26. 5190.
7. Lal D., Narasappaya N., Zutshi P.K., Nucl Phys // **3**, 1957. P.69.
8. Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л. Естествознание. Экономика. Управление // Сборник научных трудов, посвященный памяти А.И. Федосова, вып. **3**. Самара, 2002. Т.1. С. 103.

Fireball as a macroscopic manifestation of the β decay of the radioactive phosphorus into bound states

Y.L. Ratis¹

¹ Samara State Aerospace University

Abstract

This paper substantiates a hypothesis that the natural fireball represents an area of space where the chain nuclear reaction of the bound-state β -decay of radioactive phosphorus nuclei takes place.

Keywords: fireball, radioactive phosphorus, nuclear reaction, β -decay, nucleus.

Citation: Ratis YL. Fireball as a macroscopic manifestation of the β decay of the radioactive phosphorus into bound states. Computer Optics 2003; 25: 5-10.

References

- [1] Ratis YL. Natural Science. Economy. Management. Collection of scientific papers. Samara: "SGAU" Publisher; 2003: 4.
- [2] Smirnov BM. Physics of ball lightning. Sov Phys Usp 1990; 33(4): 261-288.
- [3] Selinov IP. Isotopes. Vol 1. Moscow: "Nauka" Publisher; 1970.
- [4] Bahcall JN. Theory of bound-state beta decay. Phys Rev 1961; 124: 495.
- [5] Jung M, et al. First observation of bound-state β^- decay. Phys Rev Lett 1992; 69(15): 2164.
- [6] Bosh F, et al. Observation of bound-state β^- decay of fully ionized ^{187}Re : ^{187}Re – ^{187}Os Cosmochronometry. Phys Rev Lett 1996; 77(26): 5190.
- [7] Lal D, Narasappaya N, Zutshi PK. Phosphorus isotopes P32 and P33 in rain water. Nucl Phys 1957; 3(1): 69-75.
- [8] Gareev FA, Ratis YL. Natural Science. Economy. Management. Collection of scientific papers dedicated to the memory of A.I. Fedosov, Vypusk 3. Samara: "SGAU" Publisher; 2002; 1: 103.