

Самоподдерживающиеся лавины релятивистских убегающих электронов в поперечном поле лидера молнии как источник атмосферных вспышек гамма-излучения

И. М. Куцык, Л. П. Бабич¹⁾, Е. Н. Донской

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

Поступила в редакцию 7 июля 2011 г.

После переработки 29 августа 2011 г.

Анализируется возможность развития самостоятельного разряда в поперечном поле лидера молнии в режиме генераций лавин релятивистских убегающих электронов, поддерживаемых положительной релятивистской обратной связью с участием тормозного излучения высоких энергий и позитронов, порождаемых самими лавинами. Для цилиндрической геометрии лидера получен низкий порог включения обратной связи. Показано, что разряд может быть источником наблюдающихся в корреляции с грозовой активностью импульсов проникающих излучений, характеристики которых удовлетворительно воспроизведены в модели цилиндрического лидера. Проникающие излучения, генерируемые в окрестности лидера, могут представлять опасность для электронного оборудования летательных аппаратов, а также для экипажей и пассажиров самолетов.

Введение. В 1990-х годах начались систематические исследования наблюдавшихся в течение десятилетий кратковременных высотных оптических явлений (Transient Luminous Events, TLEs) над грозовыми облаками, обнаруженных в начале 1990-х годов вспышек жесткого γ -излучения земного происхождения (Terrestrial Gamma-ray Flashes, TGFs) длительностью порядка 1 мс. Эти явления связывались с несамостоятельным разрядом, развивающимся в относительно слабых, но протяженных электрических полях облаков в режиме генерации лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), инициируемых космическим излучением [1]. Такие лавины развиваются при перенапряжении поля $\delta = eE/F_{\min}$ относительно минимума энергетических потерь электронов $F_{\min}/P \approx 218 \text{ кэВ}/(\text{м}\cdot\text{атм})$ выше $\delta_{th} = 1.3$. В настоящее время считается, что TLEs возбуждаются разрядом на электронах низких энергий в разреженной атмосфере вследствие проникновения поля облака на большие высоты. Вместе с тем в механизме TGF предполагается участие ЛРУЭ.

Сама природа TGF такова, что для их генерации необходимы электроны высоких энергий, размножающиеся в грозовых полях, т.е. ЛРУЭ. Согласно Дуайеру (Dwyer) [2], за переход одиночной ЛРУЭ в самостоятельный разряд на убегающих электронах и возбуждение TGF отвечает положительная релятивистская обратная связь (relativistic feedback, RFB), поддерживающая генерацию серии ЛРУЭ в результа-

те инициирования вторичных лавин γ -излучением и позитронами первичной лавины аналогично обратной связи на фотонах низких энергий в обычных лабораторных разрядах [3]. Численное моделирование при мгновенном включении RFB согласуется с данными наблюдений TGF [2].

Предложен подход, согласно которому затравочные УЭ, генерируемые в сильном поле на фронте лидера, размножаются в поле облака вдали от фронта лидера в 10^4 – 10^5 раз, в результате чего развивается несамостоятельный разряд [4]. Чтобы число генераций ЛРУЭ в продольном поле перед фронтом было достаточным для воспроизведения характеристик TGF, необходим ток лидера более 100 кА [4], что намного превышает наблюдавшиеся токи [5, 6].

Недостатком подходов, развиваемых в работах [2, 4], является априорное предположение о формировании в грозовом поле долгоживущей области, в которой ЛРУЭ генерируются в течение достаточно длительного времени с усилением $\sim 10^5$, что невозможно, поскольку включается RFB: по мере усиления ЛРУЭ ускоряется рождение электрон-ионных пар, растет проводимость атмосферы, поле облака экранируется [7].

В работах по численному моделированию TLEs и TGFs, например [8], предполагается, что поле над облаком, экранированное вначале поляризующейся фоновой плазмой [9], включается возвратным ударом молнии [10]. Модель дает результаты, согласующиеся с данными наблюдений TLEs и TGFs, но принятая конфигурация бесконечно тонких слоев поляри-

¹⁾ e-mail: babich@elph.vniief.ru

зационных зарядов фоновой плазмы и зарядов облака и механизм генерации поля над облаком не вполне адекватны.

В настоящей работе развивается подход к преодолению указанных трудностей на основе представления о самостоятельном разряде, способном развиваться в режиме генерации ЛРУЭ с RFB в поперечном электрическом поле лидера молнии.

Численное моделирование самоподдерживающихся генераций ЛРУЭ в поле положительно заряженного лидера. На возможность снижения порога RFB ниже 10^4 – 10^5 за счет геометрии поля указывалось Дуайером без конкретного анализа [11]. В работе [4] допускается возможность развития самостоятельного разряда в режиме генерации ЛРУЭ с RFB в поперечном поле лидера, но выводов также не сделано. Усиление ЛРУЭ $\sim 10^4$ – 10^5 , необходимое для зажигания самостоятельного разряда, получено для однородного поля [2], когда вторичные лавины инициируются фотонами, эмитированными электроном “назад”. Однако вероятность эмиссии фотонов высоких энергий “назад” гораздо меньше, чем “вперед”. В поле лидера в форме кругового цилиндра (рис. 1) порог усиления и, соответственно,

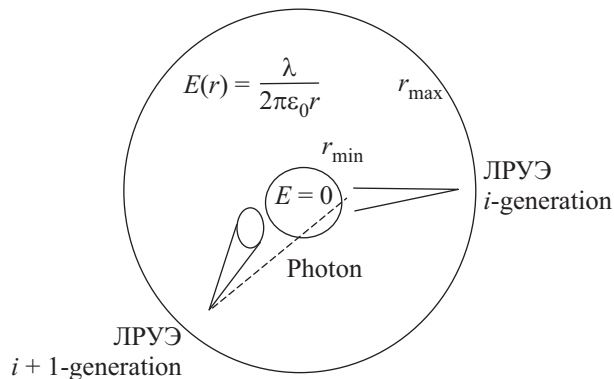


Рис. 1. Схема релятивистской обратной связи (RFB) в поперечном поле положительно заряженного лидера

требуемая разность потенциалов снижаются. В случае положительно заряженного лидера это обусловлено тем, что электроны, движущиеся под действием электрической силы к лидеру, излучают фотоны высоких энергий преимущественно в том же направлении.

Найдем условия, необходимые для развития в окрестности положительно заряженного лидера самоподдерживающегося разряда в режиме генераций ЛРУЭ с RFB. Для этого методом Монте-Карло по программе ЭЛИЗА [12] при $P = 1$ атм смоделируем траектории электронов, фотонов и позитронов в попе-

речном поле лидера, для которого воспользуемся моделью поля бесконечно длинного заряженного по поверхности цилиндра (рис. 1):

$$E(r) = \begin{cases} 0, & r < r_{\min}; \\ \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r}, & r \geq r_{\min}, \end{cases} \quad (1)$$

где r – расстояние от оси цилиндра, λ – линейная плотность заряда, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Полагаем, что ЛРУЭ усиливаются в области, ограниченной интервалом $[r_{\min}, r_{\max}]$, таким, что на радиусе $r_{\min} = \lambda/2\pi\epsilon_0 \cdot E_{br}$ достигается напряженность поля пробоя на электронах низких энергий E_{br} (кВ/см) = $30P$ (атм), а на радиусе $r_{\max} = \lambda/2\pi\epsilon_0 \delta_{th} \cdot F_{\min} P$ реализуется пороговое перенапряжение поля $\delta(r_{\max}) = \delta_{th} = 1.3$. Введем понятие поколения УЭ с числом электронов N_i , где i – номер поколения. При этом N_0 затравочных электронов составляют нулевое поколение. Лавину i -го поколения составляют УЭ, рожденные только в результате ионизирующих столкновений самих УЭ с молекулами. Лавина $i+1$ -го поколения инициируется фотоном, эмитированным лавиной i -го поколения (см. рис. 1). Для усиления требуется, чтобы последовательность чисел N_i , начиная с некоторого номера i , составляла возрастающую геометрическую прогрессию со знаменателем $q(\lambda) = N_{i+1}/N_i \geq 1$, что и означает включение RFB.

Расчеты выполнены для плотностей заряда в интервале $[\lambda_1, \lambda_2] = [1, 2]$ мКл/м и соответствующих значений $r_{\min}(\lambda)$ и $r_{\max}(\lambda)$. Прослежена история четырех поколений УЭ: $i = 0, 1, 2, 3$. Уже начиная с $i = 1$, отношение $q(\lambda) = N_{i+1}/N_i$ почти не зависит от i . Получены следующие результаты: $q(\lambda_1) \approx 0.1$, $q(\lambda_2) \approx 10$, пороговое значение $q(\lambda_{th}) \approx 1$ достигается при плотности $\lambda_{th} \approx 1.5$ мКл/м, обычной для лидеров [5, 6, 13], $r_{\min} \approx 9$ м, $r_{\max} \approx 100$ м. В этой области $[r_{\min}, r_{\max}]$, где разность потенциалов $\Delta\varphi_{th} = \frac{\lambda_{th}}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \approx 65$ МВ, (обычная для грозových полей [5, 6]), ЛРУЭ усиливается всего лишь в 270 раз. Полученные значения λ_{th} и $\Delta\varphi_{th}$ не зависят от давления.

Реальное распределение поля в области $r < r_{\min}$ не имеет принципиального значения, поскольку основная разность потенциалов приходится на область $r \geq r_{\min}$. В диссертации Карлсона (Carlson) [14] содержатся результаты численного моделирования ЛРУЭ с RFB в цилиндрическом поле лидера в предположении однородного распределения заряда в области $r < r_{\min}$. Полученная плотность $\lambda_{th} \approx 1$ мКл/м приведена без указания $r_{\min}(\lambda)$ и числа поколений.

Положительно заряженный лидер. Анализ генерации атмосферных гамма-вспышек (TGF). Рассмотрим модель, в которой верхний положительный и нижний отрицательный заряды облака величиной 10 Кл равномерно распределены в шарах радиусом $R = 1$ км с типичной для грозовых облаков плотностью 2.4 нКл/м^3 [5, 6]. Шаровые заряды расположены друг над другом. Центр верхнего заряда – на высоте 15 км, нижнего – на высоте 11 км. В такой конфигурации билидера, развивающийся между зарядами, в конце концов инициирует внутриоблачный разряд молнии, приводящий к вариации дипольного момента облака 40 Кл·км, близкой к коррелированной с TGF средней величине 49 Кл·км для внутриоблачных разрядов на высотах 12–15 км [9]. Пусть билидер стартует с высоты 13 км и его концы движутся с одинаковой скоростью $v_{\text{lead}} = 10^5\text{--}10^6 \text{ м/с}$ [5, 6] вдоль вертикальной оси z , проходящей через центры зарядов. Эти предположения непринципиальны, но упрощают анализ: в силу симметрии распределения зарядов потенциал лидера $\varphi_{\text{lead}} = 0$. Для оценок можно положить, что падение напряжения в окрестности билидера равно разности потенциалов облака (φ_{cl}) и билидера: $\Delta\varphi = \varphi_{cl}(z) - \varphi_{\text{lead}} = \varphi_{cl}(z)$.

Для строгого анализа необходимо знание зависимости $\lambda(z)$. Однако мы ограничиваемся наглядными оценками. Полагаем, что в окрестности положительного лидера в области, где $|\Delta\varphi| > \Delta\varphi_{th}$, выполняется неравенство $\lambda(z) > \lambda_{th}$. На рис. 2 изображено распределение $\varphi_{cl}(z)$ и выделена область $\Delta z = z_2 - z_1 \approx 2$ км, в которой $|\varphi_{cl}(z)| > \Delta\varphi_{th}$. Длительность самостоятельного разряда, поддерживаемого собственным γ -излучением, можно оценить как $t_{\text{self}} = \Delta z / v_{\text{lead}} \approx 2\text{--}20$ мс, т.е. величиной, близкой к полной длительности TGF [2, 13]. Очевидно, что для включения RFB лидер должен развиваться на достаточно большую длину Δz_1 порядка r_{max} , т.е. порядка сотни метров. В противном случае фотоны высоких энергий тормозного излучения релятивистских лавин покидают область поля с $\delta \geq \delta_{th}$, не инициируя новых лавин. После генерации серии лавин с RFB поперечное поле лидера экранируется наработанной плазмой, разряд прекращается, прекращается и генерация γ -излучения. Разряд вспыхивает вновь в окрестности лидера, прорастающего далее из области атмосферы, где разряд завершился и поперечное поле экранировано, после того как участок лидера вне этой области достигнет длины Δz_1 порядка r_{max} . Поэтому разряд и, следовательно, его γ -излучение состоит из отдельных вспышек. Их длительность гораздо меньше полной длительности TGF, $\Delta z / v_{\text{lead}} \approx 2\text{--}20$ мс. Она оценивается вели-

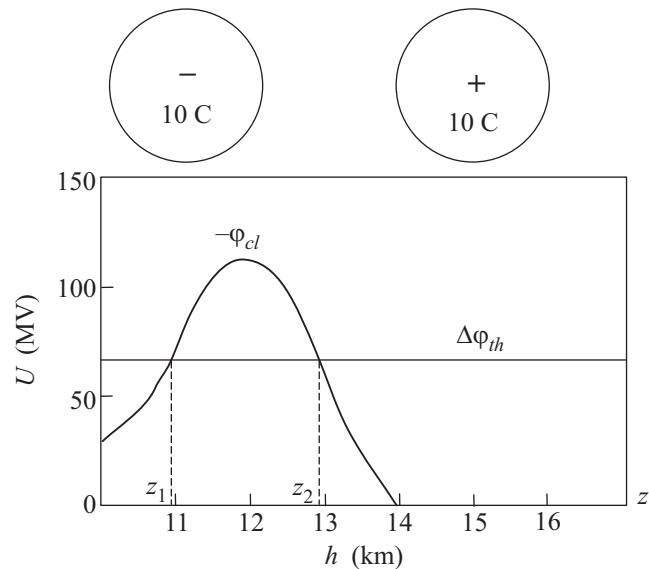


Рис. 2. Распределение внутриоблачного потенциала φ вдоль оси вертикального лидера; $\Delta\varphi_{th}$ – пороговый потенциал включения положительной релятивистской обратной связи (RFB)

чиной $\tau \approx \Delta z_1 / c \approx r_{\text{max}} / c$ [2]. На высоте ~ 12 км, где $P \approx 0.18$ атм, $r_{\text{max}} = r_{\text{max}}(1 \text{ атм}) / P \approx 540$ м и $\tau \approx 2$ мкс. Вследствие блуждания фотонов в атмосфере γ -импульс может ушириться до величины 28 ± 3 мкс [13], т.е. $\gg \tau \approx 2$ мкс, что согласуется с наблюдаемой длительностью вспышек, составляющих TGF (25 мкс [14]).

Флюенс УЭ через боковую поверхность цилиндра с площадью S ограничивается релаксацией поля из-за роста проводимости, создаваемой самими УЭ, и прилипанием вторичных электронов низких энергий к молекулам кислорода. На высоте 12 км, где $P \approx 0.18$ атм, флюенс оценивается по формуле [15]

$$\frac{dN_{\text{run}}}{dS} = \frac{\varepsilon_0 \Delta\varepsilon}{t_{\text{att}}[E(r_{\text{min}}), P] F_{\text{min}}(P) \mu_e(P)} \quad (2)$$

величиной $0.5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$, а полное число УЭ в потоке через боковую поверхность цилиндра с радиусом $r_{\text{min}} = r_{\text{min}}(1 \text{ атм}) / P \approx 49$ м и площадью $S = 2\pi r_{\text{min}} \approx 6.4 \cdot 10^5 \text{ м}^2$ – величиной $N_{\text{run}} \approx 3.3 \cdot 10^{17}$, даже несколько большей числа УЭ, необходимого для генерации TGF с наблюдаемыми характеристиками [2]. (Здесь $\Delta\varepsilon = 34$ эВ – цена образования электрон-ионной пары, $t_{\text{att}}[E(r_{\text{min}}), P] \approx 200$ нс – характерное время прилипания при $P = 0.18$ атм, $\mu_e(P) = 9.4 \cdot 10^{-2} / P(\text{атм.}) \text{ м}^2 / (\text{В}\cdot\text{с})$ – подвижность электронов низких энергий [2].)

Заключение. Обоснована гипотеза, согласно которой в поперечном поле лидера молнии в большом

объеме атмосферы может развиваться самостоятельный разряд в режиме последовательных генераций лавин релятивистских убегающих электронов, поддерживаемых положительной релятивистской обратной связью (RFB) с участием фотонов тормозного излучения высоких энергий и позитронов, порождаемых самими лавинами. Для развития такого разряда не требуется продолжительной генерации лавин с большим усилением (в 10^4 – 10^5 раз). Получен низкий порог включения RFB.

Предлагаемая гипотеза позволяет в рамках единого механизма объяснить наблюдавшиеся в корреляции с грозовой активностью импульсы рентгеновского и жесткого гамма-излучений, в том числе атмосферные гамма-вспышки TGF, усиление потоков фотоядерных нейтронов в грозовой атмосфере. Характеристики TGF удовлетворительно воспроизводятся в рамках этого механизма в модели цилиндрического лидера.

Проникающие излучения, генерируемые в окрестности лидера, могут представлять опасность для электронного оборудования летательных аппаратов, а также экипажей и пассажиров самолетов, оказавшихся вблизи лидера. Крайне опасна ситуация, когда лидер сообщает высокий положительный потенциал корпусу самолета, вокруг которого инициируется разряд с генерацией УЭ, так как эффективность тормозного излучения в металле значительно выше, чем в воздухе. Согласно результатам расчетов, выполненных по программе ЭЛИЗА, при флюенсе УЭ на обшивке самолета (А1, 6 мм) 10^{11} – 10^{12} м⁻² доза облучения людей составит 0.01–0.1 Зв (1–10 бэр) за одну вспышку. Согласно литературным данным, например [16], дозовый предел облучения составляет $5 \cdot 10^{-4}$ Зв в год. В государственной корпорации “Росатом” принят внутриотраслевой предел $2 \cdot 10^{-4}$ Зв в год.

Авторы благодарны академику Р.И. Ильякаеву за поддержку исследований по физике атмосферного электричества, академику А.В. Гуревичу, чл.-корр.

К.П. Зыбину, профессору Дж. Дуайеру (J. Dwyer), профессору Т. Ньюберту (T. Neubert), профессору К. Халдуопису (C. Halduopis) и профессору Д. Смиту (D. Smith) за сотрудничество при исследованиях по атмосферному электричеству высоких энергий.

1. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupre, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
2. J. R. Dwyer, *J. Geophys. Res.* **113**, 10103, doi:10.1029/2007JD009248 (2008).
3. Г. А. Месяц, Ю. Д. Королев, *УФН* **148**, 101 (1986).
4. B. E. Carlson, N. G. Lehtinen, and U. S. Inan, *Geophys. Res. A* **115**, 10324 doi:10.1029/2010JA015647 (2010).
5. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер, *Физика молнии и молниезащиты*, М.: Физматлит, 2001.
6. V. A. Rakov and M. A. Uman, *Lightning Physics and Effects*, Cambridge Univ. Press, N.Y., 2003.
7. L. P. Babich, E. N. Donskoy, I. M. Kutsyk, and R. A. Roussel-Dupré, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 3000 (2005).
8. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, *ЖЭТФ* **134**, 65 (2008).
9. T. F. Bell, V. P. Pasko, and U. S. Inan, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2127 (1995).
10. S. A. Cummer, Y. Zhai, W. Hu et al., *Geophys. Res. Lett.* **L 32**, 08811 (2005); doi:10.1029/2005GL022778.
11. J. R. Dwyer, *Phys. Plasmas* **14**, 042901 (2007); doi:10.1063/1.2709652.
12. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, Р. И. Ильякаев и др., *Физика плазмы* **30**, 666 (2004).
13. B. W. Grefenstette, D. M. Smith, J. R. Dwyer, and G. J. Fishman, *Geophys. Res. Lett.* **L 35**, 06802 (2008); doi:10.1029/2007GL032922.
14. B. E. Carlson, *Terrestrial gamma ray flash production by lightning*, Ph.D. thesis, Leland Stanford Junior University, Stanford, 2009.
15. Л. П. Бабич, Р. И. Ильякаев, А. Ю. Кудрявцев и др., *ДАН* **381**, 247 (2001).
16. В. Ф. Козлов, *Справочник по радиационной безопасности*, М.: Энергоатомиздат, 1987.