

# Анализ фундаментальных взаимодействий, способных генерировать нейтроны в грозовой атмосфере

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков,  
И. М. Куцык

*Выполнен анализ элементарных процессов, способных генерировать нейтроны в грозовой атмосфере. Оценивается эффективность ядерного синтеза, фотоядерных реакций, электродезинтеграции и реакций, обратных  $\beta$ -распаду. Для протекания ядерного синтеза в канале молнии требуется нереально сильное электрическое поле. Генерация нейтронов в грозовой атмосфере связана с фотоядерными реакциями и в меньшей степени – с реакциями электродезинтеграции.*

## Введение

За первой попыткой Флейшера (Fleisher) обнаружить генерацию нейтронов в корреляции с грозами [1] последовали сообщения о статистически значимых усилениях скорости счета нейтронных детекторов во времена гроз [2–15]. Эти события можно было бы считать проявлением ядерных реакций, о возможности протекания которых в грозовых электрических полях писал Ч. Вильсон (C. T. R. Wilson) [16]. Однако в [2–15] в качестве детекторов нейтронов использовались газоразрядные счетчики на основе реакций  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, {}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ , чувствительные к любой ионизирующей радиации, а не только к продуктам вышеупомянутых реакций, поэтому мог доминировать вклад генерируемых грозами электронов высоких энергий,  $\gamma$ -излучения и позитронов [4–6, 8, 17–23], а следовательно, генерация нейтронов в грозовой атмосфере достоверно не доказана [6, 8, 24].

Данный анализ мотивирован растущим интересом к генерации нейтронов грозами [1–15]. Его цель – демонстрация того, что нейтроны действительно генерируются грозами. Будут рассмотрены фундаментальные взаимодействия, которые могут иметь отношение к рассматриваемой проблеме, хотя в области высоких энергий характерные времена сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий относятся как  $\tau_{\text{str}}: \tau_{\text{el}}: \tau_{\text{weak}} \sim 10^{-14}: 10^{-11}: 1$  и, на первый взгляд, доминирует сильное взаимодействие. В предлагаемом анализе на основе концепции о лавине релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) [25] вновь оцениваются возможности ядерного синтеза и фотоядерных реакций и, наконец, рассматриваются генерирующие нейтроны ядерные реакции, индуцированные электронами, которые ранее не принимались во внимание, хотя вспышки жесткого  $\gamma$ -излучения, не раз наблюдавшиеся в корреляции с грозами [4–6, 8, 17–23], – только вторичное тормозное излучение электронов высоких энергий.

## Ядерный синтез

После анализа Либби (Libby) и Лукенса (Lukens) [26] ожидаемая генерация нейтронов в грозовой атмосфере традиционно связывалась с ядерным синтезом в каналах молнии, прежде всего с реакцией  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ . Однако кинетическая энергия дейтронов ограничена реакциями перезарядки в плотной атмосфере столь малыми величинами, что ядерный синтез невозможен [27–29]. Поскольку сомнения остаются [9], мы, в отличие от предыдущих исследований [27–29], где вычислялся выход нейтронов, оценим напряженность поля, необходимую для генерации хотя бы одного нейтрона в канале молнии. Из формулы для выхода нейтронов  $N_n$  в реакции  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  (см. [27–29]) приведенная напряженность, необходимая для генерации  $N_n = 1$ , оценивается следующим образом:

$$\frac{E}{P} \approx \frac{\varepsilon_{\text{fus}} N_L \langle \sigma_t \rangle}{\ln \left[ N_L P \cdot 2[\text{H}_2\text{O}][\text{D}] n_{\text{ion}} S_{\text{ch}} l_{\text{ch}} \Delta t \langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{fus}}) \rangle \right]}, \quad (1)$$

где  $N_L \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$  – плотность числа молекул воздуха (число Лосмидта (Loshmidt));  $P$  (атм) – давление на данной высоте;  $[\text{H}_2\text{O}]$  – относительная концентрация молекул воды в грозовой атмосфере;  $[\text{D}]$  – концентрация атомов дейтерия относительно атомов водорода в естественной воде;  $S_{\text{ch}}$  – площадь поперечного сечения;  $l_{\text{ch}}$  – длина канала молнии;  $\Delta t$  – продолжительность жизни сильного поля в канале ( $v_{\text{ion}} \Delta t \ll l_{\text{ch}}$ );  $v_{\text{ion}}$  и  $n_{\text{ion}}$  – скорость и концентрация ионов дейтерия;  $\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}})$  – поперечное сечение реакции ядерного синтеза;  $\varepsilon_{\text{fus}}$  – минимальная энергия дейтронов, ниже которой синтез неэффективен;  $\langle \sigma_t \rangle$  – усредненное сечение реакций перезарядки;  $\langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{fus}}) \rangle$  – скорость реакций синтеза, усредненная по функции распределения ионов [27–29].

Видно, что  $E/P$  слабо зависит от большинства величин; даже самая сильная зависимость от  $\varepsilon_{\text{fus}}$  и  $\langle \sigma_t \rangle$  всего лишь линейная. Используем более или менее реальные литературные значения следующих величин:  $[\text{H}_2\text{O}] \approx 1,65 \%$  (в тропиках  $[\text{H}_2\text{O}] \approx 4 \%$ ) [30],  $[\text{D}] = 0,015 \%$  [30],  $S_{\text{ch}} \sim 1 \text{ м}^2$ ,  $l_{\text{ch}} \sim 10 \text{ км}$ ,  $\Delta t \sim 50 \text{ мкс}$  (типичные размеры и продолжительность возвратного удара) [31]. Значения других величин довольно неопределенные, поэтому оценим  $E/P$  снизу. Используем абсолютно нереальное условие  $n_{\text{ion}} = N_L P \cdot 2[\text{H}_2\text{O}][\text{D}]$ , означающее, что все молекулы дейтерия в объеме канала  $S_{\text{ch}} l_{\text{ch}} \sim 10^4 \text{ м}^3$  диссоциированы и ионизованы. Скорость синтеза  $\langle v_{\text{ion}} \sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{fus}}) \rangle$  оцениваем сверху, полагая  $v_{\text{ion}} = c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  и  $\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon_{\text{ion}}) = \sigma_{\text{fus, max}} 10^{-21} \text{ м}^2$  ( $\varepsilon_{\text{ion}} = 2\text{--}4 \text{ МэВ}$ ) [32]. Напротив, полагаем  $\varepsilon_{\text{fus}} = 1,7 \text{ кэВ}$ ; при этой энергии сечение реакции  ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$  пренебрежимо мало  $\sigma_{\text{fus}} = 10^{-36} \text{ м}^2$  [33]. Так как  $\sigma_t$  крайне слабо зависит от  $\varepsilon_{\text{ion}}$ , достаточно использовать для  $\langle \sigma_t \rangle$  любое разумное значение  $\sigma_t$ ; мы полагаем  $\sigma_t = 6 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  для реакции перезарядки  $\text{H}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{N}_2^+$  при  $\varepsilon_{\text{ion}} = 50 \text{ эВ}$  [34]. Даже при этих значениях из (1) получаем, что для рождения только одного нейтрона требуется очень сильное поле с  $E/P \approx 440 \text{ кВ/(см}\cdot\text{атм)}$ . Столь сильные поля создаются в воздушных промежутках сантиметрового диапазона с использованием импульсов высокого напряжения порядка сотен кВ с пикосекундными временами нарастания, позволяющих избежать пробоя и коллапса напряжения [35].

### Фотоядерные реакции

Поскольку в грозах и грозовых облаках наблюдаются вспышки жесткого  $\gamma$ -излучения [4–6, 8, 17–23], фотоядерные реакции ( $\gamma, Xn$ ) ( $X$  – число нейтронов в конкретном элементарном событии) являются наиболее очевидными элементарными процессами, способными отвечать за генерацию нейтронов. Пороговые энергии фотоядерных реакций  $\gamma(^{14}\text{N}, 1n)^{13}\text{N}$  и  $\gamma(^{16}\text{O}, 1n)^{15}\text{O}$  с ядрами основных компонентов атмосферы равны  $\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma 1n) = 10,55$  МэВ и  $\varepsilon_{\text{th,O}}(\gamma 1n) = 15,7$  МэВ [36]. Существенным является тот факт, что средняя энергия электронов в ЛПУЭ 6–7 МэВ [37–39] не намного меньше  $\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma 1n)$  для перенапряжения поля  $\delta = E(F_{\text{min}} P) = (eE/P)/(218 \text{ кэВ}/(\text{м}\cdot\text{атм}))$  ниже пробивного перенапряжения в воздухе  $\delta = 14$ . Наблюдались коррелированные с грозами вспышки  $\gamma$ -излучения со спектрами, простирающимися до энергий  $\varepsilon_\gamma$ , близких или намного превышающих  $\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma 1n)$ : 40–50 МэВ [4], выше 40 МэВ [8], 10 МэВ [17, 18], выше 10 МэВ [19], измеренные соответственно на высотах 3250 м [4], 4300 м [8], 2770 м [17, 18] и 1700 м [19]; выше 20 МэВ [20], 30–38 МэВ [21] и 100 МэВ [22], измеренные в ближнем космосе; до ~35 МэВ с малой и до ~70 МэВ с большой ошибками на уровне моря [18, 23]. Необходимо иметь в виду, что  $\gamma$ -излучение в источниках намного жестче, чем на детекторах. Следовательно, *фотоядерные реакции в принципе способны генерировать нейтроны в грозовой атмосфере.*

Ввиду сомнений [7, 15] в способности фотоядерных реакций отвечать за усиление потока нейтронов в грозах выполнен анализ [24], как наиболее показательного случая, возможности генерации фотоядерных нейтронов продолжительными (~1 мин) вспышками жесткого  $\gamma$ -излучения низких грозовых облаков, обнаруженных Цучия (Tsuchiya) и др., спектр  $\gamma$ -излучения и флюенс  $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ 1/м}^2$  которых были измерены на уровне моря [18, 23]. Поскольку требуются абсолютные числа  $\gamma$ -фотонов и  $\gamma$ -спектр в источнике, а не в датчике, выполняя численное моделирование методом Монте-Карло [24, 40], мы использовали для источника  $\gamma$ -излучения нормированный на единицу универсальный спектр тормозного излучения ЛПУЭ  $f_\gamma \delta(\varepsilon_\gamma)$  [41]. В случае источника, расположенного на высотах  $z_\gamma^{\text{emis}} \leq 2$  км, расчетный  $\gamma$ -спектр на уровне моря [40] превосходно согласуется с измеренным спектром [18, 23]. Моделируя методом Монте-Карло транспорт  $\gamma$ -квантов вниз к уровню моря с последующей нормировкой на измеренный флюенс  $F_\gamma^{\text{exp}}$ , мы получили числа  $\gamma$ -квантов  $N_{\gamma,\text{emis}}$ , эмитированных источником, расположенным в высотах  $z_\gamma^{\text{emis}} = 1\text{--}10$  км. Числа  $\gamma$ -квантов, способных генерировать нейтроны, вычислялись умножением  $N_{\gamma,\text{emis}}$  на долю квантов выше порога  $\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma 1n)$ :

$$\Delta_\gamma(\delta, \varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma, 1n)) = \int_{\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma, 1n)}^{\infty} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma. \quad (2)$$

Вычисленный флюенс фотоядерных нейтронов  $\sim 2,2 \cdot 10^3\text{--}2,4 \cdot 10^4$  нейтр./м<sup>2</sup> [24, 40], генерируемый  $\gamma$ -излучением в процессе транспорта к уровню моря, достаточен для регистрации. Например, числом нейтронов, зарегистрированным в работе [2], соответствует намного меньший флюенс 34–670 нейтр./м<sup>2</sup>.

## Реакции, индуцированные электронами

Пороги некоторых ядерных реакций в воздухе с участием электронов высоких энергий ниже порога фотоядерных реакций  $\varepsilon_{th}(\gamma 1n) = 10,55$  МэВ. Только из-за этого эффективность электронно-ядерных взаимодействий может быть выше. Очень важно, что электроны непосредственно участвуют в генерации нейтронов в отличие от фотоядерных реакций, требующих промежуточного звена, – процесса тормозного излучения. Поэтому можно ожидать существенного выхода нейтронов во взаимодействиях электронов с ядрами атмосферы. В следующих разделах излагается анализ реакций электродезинтеграции и реакций, обратных  $\beta$ -распаду  $e^-(p^+, n)v_e$ . Для оценки их выходов требуется знание числа электронов высоких энергий  $N_e$ . Чтобы избежать прямого использования  $N_e$ , сравним выходы нейтронов в электронно-ядерных взаимодействиях с выходом фотоядерных реакций и таким образом оценим относительную эффективность электронно-ядерных взаимодействий. В пределах точности настоящего анализа достаточно учитывать взаимодействия с ядрами  $^{14}_7N$ , поскольку концентрация других компонентов воздуха ниже, а энергетические пороги взаимодействий выше. Скорость генерации фотоядерных нейтронов оцениваем как число нейтронов, произведенных в единицу времени на длине пробега  $\gamma$ -излучения  $l_\gamma$ :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN_n(\delta)}{dt}\right)_{\gamma,n} &= N_e \frac{dN_\gamma(\delta)}{dt} 2N_L P \int_{\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)}^{\infty} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) \sigma(\gamma, Xn) l_\gamma(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma \approx \\ &\approx N_e \frac{dN_\gamma(\delta)}{dt} \langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)) \rangle 2N_L P [N_2] \sigma_{yield}(\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)) l_\gamma(\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n), P), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $dN_\gamma(\delta)/dt$  – скорость эмиссии фотонов на один УЭ;  $[N_2]$  – относительная концентрация азота;  $\sigma(\gamma, Xn) = \sum_i i\sigma(\gamma, in) + \nu\sigma(\gamma, f)$ ;  $\sigma(\gamma, in)$  – сечение реакции  $(\gamma, in)$  с выходом  $i$  нейтронов;

$\sigma(\gamma, f)$  – сечение фотоядерного деления с выходом  $\nu$  нейтронов;  $\sigma_{yield}(\varepsilon_{\gamma, \max}) = \int_{\varepsilon_{th}(\gamma, 1n)}^{\varepsilon_{\gamma, \max}} \sigma(\gamma, Xn) d\varepsilon \approx 98,8 \cdot 10^{-31}$  МэВ $\cdot$ м<sup>2</sup> – полное сечение выхода нейтронов [36];  $\varepsilon_{\gamma, \max} \approx 29,5$  МэВ –

максимальная энергия, до которой имеются данные по сечению  $\sigma(\gamma, Xn)$  в [36];

$l_\gamma(\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n), P)$  – пробег фотонов с энергией в  $\varepsilon_{th,N}$  при давлении  $P$ . Используем

$$\langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)) \rangle > \frac{1}{\varepsilon_{\gamma, \max} - \varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)} \int_{\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)}^{\varepsilon_{\gamma, \max}} f_\gamma(\delta, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/МэВ}$$

и  $dN_\gamma(\delta)/dt \approx 10^7 \text{ 1/(с}\cdot\text{атм}\cdot\text{УЭ)}$ , вычисленные для ЛРУЭ в воздухе [41], и  $l_\gamma(\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n), P = 1 \text{ атм}) \approx 500 \text{ м}$  [30].

**Реакции электродезинтеграции**  ${}^n_m A(e^-, n) {}^{n-1}_m A$ . Две пороговых реакции этого типа относятся к рассматриваемой проблеме:



Здесь  $\varepsilon_e$  – кинетическая энергия падающего электрона. Эти реакции протекают посредством виртуальных  $\gamma$ -квантов. Поэтому возможна также непрямая генерация нейтронов через канал  $\gamma + p^+ \rightarrow n + e^+$  в реакции  ${}^n_m\text{A}(e^-, n) {}^{n-1}_{m-1}\text{A}$ . Пороги реакций могут быть вычислены как дефект масс с использованием масс ядер [42]. Порог реакции (4)

$$\varepsilon_{\text{th,N}}(e^-, n) = \left( M({}^{13}_7\text{N}) + m_n - M({}^{14}_7\text{N}) \right) c^2 = 7,52 \text{ МэВ} \quad (6)$$

меньше фотоядерного порога  $\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma 1n) = 10,5 \text{ МэВ}$  и довольно близок к средней энергии электронов 6–7 МэВ в ЛРУЭ. Реакцией (5) пренебрегаем, поскольку концентрация кислорода меньше концентрации азота, а порог  $\varepsilon_{\text{th,O}}(e^-, n) = 12,09 \text{ МэВ}$  выше.

Скорость электродезинтеграции ядер азота можно оценить следующим образом:

$$\left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{e^-,n} \approx N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th,N}}(e^-, n)) \nu_e \langle \sigma_{e^-,n} \rangle 2N_L P[N_2], \quad (7)$$

где  $N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th,N}}(e^-, n)) = N_e \int_{\varepsilon_{\text{th,N}}(e^-, n)}^{\infty} d\varepsilon_e f_e(\delta, \varepsilon_e) \approx 0,36N_e$  – число УЭ выше порога (6);

$f_e(\delta, \varepsilon_e)$  – универсальная функция распределения УЭ, почти не зависящая от  $\delta$  [37];  $\nu_e \approx 2,7 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  скорость УЭ [37–39],  $\sigma_{e^-,n}$  – сечение реакции (4). Отношение (7)/(3) имеет следующий вид:

$$\left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{e^-,n} / \left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{\gamma,n} \approx \frac{N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th,N}}(e^-, n)) \nu_e \langle \sigma_{e^-,n}(\varepsilon_e) \rangle}{N_e \frac{dN_\gamma(\delta)}{dt} \langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma, 1n)) \rangle \sigma_{\text{yield,N}}^{\gamma}(\varepsilon_{\text{th,N}}(\gamma, 1n), P)}. \quad (8)$$

В библиотеках CINDA и ENDP Международного агентства по атомной энергии доступны только сечения реакций электродезинтеграции для меди и урана [43]:  ${}^{63}_{29}\text{Cu}(e^-, n) {}^{62}_{29}\text{Cu} \sigma_{e^-,n} = 0,0079\text{--}0,595 \text{ мб}$  в диапазоне 13,5–60 МэВ [44] и  ${}^{238}_{92}\text{U}(e^-, n) {}^{237}_{92}\text{U} \sigma_{e^-,n} = 0,0465\text{--}2,993 \text{ мб}$  в диапазоне 7,78–60 МэВ [45]. Скорее всего, эти измеренные сечения включают канал  $\gamma + p^+ \rightarrow n + e^+$ . Из-за отсутствия данных для азота мы вынуждены использовать сечение для меди (как наиболее близкой к азоту). Полагая  $\sigma_{e^-,n} = 0,0079 \text{ мб}$  для энергии  $\varepsilon_e = 13,5 \text{ МэВ}$ , ближайшей к средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ, получаем  $\left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{e^-,n} / \left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{\gamma,n} \approx 0,004$ . Даже с  $\sigma_{e^-,n} = 0,18 \text{ мб}$  при  $\varepsilon_e = 20 \text{ МэВ}$  отношение равно 0,07. Сечения электродезин-

теграции  $\sigma_{e^-,n}$  и фотоядерных реакций  $\sigma_{\gamma,n}$  связаны через спектр виртуальных фотонов

$$N_{\gamma,n}(\varepsilon, \omega) : \sigma_{e^-,n}(\varepsilon_e) = \int_0^{\varepsilon_e - m_e} \sigma_{\gamma,n}(\omega) N_{\gamma,n}(\varepsilon, \omega, Z, A) \frac{d\omega}{\omega}. \text{ Поскольку } \sigma_{\gamma,n} \text{ уменьшается с атом-}$$

ным числом, в азоте  $\sigma_{e^-,n}$  по крайней мере в 62/14 раз меньше, чем в меди. Следовательно, вклад электродезинтеграции в полный выход нейтронов намного меньше вклада фотоядерных реакций, однако, в отличие нулевого выхода ядерного синтеза, выход реакций электродезинтеграции существенный.

**Реакция  $e^-(p^+, n)v_e$ .** Эта реакция привлекается [46] для объяснения чрезвычайно высокого выхода нейтронов, который, как утверждается в [7], наблюдался в корреляции с молнией. Есть серьезное различие между механизмами реализации фотоядерных реакций и реакций электродезинтеграции, с одной стороны, и  $e^-(p^+, n)v_e$ , – с другой, влияющее на их эффективность в грозном электрическом поле. Дело в том, что, если после акта тормозного излучения или электродезинтеграции остающаяся энергия электрона высоких энергий выше порога убегания [47], электрон способен набирать энергию в поле и, как следствие, участвовать в процессах тормозного излучения высоких энергий и электродезинтеграции, а в реакции  $e^-(p^+, n)v_e$  электрон исчезает. В грозовой атмосфере это реакция с протонами молекулы воды:

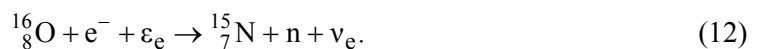
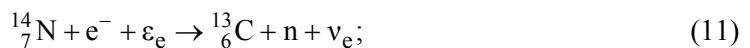


Пороговая энергия  $\varepsilon_{th}(e^-, n)$  этой реакции, являющаяся граничной энергией  $\beta$ -спектра распада нейтрона [30, 48]

$$\varepsilon_{th}(e^-, n) = (m_n - m_{p^+} - m_{e^-})c^2 = 0,783 \text{ МэВ}, \quad (10)$$

на порядок меньше средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ и фотоядерного порога  $\varepsilon_{th,N}(\gamma 1n) = 10,5 \text{ МэВ}$ .

Кроме того, возможны реакции того же типа с ядрами основных элементов атмосферы:



Их пороги те же, что и пороги реакций (4) и (5). Так как  $\varepsilon_{th}(e^-, n) = 7,52 \text{ МэВ}$  меньше  $\varepsilon_{th,N}(\gamma 1n) = 10,5 \text{ МэВ}$  и близка к средней энергии электронов в ЛРУЭ 6–7 МэВ, можно ожидать существенного выхода нейтронов.

Отношение скоростей реакций  $e^-(p^+, n)v_e$  и  $(\gamma, Xn)$  имеет следующий вид:

$$\left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{e^-,n} / \left( \frac{dN_n(\delta)}{dt} \right)_{\gamma,n} \approx \frac{N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{th}(e^-, n)) \sigma_{e^-,n} v_e [{}^1_1\text{H}]}{N_e \frac{dN_\gamma}{dt} \langle f_\gamma(\delta, \varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)) \rangle \sigma_{\text{yield},N} I_\gamma(\varepsilon_{th,N}(\gamma, 1n)) [{}^{14}_7\text{N}]} \quad (13)$$

Для реакции (11)  $[\text{}^1_1\text{H}]$  меняется на  $[\text{}^{14}_7\text{N}]$ .

Поскольку экспериментальные данные по сечениям  $\sigma_{e^-,n}$  реакций (9), (11) и (12) отсутствуют, оценим эффективность  $e^-(p^+, n)\nu_e$ , используя результаты исследований «электрослабых индуцированных ядерных реакций низких энергий» с участием «тяжелого» электрона [48]. Полученное в [48] сечение  $\sigma_{e^-,n}$  реакции  $e^-(p^+, n)\nu_e$ , описывающее производство нейтронов в прямых соударениях электронов с протонами, применимо к нашему случаю. Поскольку сечение  $\sigma_{e^-,n}$  расходится в пределе низких энергий электронов [48], оно точнее описывает случай высоких энергий, нежели взаимодействие «тяжелого» электрона с протоном. Соответствующая скорость реакции  $e^-(p^+, n)\nu_e$  в единицах  $\hbar = c = 1$  имеет следующий вид [48]:

$$v_e \sigma_{e^-,n} \approx \frac{2G_F^2}{\pi} (\tilde{m}_e - \Delta)^2, \quad (14)$$

где  $\tilde{m}_e$  – масса «тяжелого» электрона, которую мы полагаем равной  $\tilde{m}_e = m_e + \varepsilon_e$ ;  $\Delta = m_n - m_{p^+}$ ;  $G_F = 10^{-5}/M^2$  – константа Ферми слабого взаимодействия,  $M$  – масса нуклона.

Чтобы выразить сечение  $\sigma_{e^-,n}$  в естественных единицах, удобно воспользоваться соотношением  $200 \text{ МэВ} = 1/\text{ферми}$ . Используя скорость реакции  $\sigma_{e^-,n}(\varepsilon_e)v_e \sim 10^{-37} \text{ м}^3/\text{с}$  для  $\varepsilon_e \approx \varepsilon_{\text{th},N}(\gamma, 1n)$  (т. е.  $\tilde{m}_e - \Delta \sim 10 \text{ МэВ}$ ),  $N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th}}(e^-, n) = 0,783 \text{ МэВ})/N_e \approx 0,81$  и  $N_e(\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{th}}(e^-, n) = 7,52 \text{ МэВ})/N_e \approx 0,36$  соответственно для реакций (9) и (11) согласно функции распределения УЭ [37], концентрацию ядер водорода  $[\text{}^1_1\text{H}] = 2[\text{H}_2\text{O}] \approx 3,3 \%$  (см. раздел «Ядерный синтез»), азота  $[\text{N}_2] \approx 75 \%$  и значения других величин, приведенных после формулы (3), получаем оценки отношения (13)  $10^{-16}$  и  $10^{-15}$  соответственно для реакций (9) и (11). Таким образом, эффективность реакции  $e^-(p^+, n)\nu_e$  незначительна по сравнению с эффективностью фотоядерных реакций и реакций электродезинтеграции.

## Заключение

1. Ядерный синтез абсолютно невозможен в разрядах молнии, так как электрическое поле, требуемое для генерации даже одного нейтрона в канале молнии, нереально: необходимая приведенная напряженность превышает  $E/P \approx 440 \text{ кВ}/(\text{см}\cdot\text{атм})$ . Столь сильные поля создаются только в малых объемах воздуха с использованием уникальной субнаносекундной техники высоких напряжений.

2. Из многочисленных наблюдений вспышек  $\gamma$ -излучения со спектрами, простирающимися выше порога  $\varepsilon_{\text{th}}(\gamma 1n) = 10,5 \text{ МэВ}$  фотоядерных реакций  $(\gamma, Xn)$ , и результатов численного моделирования следует, что  $(\gamma, Xn)$  реакции действительно генерируют нейтроны в грозовой атмосфере в количествах, достаточных для регистрации. Сомнения [7, 15] в способности  $(\gamma, Xn)$  реакций ге-

нерировать нейтроны в грозовой атмосфере необоснованны. Скорее всего, фотоядерные нейтроны генерировались как в нейтронных экспериментах [2–15], так и в экспериментах [4–6, 8, 17–23], где наблюдалось  $\gamma$ -излучение со спектрами выше  $\epsilon_{th,N}(\gamma 1n)$ .

3. Даже если электроны высоких энергий генерируются в каналах молнии, фотоядерные реакции протекают вне каналов, поскольку пробеги  $\gamma$ -квантов с энергиями выше порога  $\epsilon_{th,N}(\gamma, 1n)$  превосходят поперечные размеры каналов. Поэтому реакции  $(\gamma, Xn)$  не отвечают за генерацию нейтронов непосредственно в каналах, как иногда предполагается [1, 2, 9–11, 26].

4. В отличие от нулевого выхода нейтронов в ядерном синтезе ожидается существенный выход нейтронов в грозовой атмосфере за счет реакций электродезинтеграции, но он меньше фотоядерного выхода.

5. Согласно Ларсену (Larsen) [47], «необычайно высокий поток нейтронов низких энергий», который, как утверждается, наблюдался в корреляции с разрядами молнии [7], связан с реакцией  $e^-(p^+, n)v_e$ . Как демонстрируется численным моделированием [6, 17], в скорости счета в [7] доминировал вклад  $\gamma$ -излучения и электроны высоких энергий, поэтому она не может быть аргументом в пользу того, что нейтроны в грозах генерируются в реакции  $e^-(p^+, n)v_e$ . Оценки на основе сечения реакции  $e^-(p^+, n)v_e$ , полученного в работе [48], демонстрируют несущественный выход нейтронов в реакции.

6. Мы подтвердили, что сильное взаимодействие ни в коем случае не может отвечать за генерацию нейтронов в грозовом поле. Генерация нейтронов в грозах и грозовых облаках связана с фотоядерными реакциями  $(\gamma, Xn)$  и в меньшей степени – с реакциями электродезинтеграции  ${}^{14}_7N(e^-, n){}^{13}_7N$ , причем лавины релятивистских убегающих электронов [25] являются первичными процессами. Требуется новые эксперименты по обнаружению нейтронов в грозах и грозовых облаках. Проблема состоит в надежной селекции нейтронов от других ионизирующих излучений.

## Список литературы

1. Fleisher R. L. Search for neutron generation by lightning // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 5005–5009.
2. Shah G. N., Razdan H., Bhat G. L., Ali G. M. Neutron generation in lightning bolts // Nature. 1985. Vol. 313. P. 773–775.
3. Bratolyubova-Tsulukidze L. S., Grachev E. A., Grigoryan O. R. et al. Thunderstorms as the probable reason of high background neutron fluxes at  $L < 1.2$  // Adv. in Space Res. 2004. Vol. 34. P. 1815–1818.
4. Chilingaryan A., Daryan A., Arakelyan K. et al. Ground-based observations of thunderstorm-correlated fluxes of high-energy electrons, gamma-rays and neutrons // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 82. P. 043009.
5. Chilingarian A., Bostanjyan N., Vanyan L. Neutron bursts associated with thunderstorms // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85. P. 085017.
6. Chilingaryan A., Bostanjyan N., Karapetyan T., Vanyan L. Comments on recent results on neutron production in thunderclouds // Proc. of Cosmic Ray Summer School, Nor Arbert Intern. Conf. Center, June 1–7, 2012. Cosmic Ray Division, Yerevan Physics Institute.



7. Gurevich A. V., Antonova V. P., Chubenko A. P. et al. Strong flux of low-energy neutrons produced by thunderstorms // *Phys. Rev. Lett.* Week ending, 23 March 2012. Vol. 108. P. 125001.
8. Tsuchiya H., Hibino K., Kawata K. et al. Observation of thundercloud-related gamma rays and neutrons in Tibet // *ArXiv: 12042578*. 11 Apr. 2012. Vol. 1 [physics.geo.ph].
9. Shah G. N., Ishtiaq P. M., Mufti S. et al. Burst profile of the lightning generated neutrons detected by Gulmarg neutron monitor // *30<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf. Merida, Mexico, 2007*.
10. Shyam A. N., Kaushik T. C. Observation of neutron bursts associated with atmospheric lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 1999. Vol. 104. P. 6867–6869.
11. Кужевский Б. М. Генерация нейтронов в молнии // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. 2004. № 5. С. 14–16.
12. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A00E11.
13. Martin I. M., Alves M. A., Pugacheva G. I., Petrov A. Changes in low energy neutron count rate near ground level associated with weather phenomena // *11<sup>th</sup> Int. Congr. of the Brazilian Geophys. Soc., August 24–28, 2009, Salvador, Brazil*.
14. Martin I. M., Alves M. A. Observation of a possible neutron burst associated with a lightning discharge // *Chapman Conf. on the Effects of Thunderstorms and Lightning in the Upper Atmosphere*. 10–15 May 2009, Pennsylvania, USA.
15. Стародубцев С. А., Козлов В. И., Торопов А. А. и др. Первые экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под облаками вблизи уровня моря // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т. 96 С. 201–204.
16. Wilson C. T. R. The Acceleration of  $\beta$ -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1924. Vol. 22. P. 534–538.
17. Tsuchiya H., Enoto T., Torii T. et al. Observation of an energetic radiation burst from mountain-top thunderclouds // *Phys. Rev. Lett.* Week ending, 26 June 2009. Vol. 102. P. 255003-1–255003-4.
18. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Long-duration gamma-ray emissions from 2007 and 2008 winter thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 2011. Vol. 116. D09113 [doi:10.1029/2010JD015161].
19. Khaerdinov N. S., Lidvansky A. S., Petkov V. B. Cosmic rays and the electric field of thunderclouds: evidence for acceleration of particles (runaway electrons) // *Atmospheric Res.* 2005. Vol. 76. P. 246–354.
20. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Science*. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
21. Briggs M. S., Fishman G. J., Connaughton V. et al. First results on terrestrial gamma-ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. A07323 [doi:10.1029/2009JA015242].
22. Tavani M. et al. Terrestrial gamma-ray flashes as powerful particle accelerators // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 018501 [doi:10.1103/PhysRevLett.106.01851].
23. Tsuchiya H., Enoto T., Yamada S. et al. Detection of high-energy gamma-rays from winter thunderclouds // *Phys. Rev. Lett.* Week ending, 19 October 2007. Vol. 99. P. 165002-1–165002-4.
24. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Залялов А. Н., Куцык И. М. Об усилении потока нейтронов в грозовой атмосфере // *Письма в ЖЭТФ*. 2013 Т. 97. С. 333–339.

25. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupré R. A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett. A*. 1992. Vol. 165. P. 463.
26. Libby L. M., Lukens H. R. Production of radiocarbon in tree rings by lightning bolts // *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. P. 5902–5903.
27. Бабич Л. П. Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т. 84. С. 345–348.
28. Бабич Л. П. Механизм генерации нейтронов, коррелированных с разрядами молнии // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2007. Т. 47. С. 702–708.
29. Babich L. P., Roussel-Dupré R. A. The origin of neutron flux increases observed in correlation with lightning // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112. D13303 [doi:10.1029/2006JD008340].
30. *Физическая энциклопедия* Т. 1 / Под ред. А. М. Прохорова. – М.: Советская энциклопедия, 1988.
31. Rakov V. A., Uman M. A. *Lightning physics and effects*. – New York: Cambridge Univ. Press, 2003.
32. *Таблицы физических величин* / Под ред. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.
33. Bystritsky V. M., Gerasimov V. V., Krylov A. R. et al. Measurement of the astrophysical S factor for dd interaction at ultralow deuteron – collision energies using the inverse Z-pinch // *Ядерная физика*. 2003. Т. 66. С. 1731–1738.
34. Smith D. L., Kevan L. Total charge-transfer cross sections in molecular systems // *J. of American Chem. Soc.* 1971. Vol. 93, P. 2113–2117.
35. Babich L. P. *Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena*. – Arlington, Virginia: Futurepast Inc., 2003.
36. Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // *Atomic Data and Nuclear Tables*. 1988. Vol. 38. P. 199–338.
37. Babich L. P., Donskoy E. N., Il'kaev R. I., Kutsyk I. M., Roussel-Dupré R. A. Fundamental parameters of a relativistic runaway electron avalanche in air // *Plasma Phys. Rep.* 2004. Vol. 30. P. 616–624.
38. Coleman L. M., Dwyer J. R. Propagation speed of runaway electron avalanches // *Geophys. Res. Lett.* 2006. Vol. 33. P. L11810 [doi:10.1029/2006GL025863].
39. Kutsyk I. M., Babich L. P., Donskoy E. N., Bochkov E. I. Numerical analysis of the concept of a laboratory experiment on the demonstration of runaway electron breakdown under normal conditions at high overvoltages // *JETP Lett.* 2012. Vol. 95. P. 631–636.
40. Babich L. P., Bochkov E. I., Donskoy E. N., Kutsyk I. M. Source of prolonged bursts of high-energy gamma-rays detected in thunderstorm atmosphere in Japan at the coastal area of the Sea of Japan and on high mountain top // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. P. A09317 [doi:10.1029/2009JA015017].
41. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М., Руссель-Дюпре Р. А. Тормозное излучение лавины релятивистских убегающих электронов в атмосфере // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2004. Т. 44. № 5. С. 697–703.
42. *The Nuclear Handbook* / Ed. by O. R. Frisch. – London: George Newnes Limited, 1958.

43. Experimental Nuclear Reaction Data (CINDA, ENDP) / Zerkin V. (database manager). WWW-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm.
44. Martins M. N., Hayward E., Lamaze G. et al. // Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1855.
45. Gerab F., Martins M. N. // Phys. Rev. C. 1993. Vol. 48. P. 105.
46. Larsen L. [Electronic resource]. – <http://www.slideshare.net/lewisglarsen/latticeenergyllc/new-russian-data-supports-wlt-neutron-production-in-lightning-april-4-2012>.
47. Srivastava Y. N., Widom A., Larsen L. // Pramana J. of Phys. 2010. Vol. 75 P. 617.
48. Бабич Л. П. Бистабильность ансамбля электронов, взаимодействующих с плотным газом нейтральных частиц в электрическом поле. Приложение к полю грозовых облаков // ТВТ. 1995. Т. 33. С. 659–662. (См. также: High Temperature. 1995. Vol. 33. С. 190–197).

### ***Благодарности***

Авторы глубоко благодарны профессору Т. Ньюберту (T. Neubert) и профессору Х. Халдоупису (С. Haldoupris), европейским коллабораторам в проекте МНТЦ № 3993-2010, в рамках которого выполнена данная работа; доктору Н. Кросби (N. Crosby), профессору А. ван Деурсену (A. van Deursen), профессору С. Каммеру (S. Summer), доктору Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. Roussel-Dupré), профессору Д. Смиту (D. Smith), доктору Т. Тории (T. Torii), профессору Э. Вильямсу (E. Williams) – за поддержку предложения по проекту; профессору В. Ракову (V. Rakov) – за полезные комментарии. Л. П. Бабич и И. М. Куцык выражают глубокую благодарность академику РАН А. В. Гуревичу, члену-корреспонденту РАН К. П. Зыбину, доктору Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré), доктору Ю. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisty) за многолетнее плодотворное сотрудничество по физике атмосферного электричества, продолжением которого является данная работа.

## **Analyses of Fundamental Interactions Capable of Producing Neutrons in Thunderstorm Atmosphere**

L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk

*Elementary processes capable of producing neutrons in thunderstorm atmosphere are analyzed. The efficiency is evaluated of nuclear fusion, photonuclear reaction, electrodisintegration and reaction opposite to the  $\beta$ -decay. Unreal strong electric field is required for the nuclear fusion to occur in lightning channel. The generation of neutrons in thunderstorm atmosphere is connected with photonuclear and, at a less degree, with electrodisintegration reactions.*