

Об усилении потока фотоядерных нейтронов в грозовой атмосфере и возможности его регистрации

Л. П. Бабич¹⁾, Е. И. Бочков, А. Н. Залялов, И. М. Куцык

Российский федеральный ядерный центр,
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607188 Саров, Россия

Поступила в редакцию 7 декабря 2012 г.

После переработки 1 февраля 2013 г.

Анализируется достоверность сообщений о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере. Анализ мотивирован тем, что используемые газоразрядные счетчики на основе реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и ${}^{10}\text{B}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ детектируют не только нейтроны, но и любые проникающие излучения. За возможное усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере способны отвечать фотоядерные реакции, поскольку в корреляции с грозами неоднократно регистрировались вспышки γ -излучения со спектрами, простирающимися выше порога фотоядерных реакций в воздухе. Численным моделированием показано, что зарегистрированные в грозовой атмосфере импульсы γ -излучения способны генерировать фотоядерные нейтроны в количествах, достаточных для регистрации даже на уровне моря.

DOI: 10.7868/S0370274X13060015

Введение. Ядерные реакции в грозовых полях, предсказанные в 1924 г. Вильсоном (С.Т.Р. Wilson) [1], могут проявляться как усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере. Первая попытка обнаружить генерацию нейтронов в корреляции с грозовой активностью, предпринятая Флейшером (R.L. Fleisher), оказалась, по мнению автора, безуспешной [2] (см. также обзор [3]). Первое сообщение (1985 г.) о статистически значимом усилении скорости счета монитора нейтронов в корреляции с электромагнитным импульсом (ЭМИ) разрядов молнии, зафиксированном в трехлетнем эксперименте (Индия, Гималаи, 2743 м над уровнем моря), было опубликовано группой Шаха (G.N. Shah) [4]. Затем последовали сообщения об усилении скорости счета детекторов нейтронов в корреляции с грозовой активностью в ближнем космосе [5] и в высокогорных условиях [6–10]. Первое сообщение об усилении скорости счета детекторов нейтронов вблизи уровня моря поступило также из Индии (A.N. Shyam, T.C. Kaushik, 1999 г.) [11]. Затем последовали сообщения Б.М. Кужевского (Россия, МГУ, 2004 г.) [12], И.М. Мартина (I.M. Martin, 2007 г.) и других [13–15] и сообщение 2012 г. С.А. Стародубцева и других *Первые (?)* (вопрос наш) *экспериментальные наблюдения всплесков нейтронов под грозовыми облаками вблизи уровня моря* [16].

Настоящая работа мотивирована растущим числом сообщений о регистрации усиления потока нейтронов в грозовой атмосфере [4–16] и сомнениями [7, 16] в том, что за генерацию нейтронов отвечают фотоядерные реакции [17–19]. Ее целью являются оценка достоверности этих сообщений, анализ элементарных взаимодействий и демонстрация реальности фотоядерных реакций в грозовой атмосфере и возможности регистрации фотоядерных нейтронов.

Элементарные взаимодействия в грозовой атмосфере, способные генерировать нейтроны. Казалось бы, за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере должно отвечать сильное (ядерное) взаимодействие. Так, в области энергий ~ 1 ГэВ (репер в физике высоких энергий) характерные времена сильного (*strong*), электромагнитного (*electromagnetic*) и слабого (*weak*) взаимодействий, соответственно, равны $\tau_{\text{str}} \sim 10^{-24}$, $\tau_{\text{el}} \sim 10^{-21}$ и $\tau_{\text{weak}} \sim 10^{-10}$ секунд [20]. Традиционно генерация нейтронов в грозовой атмосфере связывалась с реакциями ядерного синтеза в каналах молнии [2, 4, 11, 12, 21], прежде всего с реакцией ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$. В связи с более высокой по сравнению с ${}^2\text{H}$ концентрацией ядер углерода и азота упоминаются реакции ${}^{12}\text{C}({}^2\text{H}, n){}^{13}\text{N}$ и ${}^{14}\text{N}({}^2\text{H}, n){}^{15}\text{N}$ [2, 3], хотя их сечения гораздо меньше сечения ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$. Однако приобретаемая дейтронами в грозовом поле энергия ограничена реакциями перезарядки столь малой величиной, что выход нейтронов в реакциях синтеза в каналах молнии равен нулю даже в предположении полной иони-

¹⁾e-mail: babich@elph.vniief.ru

зации дейтерия во влажной атмосфере [17–19]. По той же причине неэффективна и пороговая реакция ${}^1\text{H}({}^{14}\text{N}, n){}^{14}\text{O}$ (порог ~ 6 МэВ), несмотря на повышенную концентрацию во влажной атмосфере водорода.

Поскольку в грозовых полях генерируются лавины релятивистских убегающих электронов [22], в принципе возможны слабые взаимодействия электронов высоких энергий с протонами атомных ядер, $e^-(p^+, n)\nu$ (порог 0.78 МэВ), и фотоядерные реакции (γ, Xn) с участием тормозного излучения электронов высоких энергий. Однако вероятность реакций $e^-(p^+, n)\nu$, обратных бета-распаду, крайне мала (см. выше характерное время τ_{weak}). Остаются фотоядерные реакции (γ, Xn) , с которыми связывается усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере [17–19] (см. также численное моделирование эмиссии фотоядерных нейтронов и их транспорта на большие расстояния [8, 23–27]). Здесь X – число нейтронов. Пороги (*thresholds*) $\varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$ реакций с основными компонентами атмосферы, $\gamma({}^{14}\text{N}, 1n){}^{13}\text{N}$ и $\gamma({}^{16}\text{O}, 1n){}^{15}\text{O}$, равны 10.55 и 15.7 МэВ соответственно. Измеренные γ -спектры грозового происхождения простираются до более высоких энергий γ -квантов ε_γ : 40–50 МэВ [6], более 40 МэВ [8], 10 МэВ [28, 29] и более 10 МэВ [30] на высотах 3250 м [6], 4300 м [8], 2770 м [28, 29] и 1700 м [30] соответственно; более 20 МэВ [31], 30–38 МэВ [32] и 100 МэВ [33] в ближнем космосе; до ~ 35 МэВ с малой и до ~ 70 МэВ с большой ошибкой на уровне моря [29, 34]. Следовательно, фотоядерные реакции могут отвечать за генерацию нейтронов в грозовой атмосфере.

О механизме реализации фотоядерных реакций в грозовой атмосфере. Если бы реакции, генерирующие нейтроны, протекали в каналах молнии, потребовались бы кардинальные изменения представлений о механизме молнии. В настоящее время, однако, отсутствуют данные о том, что в относительно медленном процессе развития канала молнии в плотной атмосфере создаются условия, необходимые для протекания ядерных реакций в самих каналах. Что же касается фотоядерных реакций, то пробеги фотонов с $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$ намного превосходят поперечные размеры каналов молнии, так что фотоядерные нейтроны могут генерироваться в основном вне каналов в процессе распространения γ -излучения в атмосфере [10, 18, 19], даже если импульсы нейтронов коррелированы с ЭМИ молнии, как в работе [4].

Возможно, разряд молнии только включает механизм генерации нейтронов вне каналов молнии, например в гигантских разрядах над грозовыми обла-

ками [17–19]. Вспышки γ -излучения с $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\text{th}}(\gamma, 1n)$, как и рентгеновского излучения, регистрировавшегося внутри облаков [35, 36], могут предшествовать разрядам молнии [6, 28–30, 36]. Тогда они не связаны с ними [30]. Следовательно, нейтроны могут генерироваться в крупномасштабных полях грозовых облаков до разрядов молнии. Об этом же свидетельствует длительность γ -импульсов порядка десятков и сотен секунд [6, 8, 27–30], намного превышающая длительность разрядов молнии [37].

О достоверности сообщений о регистрации нейтронов в корреляции с разрядами молнии. Анализируя возможность для ядерного синтеза и фотоядерных реакций генерировать нейтроны в грозовой атмосфере, авторы [17–19] исходили из сообщений [4, 11, 12] о регистрации усиления потока нейтронов, не оценивая их достоверности. Особенно надежным представлялся высокогорный эксперимент [4]. В нем из 11200 ЭМИ было выделено 124 события с выходом нейтронов от 3 до 60 после ЭМИ. Одно- и двухнейтронные события исключались как, по крайней мере частично, порожденные космическим излучением. Были исключены и возможные эффекты ЭМИ и широких атмосферных ливней [4]. Однако во всех экспериментах по регистрации нейтронов грозового происхождения использовались газоразрядные счетчики на основе реакций ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ [7, 13–15] или ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ [2, 4, 6, 8, 9, 11, 16], в которых импульсы тока могут инициироваться любым ионизирующим излучением, а не обязательно продуктами этих реакций. Не исключено, что основной вклад в скорость счета давали импульсы рентгеновского и γ -излучений непосредственно грозового происхождения, а также фотоядерные нейтроны, генерируемые в блоках свинца, покрывающих счетчики, и других предметах.

Поскольку генерация нейтронов сопровождает эмиссию электронов высоких энергий, рентгеновского и γ -излучений, более того, нейтроны могут генерироваться электронами и γ -излучением, и поскольку эти излучения способны вызывать те же эффекты в датчиках, что и продукты реакций с участием нейтронов (протоны, тритоны, α -частицы), необходима надежная селекция нейтронов. Известны два подхода: метод времени пролета и долгоживущие нейтронные индикаторы, т.е. реакции с долгоживущими дочерними продуктами [38, 39]. Оба подхода широко используются в исследованиях с импульсными ядерными реакторами и эвакуированными нейтронными трубками. Использовались они и при испытаниях ядерного оружия. Однако только метод времени пролета позволяет получать информацию

о нейтронах на месте. Поток γ -излучения значительно выше потока дочерних фотоядерных нейтронов, а энергия γ -квантов ε_γ значительно превосходит энергию нейтронов, $\varepsilon_n = \varepsilon_\gamma - \varepsilon_{th}(\gamma, Xn)$. Поэтому вывод авторов [8] о том, что, как и в их эксперименте, "... не нейтроны, а γ -излучение могло доминировать в усилении излучения, обнаруженном нейтронным монитором на Арагаце..." [6], и заключение о том, что "... международные сети нейтронных мониторов... и солнечных нейтронных телескопов... полезны для наблюдения за вспышками γ -излучения, связанными с грозами", заслуживают внимательного отношения.

Оценить достоверность сообщений о регистрации нейтронов исходя из опубликованных данных по абсолютному усилению скорости счета и ее связи с нейтронами или γ -излучением невозможно из-за неопределенности положения источника, его размеров и мощности, вида излучения, энергетического и углового распределений. В высокогорном эксперименте [4, 9] регистрация нейтронов, казалось бы, обоснована тем, что измерялись времена задержки прихода нейтронов на детектор относительно ЭМИ и, возможно, относительно γ -импульса, поскольку и тот и другой распространяются с одной скоростью. Если γ -кванты с $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{th}(\gamma, Xn)$ генерируются в каналах молнии [19] или в объемных высотных разрядах, включаемых разрядами молнии [17–19], то приходу нейтронов на детектор предшествуют ЭМИ и γ -импульс. Последние совпадают во времени, если оба они испускаются непосредственно разрядами молнии или если достаточно мала задержка включаемых молнией процессов, способных создавать другие источники проникающих излучений, например высотные разряды. Однако хотя детектор и запускался ЭМИ, неясно, вызвано ли усиление счета именно нейтронами. Если иметь в виду продолжительные вспышки γ -излучения с $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{th}(\gamma, 1n)$ [8, 28, 29, 34], то, возможно, регистрировались γ -кванты, поскольку детектор уже находился в поле γ -излучения.

Достоинством редакции эксперимента [7] является использование "наружного" (*external*) неэкранированного ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ счетчика и "внутреннего" (*internal*) счетчика, экранированного двухмиллиметровой железной крышей здания и слоем углерода толщиной 20 см (по существу, замедлителем и отражателем нейтронов). Этим воспользовались авторы работы [27]: по восстановленным потокам, зарегистрированным "наружным" счетчиком, методом Монте-Карло была вычислена скорость счета "внутреннего" счетчика, оказавшаяся в 6–10 раз меньше скорости счета в сообщении [7].

В связи с важностью проблемы мы посчитали целесообразным еще раз выполнить анализ, избегая вычисления абсолютной скорости счета. Мы сравнивали вычисленную и измеренную относительные скорости счета "внутреннего" и "наружного" счетчиков, т.е. прямо использовали достоинство редакции [7]. Методом Монте-Карло по методике С-007 ВНИИЭФ [40] моделировался транспорт нейтронов в воздухе, слоях железа ($l_{\text{Fe}} = 2$ мм) и углерода ($l_{\text{C}} = 20$ см), покрывавших "внутренний" счетчик. Моделирование выполнялось для точечного источника фотоядерных нейтронов с угловым распределением по Ламберту и распределением по энергиям, рассчитанным для высоты 3340 м [7] по универсальному спектру тормозного излучения лавины релятивистских убегающих электронов [41] и сечению реакций (γ, Xn) [42]. Для нескольких расстояний L между источником и счетчиком были вычислены групповые спектры нейтронов, входящих в "наружный" и "внутренний" счетчики, как доли $P_{\text{ext}}^{(i)}$ и $P_{\text{int}}^{(i)}$ нейтронов в диапазонах энергий $\Delta\varepsilon_n^{(i)} = 0-0.01, 0.1-1.0, 1.0-10$ и $10-100$ эВ, $0.1-1, 1-10$ и $10-100$ кэВ, $0.1-1, 1-10$ и $10-20.1$ МэВ. Для учета энергетической чувствительности детекторов $P_{\text{int}}^{(i)}$ и $P_{\text{ext}}^{(i)}$ умножались на сечение реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ в диапазонах $\Delta\varepsilon_n^{(i)}$. Вычисленные отношения (*ratio*) полных скоростей счета $R = \sum_{i=1}^{11} P_{\text{int}}^{(i)} \cdot \sigma_i / \sum_{i=1}^{11} P_{\text{ext}}^{(i)} \cdot \sigma_i$ (табл. 1) на порядки

Таблица 1

Отношение вычисленных скоростей счета "внутреннего" (экранированного) и "наружного" (неэкранированного) счетчиков с учетом спектральной чувствительности

$L, \text{ м}$	100	200	300	500
R	1180	1320	666	111

превышают отношения $R_{\text{exp}} = 0.34-1.06$ скоростей счета "внутреннего" и "наружного" счетчиков с извлеченным фоном [7], приведенные в табл. 2.

Чтобы выяснить, не могут ли наблюдаемые R_{exp} (табл. 2) объясняться регистрацией γ -излучения, по методике С-007 моделировался транспорт γ -квантов в слоях железа и углерода, экранировавших "внутренний" счетчик. Доли γ -квантов (Δ) $_\gamma$, вторичных электронов (Δ_e) и позитронов (Δ_p) на один фотон, падающий (*incident*) на детекторы, и спектры фотонов, электронов и позитронов, входящих во "внутренний" счетчик, были вычислены для углового распределения по Ламберту в диапазоне энергий $\varepsilon_{\gamma, \text{inc}} = (0.5-10)$ МэВ падающих фотонов. Доли $\Delta_\gamma, \Delta_e,$

Таблица 2

Отношение R_{exp} скоростей счета “внутреннего” (экранированного) и “наружного” (неэкранированного) счетчиков в работе [7]

Дата	Время	R_{exp}
20 августа 2010 г.	12:54:00	641/1558 \approx 0.41
	12:56:00	418/720 \approx 0.58
	12:58:00	323/758 \approx 0.43
	13:00:00	716/2055 \approx 0.34
10 августа 2010 г.	08:06	\sim 1200/2500 \approx 0.48
	08:08	\sim 1000/1600 \approx 0.63
	12:50	\sim 1250/2200 \approx 0.57
	12:57	\sim 1900/1800 \approx 1.06

Δ_p и средние энергии фотонов ($\varepsilon_{\gamma,\text{ent}}$), электронов ($\varepsilon_{e,\text{ent}}$) и позитронов ($\varepsilon_{p,\text{ent}}$), входящих (*entered*) во “внутренний” счетчик, представлены в табл. 3. Величины $\Delta_\gamma = 0.11\text{--}0.57$ для $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} = (0.5\text{--}10)$ МэВ согласуются с отношениями R_{exp} в табл. 2. Впечатляет близость Δ_γ и R_{exp} для $\varepsilon_{\gamma,\text{inc}} > 2$ МэВ. Хотя Δ_e , $\Delta_p \ll \Delta_\gamma$, вклад электронов и позитронов в скорость счета может быть значительным, поскольку их проникающая способность гораздо ниже, чем у фотонов той же энергии. Соответственно выше и вероятность срабатывания детектора.

Возможность регистрации нейтронов грозового происхождения. Поскольку в грозовой атмосфере генерируются γ -кванты с энергиями, существенно превосходящими порог реакций (γ, n) в воздухе [6, 8, 27–34], интересно оценить возможность регистрации фотоядерных нейтронов грозового происхождения. Для этого необходимы сведения о потоке и спектре γ -излучения в источнике, а не на детекторе.

Была исследована возможность генерации фотоядерных нейтронов зарегистрированными на берегу Японского моря продолжительными (~ 1 мин) вспышками жесткого γ -излучения низких грозовых облаков [34] и регистрации этих нейтронов. Анализ выполнялся в цилиндрических координатах (ρ, z) с ориентацией на измеренные флюенс $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \times 10^4 \text{ м}^{-2}$ и спектр γ -квантов [34]. Здесь ρ – координата по горизонтали. Вертикальная координата z отсчитывается от уровня моря. Использовался подход, принятый в работах [24, 25]. В работе [34] отмечается, что источник γ -излучения сильно локализован. Поэтому численное моделирование выполнялось для точечного γ -источника, расположенного на варьируемой высоте z_γ^{emis} . Поскольку усиление γ -излучения наблюдалось на площади с характерным размером $\sim 100 \text{ м} \ll z_\gamma^{\text{emis}}$, целесообразно вычис-

лять флюенс нейтронов в окрестности $\rho = 0$, где он максимален. С использованием универсального спектра тормозного излучения лавины релятивистских убегающих электронов [41] была вычислена доля γ -квантов $\Delta_\gamma(\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,\text{th}})$ в надпороговой области. Методом Монте-Карло с использованием сечения фотоядерных реакций [42] вычислены выход нейтронов $\Delta_{n,\gamma} = 3.3 \cdot 10^{-3}$ на один фотон с $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,\text{th}}$, нормированный на единицу флюенс фотоядерных нейтронов $\Phi_n(\rho, z_\gamma^{\text{emis}}, z_{\text{det}}, \alpha)$ на высоте расположения детектора z_{det} , генерируемый нисходящим конусообразным потоком γ -излучения с угловой апертурой α , и доля нейтронов, $\Delta_{n,\text{det}} = N_n^{\text{det}}/N_n^{\text{emis}}$, достигших детектора. Абсолютные числа N_γ^{emis} γ -квантов, эмитированных источником, вычислялись путем моделирования методом Монте-Карло транспорта γ -квантов с разных высот z_γ^{emis} до z_{det} с последующей нормировкой на $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2}$ [34]. В табл. 4 для $z_\gamma^{\text{emis}} = (1\text{--}10)$ км представлены максимальный ($\rho = 0$) флюенс $\Phi_n^{\text{max}} = \Phi_n(\rho = 0, z_\gamma^{\text{emis}}, z_{\text{det}} = 0, \alpha)$, $\Delta_{n,\text{det}}$ на поверхности Земли ($z_{\text{det}} = 0$) и N_γ^{emis} . Вычисленный нами спектр γ -излучения [25] для $z_\gamma^{\text{emis}} \leq 2$ км согласуется с измеренным спектром [34]. Максимальный флюенс нейтронов на детекторе ($\sim 10^3\text{--}10^4 \text{ н/м}^2$; табл. 4), вычисляемый по формуле $F_n^{\text{max}} = \Phi_n^{\text{max}} \Delta_{n,\text{det}} \Delta_{n\gamma} \Delta_\gamma(\varepsilon_\gamma > \varepsilon_{\gamma,\text{th}}) N_\gamma^{\text{emis}}$, достаточен для надежной регистрации. Действительно, если сообщение о регистрации событий с $N_{\text{det}} = 3\text{--}60$ в высокогорном ($z_{\text{det}} \approx 3$ км) эксперименте [4] верно, то при эффективности $\eta \sim 3\%$ и общей площади детектора $S_{\text{det}} \approx 3 \text{ м}^2$ [4] этим N_{det} соответствует гораздо меньший флюенс ($30\text{--}670 \text{ н/м}^2$).

Заключение. Итак, в цепочке элементарный процесс – механизм его реализации в грозовой атмосфере – регистрация нейтронов установленным можно считать только элементарный процесс (фотоядерные реакции), отвечающий за возможную генерацию нейтронов грозовыми полями, поскольку в корреляции с грозовой активностью зарегистрированы γ -кванты с энергиями, намного превышающими порог фотоядерных реакций в азоте (10.5 МэВ) [6, 8, 27–34].

Результаты экспериментов по регистрации нейтронов недостаточно полны для выяснения механизма усиления интенсивности фотоядерных реакций в грозовой атмосфере. В литературе сообщается о скорости счета и спектре [6, 8, 10, 27–34] фотонов на детекторе, а не о потоке и спектре в источнике, тогда как их-то и нужно знать, чтобы вычислить выход фотоядерных нейтронов в воздухе, в веществе счетчика и в окружающих предметах. Ясно одно: поскольку пробеги фотонов с $\varepsilon_\gamma \geq \varepsilon_{\gamma,\text{th}} = 10.5$ МэВ намного превосходят поперечные размеры каналов молнии,

Таблица 3

Доли на один падающий γ -квант и средняя энергия γ -квантов ($\Delta_\gamma, \varepsilon_{\gamma,ent}$), электронов ($\Delta_e, \varepsilon_{e,ent}$) и позитронов ($\Delta_p, \varepsilon_{p,ent}$), входящих во “внутренний” (экранированный) счетчик

$\varepsilon_{\gamma,inc}$, МэВ	Δ_γ	$\varepsilon_{\gamma,ent}$, МэВ	Δ_e	$\varepsilon_{e,ent}$, МэВ	Δ_p	$\varepsilon_{p,ent}$, МэВ
0.5	0.11	0.18	$5 \cdot 10^{-5}$	0.13	0.0	
1	0.19	0.38	$3.6 \cdot 10^{-4}$	0.32	0.0	
2	0.30	0.87	$1.8 \cdot 10^{-3}$	0.72	$1.8 \cdot 10^{-6}$	0.45
4	0.43	1.97	$6 \cdot 10^{-3}$	1.53	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.84
5	0.47	2.60	$8.2 \cdot 10^{-3}$	1.92	$2.8 \cdot 10^{-4}$	1.18
6	0.50	3.15	$1.0 \cdot 10^{-2}$	2.32	$5.2 \cdot 10^{-4}$	1.91
7	0.52	3.74	$1.3 \cdot 10^{-2}$	2.7	$8.7 \cdot 10^{-4}$	2.30
8	0.54	4.34	$1.5 \cdot 10^{-2}$	3.08	$1.3 \cdot 10^{-3}$	2.61
9	0.55	4.94	$1.7 \cdot 10^{-2}$	3.44	$1.7 \cdot 10^{-3}$	2.93
10	0.57	5.53	$1.9 \cdot 10^{-2}$	3.80	$2.2 \cdot 10^{-3}$	3.30

Таблица 4

Максимальное значение рассчитанного нормированного на единицу флюенса Φ_n^{\max} , доля нейтронов $\Delta_{n,det}$, достигших уровня моря ($z_{det} = 0$), максимальное значение потока нейтронов F_n^{\max} и число эмитированных источником γ -квантов N_γ^{emis}

Z_γ^{emis} , км	$\alpha = 20^\circ$				$\alpha = 60^\circ$			
	Φ_n^{\max} , M^{-2}	$\Delta_{n,det}$	N_γ^{emis}	F_n^{\max} , n/M^2	Φ_n^{\max} , M^{-2}	$\Delta_{n,det}$	N_γ^{emis}	F_n^{\max} , n/M^2
1	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	$6.3 \cdot 10^3$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$1.8 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^3$
2	$7.1 \cdot 10^{-6}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^4$	$3.1 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{15}$	$4.5 \cdot 10^3$
4	$3.7 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{17}$	$2.1 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$9.2 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{17}$	$7.3 \cdot 10^3$
6	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$9.1 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{18}$	$2.2 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$5.9 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{18}$	$7.9 \cdot 10^3$
8	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{19}$	$2.4 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^{19}$	$7.5 \cdot 10^3$
10	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{20}$	$1.9 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$9.4 \cdot 10^{-7}$	$2.8 \cdot 10^{20}$	$2.7 \cdot 10^3$

фотоядерные нейтроны генерируются вне ее каналов и, следовательно, не несут информации о процессах в самих каналах. С большой степенью вероятности нейтроны генерируются за счет тормозного излучения лавин релятивистских убегающих электронов в крупномасштабных полях грозowych облаков.

Наблюдавшееся усиление скорости счета детекторов нейтронов в грозовой атмосфере могло быть вызвано любыми проникающими излучениями, генерируемыми в атмосфере. Оно могло быть следствием регистрации нейтронов, генерируемых не в атмосфере, а в счетчиках и окружающих предметах [8], что неинтересно. Положительный результат в эксперименте на Арагаце [6, 10, 27], возможно, обоснован редакцией экспериментов, в которых одновременно регистрировались электроны высоких энергий, γ -кванты и нейтроны. Сообщения [4, 5, 7–9, 11–16] об усилении потока нейтронов вследствие их генерации в грозовой атмосфере вообще не обоснованы, поскольку в скорости счета мог доминировать

вклад γ -излучения, электронов и позитронов, генерируемых в грозowych полях.

Предсказана высокая интенсивность фотоядерных реакций в атмосфере. В частности, флюенс фотоядерных нейтронов, генерируемый γ -импульсами с характеристиками, подобными характеристикам продолжительных γ -вспышек низких грозowych облаков, зарегистрированных на берегу Японского моря [34], может достигать на уровне моря достаточной для регистрации величины, $\sim 10^3 - 10^4 n/M^2$, превышающей флюенс в высокогорном эксперименте [4]. В экспериментах [4, 5, 7–9, 11–16] могли регистрироваться нейтроны в смеси с другими проникающими излучениями.

Нами обоснована способность грозowych полей генерировать фотоядерные нейтроны в количествах, достаточных для регистрации. Наиболее адекватный метод времени пролета, позволяющий получать информацию о нейтронах и γ -квантах “на месте”, неприменим в случае продолжительных γ -вспышек.

Долгоживущие нейтронные индикаторы – другой метод, позволяющий надежно осуществлять селекцию нейтронов, удалив после регистрации детектор из поля облучения, едва ли применим из-за слабых потоков нейтронов на детектор. Нейтроны с энергиями ниже десятков кэВ можно выделить по γ -линии с $\varepsilon_\gamma = 478$ кэВ в реакции $^{10}\text{B}(n;^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ [38]. Это также возможно в случае достаточно интенсивных потоков нейтронов. Одной из трудностей селекции может быть близость флюенсов нейтронов и γ -квантов. Так, измеренный на берегу Японского моря флюенс γ -квантов $F_\gamma^{\text{exp}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2}$ [34] близок к предсказанному для этого эксперимента флюенсу нейтронов ($\sim 10^3 - 10^5 \text{ н/м}^2$).

Чтобы выделить нейтроны грозового происхождения, необходимо в одном эксперименте одновременно с регистрацией нейтронов регистрировать γ -излучение счетчиком, нечувствительным к нейтронам. По результатам численного моделирования взаимодействия γ -излучения с измеренными потоком и спектром со счетчиком нейтронов можно установить, обусловлен ли отклик этого счетчика γ -излучением или нейтронами, и тем самым выяснить достоверность измерений нейтронов.

Авторы благодарны сотрудникам ВНИИЭФ д.ф.-м.н. С.А. Абрамовичу и д.ф.-м.н. Ю.Я. Нефедову за полезные консультации.

1. C. T. R. Wilson, Proc. Cambridge Phil. Soc. **22**, 534 (1924).
2. R. L. Fleisher, J. Geophys. Res. **80**, 5005 (1975).
3. L. P. Babich, *Highenergy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena*, Futurepast Inc., Arlington, Virginia, USA, 2003.
4. G. N. Shah, H. Razdan, G. L. Bhat, and G. M. Ali, Nature **313**, 773 (1985).
5. L. S. Bratolyubova-Tsulukidze, E. A. Grachev, O. R. Grigoryan et al., Advances in Space Research **34**, 1815 (2004).
6. A. Chilingarian, A. Daryan, K. Arakelyan et al., Phys. Rev. D **82**, 043009 (2010).
7. A. V. Gurevich, V. P. Antonova, A. P. Chubenko et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 125001 (2012).
8. H. Tsuchiya, K. Hibino, K. Kawata et al., ArXiv:12042578.v.1 [physics.geo.ph] 11 Apr. 2012 (2012); Phys. Rev. D **85**, 092006 (2012).
9. G. N. Shah, P. M. Ishtiaq, S. Mufti et al., *Burst Profile of The Lightning Generated Neutrons Detected by Gulmarg Neutron Monitor*, 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, 2007.
10. A. Chilingarian, N. Bostanjyan, and L. Vanyan, Phys. Rev. D **85**, 085017 (2012).

11. A. N. Shyam and T. C. Kaushik, J. Geophys. Res. **104**, 6867 (1999).
12. Б. М. Кужевский, Вестник Московского университета, сер. 3, Физика и Астрономия **5**, 14 (2004).
13. I. M. Martin and M. A. Alves, *Observation of a Possible Neutron Burst Associated With a Lightning Discharge, Chapman Conference on the Effects of Thunderstorms and Lightning in the Upper Atmosphere*, Pennsylvania, USA, May 10–15, 2009.
14. I. M. Martin, M. A. Alves, G. I. Pugacheva, and A. Petrov, *Changes in Low Energy Neutron Count Rate Near Ground Level Associated with Weather Phenomena*, 11th Intern. Congr. of the Brazilian Geophys. Soc., Salvador, Brazil, August 24–28, 2009.
15. I. M. Martin and M. A. Alves, J. Geophys. Res. **115**, A00E11 (2010).
16. С. А. Стародубцев, В. И. Козлов, А. А. Торопов и др., Письма в ЖЭТФ **96**, 201 (2012).
17. Л. П. Бабич, Письма в ЖЭТФ **84**, 345 (2006); L. P. Babich, JETP Lett. **84**, 285 (2006).
18. Л. П. Бабич, Геомагнетизм и аэрономия **47**, 702 (2007).
19. L. P. Babich and R. A. Roussel-Dupre, J. Geophys. Res. **112**, D13303 (2007); doi:10.1029/2006JD008340.
20. Л. Б. Окунь, *Слабое взаимодействие. Физическая энциклопедия* (под ред. А. М. Прохорова), М.: Сов. Энциклопедия, 1994, т. 4.
21. L. M. Libby and H. R. Lukens, J. Geophys. Res. **78**, 5902 (1973).
22. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupre, Phys. Lett. A **165**, 463 (1992).
23. L. P. Babich, A. Yu. Kudryavtsev, M. L. Kudryavtseva, and I. M. Kutsyk, JETP **106**, 65 (2008).
24. L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk, and R. A. Roussel-Dupre, J. Geophys. Res. **115**, A00E28 (2010); doi:10.1029/2009JA014750.
25. L. Babich, E. I. Bochkov, E. N. Donskoi, and I. M. Kutsyk, J. Geophys. Res. **115**, A09317 (2010); doi:10.1029/2009JA015017.
26. B. E. Carlson, N. G. Lehtinen, and U. S. Inan, J. Geophys. Res. **115**, A00E19(2010); doi:10.1029/2009JA014696 .
27. A. Chilingaryan, N. Bostanjyan, T. Karapetyan, and L. Vanyan, *Comments on recent results on neutron production in thunderclouds. Proc. of Cosmic Ray Summer School, Nor Arbert Intern. Conf. Center, June 1-7, 2012* (ed. by A. Chilingaryan), Cosmic Ray Division, Yerevan Physics Institute.
28. H. Tsuchiya, T. Enoto, T. Torii et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 255003 (2009).
29. H. Tsuchiya, T. Enoto, S. Yamada et al., J. Geophys. Res. **116**, D09113 (2011).
30. N. S. Khaerdinov, A. S. Lidvansky, and V. B. Petkov, Atmospheric Research **76**, 246 (2005).
31. D. M. Smith, L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh, Science **307**, 1085 (2005).

32. M. S. Briggs, G. J. Fishman, V. Connaughton et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A07323 (2010); doi:10.1029/2009JA015242.
33. M. Tavani et al. (AGILE Team), *Phys. Rev. Lett.* **106**, 018501 (2011); doi:10.1103/PhysRevLett.106.01851.
34. H. Tsuchiya, T. Enoto, S. Yamada et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 165002 (2007).
35. G. E. Parkis, B. H. Mauk, R. Spiger, and J. Chin *Geophys. Res. Lett.* **8**, 1176 (1981).
36. M. McCarthy and G. K. Parks, *Geophys. Res. Lett.* **12**, 393 (1985).
37. V. A. Rakov and M. A. Uman, *Lightning Physics and Effects*, Cambridge Univ. Press, N.Y., 2003.
38. Л. В. Стрелков, *Нейтронные детекторы. Физическая энциклопедия* (под ред. А.М. Прохорова), М.: Сов. Энциклопедия, 1993, т. 3.
39. Ю. Я. Нефедов, В. Т. Пунин, *Методы диагностики параметров высокоинтенсивных импульсных источников ионизирующих излучений*, Саров: Изд-во Российского федерального ядерного центра, 2010.
40. А. К. Житник, Е. Н. Донской, С. П. Огнев и др., Вопросы атомной науки и техники. Математическое моделирование физических процессов **1**, 17 (2001).
41. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомагнетизм и аэрономия* **44**, 697 (2004).
42. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *Atomic Data and Nuclear Tables* **38**, 199 (1988).