

# Флуоресценция, возбуждаемая в грозовой атмосфере лавинами релятивистских убегающих электронов

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков

*Вычислены спектр и пространственно-временная эволюция флуоресценции атмосферного разряда, развивающегося в режиме генерации лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) без привлечения релятивистской обратной связи. Показано, что разряды, генерирующие узкие биполярные импульсы, как и разряды, ответственные за земные вспышки гамма-излучения, являются довольно темными. Однако, флуоресценция, возбуждаемая разрядом, развивающимся в режиме генерации ЛРУЭ, может быть зарегистрирована камерами, используемыми для регистрации высотных оптических явлений. Отмечается возможная связь между определенным классом оптических явлений, наблюдаемых на вершинах грозовых облаков, и излучениями ЛРУЭ.*

## Введение

В 1993 г. были зарегистрированы вспышки необычайно жесткого гамма-излучения атмосферного происхождения [1–4], получившие в англоязычной литературе название terrestrial gamma-ray flashes (TGFs), т. е. земные вспышки гамма-излучения. Длительность вспышек находится в диапазоне от нескольких десятков микросекунд до нескольких миллисекунд [5], спектр простирается до энергий  $\sim 100$  МэВ [4] и является самым жестким среди спектров естественных излучений земного происхождения. TGFs, в основном, регистрируются с борта искусственных спутников Земли: Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) [1], Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [2], Fermi Gamma-Ray Space Telescope (FGRST) [3], Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero (AGILE) [4].

В 1992 г. был предложен механизм развития в грозовых электрических полях лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ) [6]. Практически с момента обнаружения TGFs предполагалось, что их источником является тормозное излучение высокоэнергетических электронов [7], что подтверждено численным моделированием методом Монте-Карло транспорта гамма-фотонов, генерируемых ЛРУЭ, в атмосфере Земли (см., например, [8]). В работе [9] показано, что источники TGFs находятся на высотах в диапазоне от 15 до 21 км. Из результатов численного моделиро-

вания транспорта гамма-излучения в ближний космос следует, что наилучшее согласие вычисленного гамма-спектра на высоте орбиты спутника RHESSI с измеренным спектром достигается, если источники TGFs находились на высотах 15–20 км [8].

Развитие ЛРУЭ сопровождается рождением большого числа электрон-ионных пар в результате ионизации молекул воздуха [10–15] и, следовательно, ростом электрической проводимости внутри грозового облака, что должно приводить к ослаблению грозового электрического поля. В связи с резким усилением электрического тока в грозовом поле ожидалась генерация электромагнитных импульсов (ЭМИ), которые действительно были зарегистрированы в ВЧ-УВЧ диапазоне, причем более мощные, нежели ЭМИ разрядов молнии на землю или «нормальных» внутриоблачных разрядов [16–18]. Эти ЭМИ характеризуются малой длительностью порядка десятков микросекунд и характерной биполярной формой, в связи с чем в научной литературе идентифицируются как «узкие биполярные импульсы» (narrow bipolar pulses – NBPs). Методом численного моделирования атмосферного разряда, развивающегося в режиме генерации ЛРУЭ, показано, что NBPs связаны с развитием ЛРУЭ [19]. Рассчитанные параметры ЭМИ (длительность импульса, отношение максимума напряженности поля к минимуму) согласуются с измеренными характеристиками NBPs, если источник ЛРУЭ расположить на высоте  $\approx 15$  км, что соответствует нижней границе источника TGFs [8, 9]. Представляет интерес поиск временной корреляции между событиями TGFs и NBPs, поскольку одновременная регистрация обоих событий в предположении их единого генезиса позволила бы локализовать источник TGF (ЭМИ легко локализуется) и, таким образом, используя метеорологические данные, установить параметры атмосферы во время генерации TGF. Насколько известно авторам, сообщения о связи между TGFs и NBPs в доступной литературе отсутствуют.

Развитие ЛРУЭ должно сопровождаться свечением атмосферы, возбуждаемым УЭ и генерируемыми ими вторичными электронами низких энергий. Измерения спектра и интенсивности свечения позволили бы определить параметры газоразрядной плазмы и вычислить число УЭ. На основании данных о положении и пространственных размерах излучающей области можно было бы опосредованно оценить положение и размер источника ЛРУЭ, что позволило бы прояснить механизм зарождения затравочных УЭ, поскольку природа источника ЛРУЭ остается дискуссионной: широкий атмосферный ливень космических частиц, лидер молнии или разряд с релятивистской обратной связью (relativistic feedback) [20, 21].

В данной работе излагаются результаты 2D численного моделирования атмосферного разряда, развивающегося в режиме генерации ЛРУЭ, в самосогласованном электрическом поле. На основании рассчитанных характеристик разряда вычислены параметры флуоресценции воздуха: интенсивность, спектр, число фотонов и полная энергия излучения.

### *Математическая модель разряда*

Исследования процессов в грозовом поле с участием убегающих электронов (УЭ) удобно вести в терминах перенапряжения электрического поля  $\delta = eE / (F_B^{\min} P_g)$  относительно минимума силы трения, действующей на электрон  $F_B^{\min} = 218 \cdot P_g$  кВ/(м·атм) в результате неупругих взаимодействий с молекулами атмосферы, где  $e$  – элементарный заряд,  $E$  – модуль напряженности поля,  $P_g$  – давление воздуха. Развитие ЛРУЭ в воздухе возможно начиная с  $\delta_{th} \approx 1,3$ , чему соответствует критическая напряженность поля  $E_{th} \approx 283$  кВ/м при нормальных условиях [22]. Отличие

порогового значения  $\delta_{th}$  от единицы обусловлено рассеянием электронов на молекулах, в результате чего они в среднем движутся под некоторым углом к направлению электрической силы  $-e\vec{E}$ .

Используем модель разряда, изложенную в работах [19, 23, 24]. Транспорт УЭ описывается соответствующим диффузионно-дрейфовым уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{re}}{\partial t} + \text{div} \left( n_{re} \vec{v}_{re} - D_{re}^T \left( \vec{\nabla} n_{re} - \vec{v}_{re} \left( \vec{v}_{re} \vec{\nabla} n_{re} \right) / v_{re}^2 \right) - D_{re}^L \vec{v}_{re} \left( \vec{v}_{re} \vec{\nabla} n_{re} \right) / v_{re}^2 \right) = \\ = v_{re} n_{re} + S_{re}^{ext}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $D_{re}^T$  – концентрация УЭ;  $v_{re}$  – коэффициент размножения (гибели) УЭ;  $\vec{v}_{re} = -v_{re} \cdot \vec{E}/E$  – вектор и  $v_{re}$  – абсолютная величина направленной скорости УЭ;  $D_{re}^T$  и  $D_{re}^L$  – коэффициенты поперечной и продольной относительно вектора электрической силы диффузии УЭ;  $S_{re}^{ext}$  – внешний источник УЭ.

Кинетика электронов низких энергий ( $e$ ), положительных ( $p$ ) и отрицательных ( $n$ ) ионов описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_e &= (v_{ion} - v_{att}) n_e - \beta_{ep} n_e n_p + v_{ep} n_{re} + S_{e,p}, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_p &= v_{ion} n_e - \beta_{ep} n_e n_n - \beta_{pn} n_p n_n + v_{ep} n_{re} + S_{e,p}, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_n &= v_{att} n_e - \beta_{pn} n_p n_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n_e, n_p, n_n$  – концентрации заряженных частиц;  $\vec{j}_e = -\mu_e \vec{E} n_e$ ,  $\vec{j}_p = -\mu_p \vec{E} n_p$ ,  $\vec{j}_n = -\mu_n \vec{E} n_n$  – плотность потока частиц;  $\mu_e$  и  $\mu_{p,n}$  – подвижности электронов и ионов соответственно;  $v_{ion}$  – частота ударной ионизации молекул воздуха электронами низких энергий;  $\beta_{ep}$  и  $\beta_{pn}$  – коэффициенты рекомбинации положительных ионов с электронами и отрицательными ионами;  $v_{att}$  – частота прилипания электронов к молекулам кислорода;  $v_{ep}$  – частота генерации электронов низких энергий в соударениях УЭ с молекулами воздуха;  $S_{e,p}$  – внешний источник электронов и положительных ионов, обусловленный фоновым космическим излучением.

Зависимости кинетических и транспортных коэффициентов в системах уравнений (1) и (2) от давления  $P_g$  и напряженности поля  $E$  (перенапряжения  $\delta$ ) приведены в работе [19].

Система уравнений (1) и (2) замыкается уравнением для электрического поля

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{\nabla} \varphi_{int} + \vec{E}_{ext}, \\ \Delta \varphi_{int} &= -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e - n_{re}), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\vec{E}_{ext}$  – вектор напряженности внешнего грозового поля;  $\varphi_{int}$  – потенциал поля пространственного заряда, возникающего в результате движения заряженных частиц;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Начальные и граничные условия для системы уравнений (1)–(3) те же, что и в работе [19]. Решается двумерная задача в цилиндрической системе координат: направленная вертикально вверх аксиальная координата  $z$  и ортогональная ей радиальная  $\rho$ . Поскольку длительность развития ЛРУЭ крайне мала ( $\sim 10$  мкс) [19], полагаем внешнее поле стационарным. В первом приближении грозовое поле можно считать однородным. Полагаем, что оно создается двумя плоскими равномерно заряженными слоями зарядов разного знака толщиной  $\Delta z$

$$\vec{E}_{ext}(z, \rho) = E_{ext}(z) \vec{e}_z = \vec{e}_z \times \begin{cases} E_m \frac{(z_b - z)}{\Delta z}, & z_b < z < z_b + \Delta z, \\ -E_m, & z_b + \Delta z < z < z_t - \Delta z, \\ E_m \frac{(z - z_t)}{\Delta z}, & z_t - \Delta z < z < z_t, \end{cases} \quad (4)$$

где  $z$  – высота над уровнем моря,  $z_b$  и  $z_t$  – нижняя и верхняя граница области с полем,  $E_m = \delta_{ext} F_B^{\min}(0, 5(z_b + z_t))$  и  $\delta_{ext}$  – модуль напряженности и перенапряжение поля в центре области, занятой полем. Вектор напряженности направлен вниз, что соответствует типичной конфигурации распределения зарядов: отрицательный заряд концентрируется в нижней части облака, положительный – в верхней. Как и в работе [19], толщина  $\Delta z$  принята равной 200 м.

### Модель оптического излучения

Флуоресценция, возбуждаемая УЭ в воздухе, обусловлена излучением в три основные полосы: первая положительная система азота 1Р в красном и инфракрасном диапазонах, обусловленная переходами  $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$  молекулы азота  $N_2$  ( $\lambda = 570\text{--}1030$  нм, 30 переходов); вторая положительная 2Р и первая отрицательная 1N системы в ультрафиолетовой и синей частях спектра (2Р:  $\lambda = 310\text{--}490$  нм, 20 переходов; 1N:  $\lambda = 390\text{--}560$  нм, 8 переходов), обусловленные переходами  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  молекулы  $N_2$  и  $B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  иона  $N_2^+$ , соответственно.

Флуоресценция, возбуждаемая УЭ и релаксирующими вторичными электронами, обусловлена энергетическими потерями ЛРУЭ. Скорость, с которой УЭ теряет энергию, можно рассчитать по формуле

$$R_s(z) = F_B^{\min}(z) \nu_{re}(\delta) \approx 6 \cdot 10^{13} \left[ \frac{\text{эВ}}{\text{с} \cdot \text{атм.}} \right] P_g(z), \quad (5)$$

где учтено то обстоятельство, что групповая скорость УЭ практически не зависит от  $\delta$  [25].

Скорость генерации фотонов с энергией  $h\nu_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$  вычисляется следующим образом [8]:

$$w_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}(z, \rho, t) = R_s(z) n_{re}(z, \rho, t) \frac{\alpha_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}}{h\nu_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}}, \quad (6)$$

где индексы  $i$  и  $j$  маркируют электронные состояния молекулы  $N_2$  и иона  $N_2^+$  ( $i \rightarrow j: B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+, C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g, B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Pi_u^+$ ); индексы  $v_i$  и  $v_j$  определяют колебательные подуровни соответствующего электронного уровня;  $\alpha_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j} = \chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j} / (1 + \beta_{i \rightarrow j} P_g)$  – эффективность флуоресценции, т. е. доля энергетических потерь пучка УЭ, идущая на излучение фотонов с энергией  $h\nu_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$ , а  $\chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$  – доля от общего энергетического вклада УЭ, приходящаяся на данный переход;  $\beta_{i \rightarrow j}$  – соответствующий коэффициент тушения. Данные для коэффициентов  $\chi_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}$  и  $\beta_{i \rightarrow j}$  приведены в работе [26].

Суммируя (6) по всем возможным переходам, получаем скорость генерации фотонов всех энергий убегающими электронами

$$w_{re}(z, \rho, t) = \sum_{i \rightarrow j} \sum_{v_i, v_j} w_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}(z, \rho, t). \quad (7)$$

### Результаты вычислений и их обсуждение

В нашей модели грозовое электрическое поле характеризуется тремя параметрами:  $\delta_{ext}$ ,  $z_b$ ,  $z_t$  (см. формулу (3)). Значение  $z_t$  удобно определять через число длин усиления ЛРУЭ  $\zeta_{ext} = \int_{D\{\delta(z) > 1,3\}} \frac{v_{re}(\delta(z)) dz}{v_{re}(\delta(z))}$ . Вычисления выполнены для  $\delta_{ext} = 2,3$ ;  $z_b = 16$  км;  $\zeta_{ext} = 11, 15, 20$ .

Как и в работе [19], точечный источник УЭ  $S_{re}^{ext} = N_{re}^0 \delta_D(t) \delta_D(z - z_s) \delta_D(\rho)$  располагался в точке с координатами  $(z_s, 0)$ , где  $\delta_D$  – функция Дирака,  $z_s$  – минимальная высота, на которой выполняется условие  $\delta(E_{ext}(z_s)) = 1,3$ . Число УЭ в источнике  $N_{re}^0$  варьировалось в широком диапазоне; здесь приведены результаты для  $N_{re}^0 = 5 \cdot 10^{11}$ ;  $7,5 \cdot 10^9$ ;  $5 \cdot 10^7$  соответственно для  $\zeta_{ext} = 11, 15$  и  $20$ , т. е. использованы те же значения параметров, что и в работе [19], поскольку с ними рассчитанные характеристики ЭМИ согласуются с характеристиками NBRPs.

Мгновенная яркость излучения  $J_{emis}$  в точке наблюдения  $(z, \rho)$  на больших расстояниях от эмитирующей точки без учета поглощения и рассеяния излучения в атмосфере рассчитывается интегрированием величины  $w_{re}$  вдоль луча зрения (рис. 1)

$$J_{emis}(z, \rho, t) = 10^{-10} [R m^2 s] \int_{y_{min}}^{y_{max}} w_{re}\left(z, \sqrt{y^2 + \rho^2}, t\right) dy, \quad (8)$$

где  $y_{min} = -\sqrt{\rho_{sim}^2 - \rho^2}$ ,  $y_{max} = \sqrt{\rho_{sim}^2 - \rho^2}$ ,  $\rho_{sim}$  – радиальный размер области моделирования.

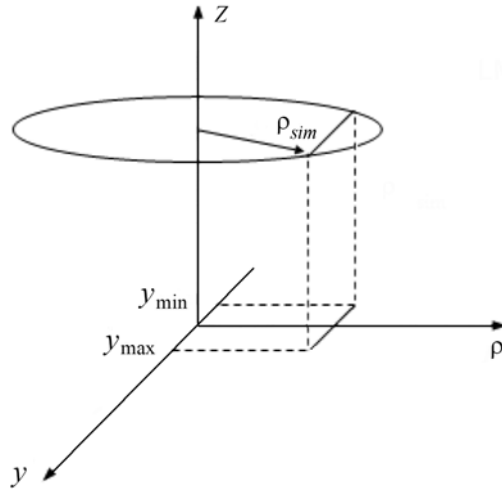


Рис. 1. Схема расчета яркости флуоресценции в точке наблюдения  $(z, \rho)$

Чтобы оценить возможность регистрации свечения, вычисляем яркость изображения на кадре телевизионной камеры, например, использованной в работе [27] для наблюдения оптических явлений, протекающих в мезосфере (спрайты, эльфы). Для этого необходимо усреднить мгновенную яркость излучения  $J_{emis}$  по длительности кадра телекамеры  $T_{frame} = 17$  мс и учесть чувствительность камеры

$$J_{av}(z, \rho) = \frac{K_s}{T_{frame}} \int_0^{t_{run}} J_{emis}(z, \rho, t) dt, \quad (9)$$

где  $K_s = 0,059$  – коэффициент чувствительности камеры, вычисленный в работе [28];  $t_{run}$  – время моделирования.

Результаты расчетов светимости разряда приведены в таблице, где  $J_{av}^{max}$  – максимальное значение яркости изображения,  $N_{ph}$  и  $E_{emis}$  – число фотонов во вспышке и полная энергия вспышки, рассчитанные по формулам:

$$\begin{aligned} N_{ph} &= \int_{D_{sim}} \int_0^{t_{run}} w_{re}(z, \rho, t) dt dV, \\ E_{emis} &= \int_{D_{sim}} \int_0^{t_{run}} \sum_{i \rightarrow j} \sum_{v_i, v_j} h\nu_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j} w_{i \rightarrow j}^{v_i, v_j}(z, \rho, t) dt dV, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $D_{sim}$  – область моделирования.

Рассчитанные параметры свечения

$\delta$	$\zeta_{ext}$	$J_{av}^{max}$ , кР	$E_{emis}$ , Дж	$N_{ph}$
2	11	78	53,3	$1,0 \cdot 10^{20}$
2	15	94	65,1	$1,3 \cdot 10^{20}$
2	20	53	29,3	$5,7 \cdot 10^{19}$
3	11	159	60,5	$1,2 \cdot 10^{20}$
3	15	136	51,3	$9,9 \cdot 10^{19}$
3	20	118	44,6	$8,6 \cdot 10^{19}$

Примечание:  $J_{av}^{max}$  – максимум яркости изображения,  $E_{emis}$  – энергия излучения,  $N_{ph}$  – число фотонов.

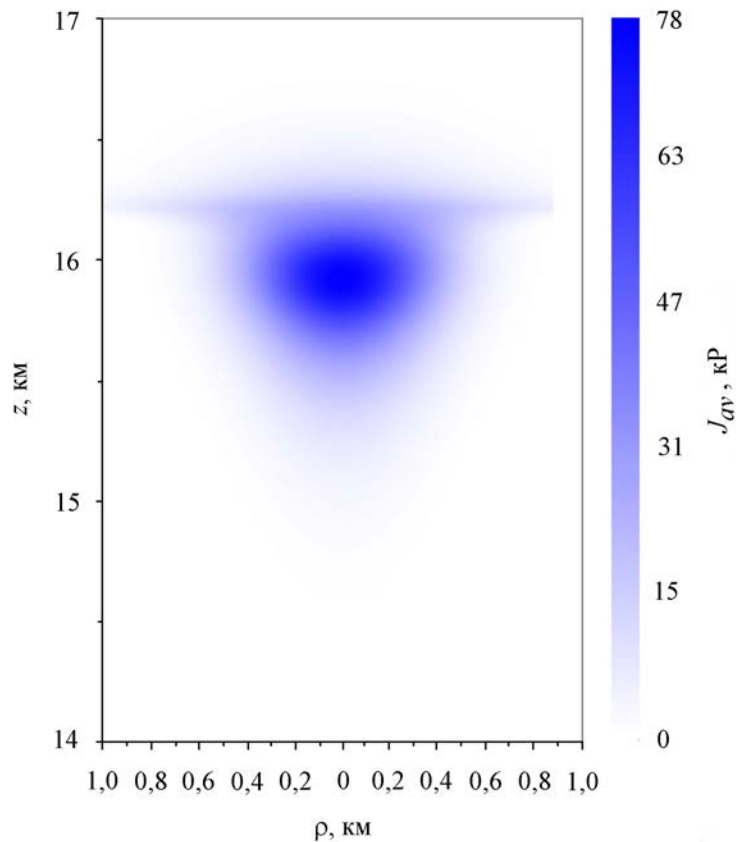


Рис. 2. Распределение яркости изображения ( $\delta_{ext} = 2$ ,  $\zeta_{ext} = 11$ ,  $z_t = 16$  км)

На рис. 2 показано двумерное распределение яркости  $J_{av}$  для конфигурации  $\delta_{ext} = 2$  и  $\zeta_{ext} = 11$ , поскольку она является наиболее реалистичной. Видно, что излучение локализовано в верхней части области с полем на высоте  $\approx 16$  км. Поперечный и продольный размеры наиболее

яркой области  $\approx 500$  м. Максимальная яркость излучения равна 78 кР. Следовательно, излучение, генерируемое ЛРУЭ, может быть зарегистрировано с помощью камер, подобных камерам, использованным в работе [27], где регистрировалось свечение с яркостью 10–50 кР.

На рис. 3 приведена зависимость от времени максимальной яркости излучения  $J^{\max}$ . Длительность излучения по уровню  $0,1 \cdot J^{\max}$  составляет  $\approx 5$  мкс, что существенно меньше длительности кадра 17 мкс. Таким образом, излучение ЛРУЭ даст изображение только на одном кадре, что затруднит регистрацию излучения. Другим фактором, затрудняющим регистрацию свечения, генерируемого ЛРУЭ, является рассеяние в атмосфере.

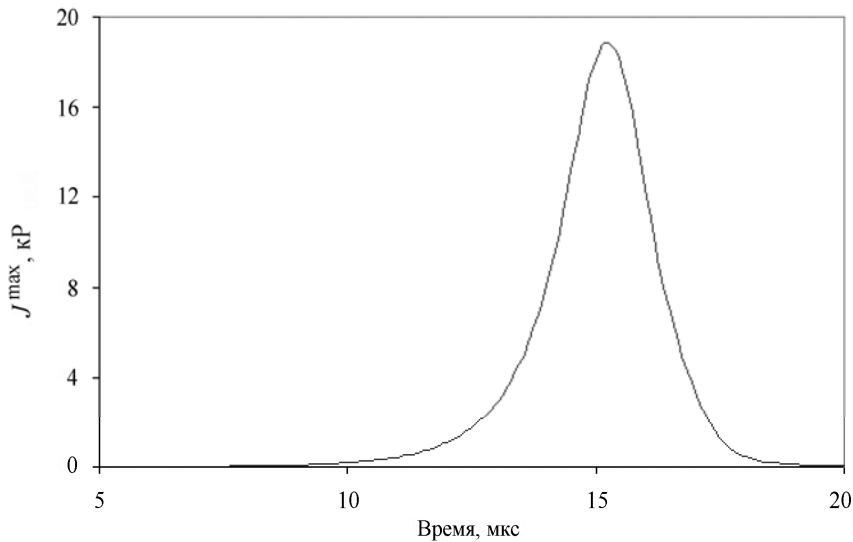


Рис. 3. Зависимость от времени яркости излучения ( $\delta_{ext} = 2, \zeta_{ext} = 11, z_t = 16$  км)

На рис. 4 (см. также цветную вкладку) показан спектр излучения. Видно, что большая часть излучения находится в диапазоне в синей и ультрафиолетовой частях спектра. Как известно, излучение в этой части спектра сильно рассеивается в атмосфере, что затрудняет его регистрацию с поверхности Земли. Обратим внимание на интересные результаты, полученные в рамках компании Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study (STEPS), проводившейся летом 2000 г. с целью наблюдения оптических явлений над грозовыми облаками [29]. Во время одного из тестов камеры с чувствительностью в диапазоне длин волн 350–890 нм наблюдалось развитие шторма, причем в течение 20 мин регистрировалось большое количество разнообразных оптических явлений. Среди них на поверхности конвективной ячейки зарегистрирована серия из 83 интенсивных вспышек света. Размер излучающей области  $\sim 100$  м [29]. Излучение не выходило за пределы одного кадра. Авторы назвали данные вспышки «пикси» («pixies»). К сожалению, в работе [29] отсутствуют данные по спектру и яркости свечения, поэтому однозначный вывод о том, что свечение связано с развитием ЛРУЭ, невозможен.



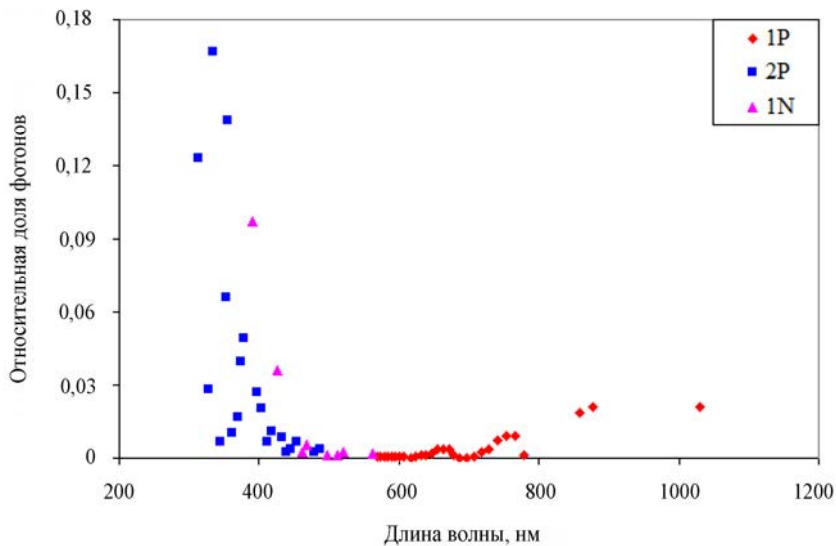


Рис. 4. Спектр излучения ( $\delta_{ext} = 2$ ,  $\zeta_{ext} = 11$ ,  $z_t = 16$  км)

### Заклучение

На основе двумерной модели атмосферного разряда, развивающегося в режиме генерации ЛРУЭ, выполнены расчеты флуоресценции атмосферы, возбуждаемой электронами высоких энергий. Рассчитаны эволюция в пространстве и времени интенсивности свечения и его спектр. Показано, что флуоресценция, возбуждаемая ЛРУЭ, может регистрироваться с помощью камер, используемых в экспериментах по регистрации высотных оптических явлений над грозowymi облаками. Отмечается возможная связь между определенным классом оптических явлений, наблюдаемых на вершинах грозowych облаков, и оптическим излучением ЛРУЭ.

Авторы выражают глубокую благодарность коллaбораторам от США в проектах МНТЦ № 490-1996 и 1480-2000 R. A. Roussel-Dupre и E. M. D. Symbalisty за многолетнее сотрудничество по атмосферному электричеству, продолжением которого является эта статья. Авторы благодарны С. Haldoupis, и Т. Neubert, коллaбораторам от ЕС в проекте МНТЦ № 3993-2009, N. Crosby, S. Cummer, A. van Deursen, J. R. Dwyer, R. Roussel-Dupre, D. Smith, Т. Torii и E. Williams за поддержку предложения по последнему проекту.

## Список литературы

1. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // *Science*. 1994. Vol. 264. P. 1313.
2. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // *Ibid.* 2005. Vol. 307. P. 1085.
3. Briggs M. S., Fishman G. J., Connaughton V. et al. First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma-ray Burst Monitor // *JGR*. 2010. Vol. 115. A07323. DOI: 10.1029/2009JA015242.
4. Tavani M., Marisaldi M., Labanti C. et al. Terrestrial Gamma-Ray Flashes as Powerful Particle Accelerators // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 018501. DOI: 10.1103/Phys.RevLett.106.01851.
5. Briggs M. S. et al. Terrestrial gamma-ray flashes in the Fermi era: Improved observations and analysis methods // *JGR. Space Physics*. 2013. Vol. 118. DOI: 10.1002/jgra.50205.
6. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett.* 1992. A. 165. P. 463.
7. Inan U. S., Reising S. C., Fishman G. J., Horack J. M. On Association of Terrestrial Gamma-ray Bursts with Lightning Discharges and Sprites // *Geophys. Res. Lett.* 1996. Vol. 23. P. 1017.
8. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Куцык И. М. Анализ атмосферных вспышек гамма-излучения, зарегистрированных в ближнем космосе, с учетом транспорта фотонов в атмосфере // *ЖЭТФ*. 2008. Т. 134. С. 65.
9. Dwyer J. R., Smith D. M. A comparison between Monte Carlo simulations of runaway breakdown and terrestrial gamma-ray flash observations // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. L22804. DOI: 10.1029/2005GL023848.
10. Gurevich A. V., Milikh G. M. Generation of x-rays due to multiple runaway breakdown inside thunderclouds // *Phys. Lett. A*. 1999. Vol. 262. P. 457. DOI: 10.1016/S0375-9601(99)00695-7.
11. Gurevich A. V., Zybin K. P. Kinetic equation for high energy electrons in gases // *Ibid.* 1998. Vol. 237. P. 240–246. DOI: 10.1016/S0375-9601(97)00868-2.
12. Gurevich A. V., Zybin K. P. Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms // *Phys. Usp.* 2001. Vol. 44. P. 1119. DOI: 10.1070/PU2001v044n11ABEH000939.
13. Gurevich A. V., Zybin K. P. High energy cosmic ray particles and the most powerful discharges in thunderstorm atmosphere // *Phys. Lett. A*. 2004. Vol. 329. P. 341. DOI: 10.1016/j.physleta.2004.06.094.
14. Gurevich A. V., Medvedev Y. V., Zybin K. P. Thermal electrons and electric current generated by runaway breakdown effect // *Ibid.* Vol. 321. P. 179. DOI: 10.1016/j.physleta.2003.10.062.
15. Dwyer J. R., Babich L. P. Low-energy electron production by relativistic runaway electron avalanches in air // *JGR*. 2011. Vol. 116. A0931. DOI: 10.1029/2011JA016494.
16. Willett J. C., Bailey J. C., Krider E. P. A class of unusual lightning electric field waveforms with very strong high-frequency radiation // *Ibid.* 1989. Vol. 94(D13). P. 16255.

17. Smith D. A., Shao X. M., Holden D. N. et al. A distinct class of isolated intracloud discharges and their associated radio emissions // *JGR*. 1999. Vol. 104. P. 4189.
18. Nag A., Rakov V. A., Tsalikis D., Cramer J. A. On phenomenology of compact intracloud lightning discharges // *Ibid*. 2010. Vol. 115. D14115. DOI: 10.1029/2009JD012957.
19. Бочков Е. И., Бабич Л. П., Куцык И. М. Численное моделирование узких биполярных импульсов, генерируемых грозowymi разрядами // *ЖЭТФ*. 2013. Т. 144. С. 205.
20. Dwyer J. R. A fundamental limit on electric fields in air // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30. P. 2055. DOI: 10.1029/2003GL017781.
21. Babich L. P., Donskoy E. N., Kutsyk I. M., Roussel-Dupré R. A. The Feedback Mechanism of Runaway Air Breakdown // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. 1. DOI: 10.1029/2004GL021744.
22. Бабич Л. П., Донской Е. Н., Ильяев Р. И. и др. Фундаментальные характеристики лавины релятивистских убегающих электронов в воздухе // *Физика плазмы*. 2004. Т. 30. С. 666.
23. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм инициирования молнии, основанный на развитии лавин релятивистских убегающих электронов, инициируемых фоновым космическим излучением. Численное моделирование // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139. С. 1028.
24. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R., Kutsyk I. M. Numerical simulations of local enhancement of thundercloud field capable of lightning initiation trigger, allowing for the runaway electron avalanches seeded by cosmic rays // *JGR*. 2012. Vol. 117. A09316. DOI: 10.1029/2012JA017799.
25. Бабич Л. П., Бочков Е. И. Детерминистические методики численного моделирования лавин убегающих электронов высоких энергий // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139. С. 568.
26. Кудрявцев А. Ю. Развитие механизма восходящих атмосферных разрядов на основе генераций лавин релятивистских электронов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
27. Sentman D. D., Wescott E. M. Observations of Upper Atmospheric Optical Flashes Recorded from an Aircraft // *Geophys. Res. Lett.* 1993. Vol. 20. P. 2857.
28. Бочков Е. И., Бабич Л. П., Куцык И. М. Численное моделирование гало-спрайтов // *ЖЭТФ*. 2014. Т. 145. С. 540.
29. Lyons W. A., Nelson T. E., Armstrong R. A. et al. Upward electrical discharges from thunderstorm tops // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 2003. 84(4). P. 445.

## **Fluorescence Excited in a Thunderstorm Atmosphere by Relativistic Runaway Electron Avalanches**

**L. P. Babich, E. I. Bochkov**

*The spectrum and spatiotemporal evolution of the fluorescence of an atmospheric discharge developing in the mode of relativistic runaway electron avalanche (RREA) is calculated without involving relativistic feedback. Both discharges generating narrow bipolar pulses and discharges responsible for the terrestrial gamma-ray flashes, are shown to be relatively dark. Nevertheless, the fluorescence excited by the discharge developing in the RREA mode can be recorded with cameras used for recording of high-altitude optical phenomena. A possible connection between a certain class of optical phenomena observed at the thundercloud tops and RREA emission is pointed out.*