

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЛО СПРАЙТОВ

Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцук*

*Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 2013 г.

В рамках гипотезы Ч. Вильсона (С. Wilson) о возможности развития электрического разряда в земной атмосфере на больших высотах над грозовым облаком выполнено численное моделирование разряда, возбуждающего гало спрайта для реалистичных вариаций дипольного момента грозового облака, переносимого разрядом положительной молнии на землю. Для различных значений момента времени и высоты лавинно-стримерного перехода вычислено оптическое излучение в системы полос молекулы азота $1P$, $2P$ и $1N$ и полосу Мейнеля иона N_2^+ . Рассчитанные яркость и эволюция флуоресценции в пространстве и времени согласуются с данными натурных наблюдений свечения гало.

DOI: 10.7868/S0044451014030161

1. ВВЕДЕНИЕ

Высотные оптические явления (Transient Luminous Events — TLEs) возникают вследствие флуоресценции воздуха, возбуждаемой крупномасштабными атмосферными разрядами. В частности, явления типа спрайт (sprite — дух) развиваются на высотах 40–90 км над крупномасштабными массивами грозовых облаков в корреляции с разрядами положительных молний на землю (+CG — cloud-to-ground lightning) (см., например, [1–26] и цитированную литературу). Спрайту иногда предшествует формирование гало, т. е. области диффузного свечения, распространяющейся с большой скоростью вниз [5, 14, 18, 25]. Гало локализуется на высотах от 70 до 85 км, его поперечный размер равен 40–70 км [14]. Процесс формирования гало и спрайта иллюстрируется на рис. 1.

Численному моделированию высотных оптических явлений посвящено значительное число работ, несмотря на то что сами объекты были документированы относительно недавно. Спрайты моделируются с начала 90-х гг., практически сразу после их открытия [1], в рамках различных механизмов [27–45]. В Пасько был предложен механизм высотного разряда, возбуждающего спрайты [43, 44], который, по-видимому, является общепризнанным.

Согласно этому механизму, по мере переноса разрядом молнии положительного заряда с облака на землю электрическое поле над облаком усиливается вследствие доминирования остающегося отрицательного заряда. На достаточно больших высотах вдали от облака напряженность грозового поля близка к напряженности поля точечного заряда или поля диполя, т. е. уменьшается с увеличением высоты z соответственно по закону z^{-2} или z^{-3} . Плотность атмосферы уменьшается с увеличением высоты как $\exp(-z/z_0)$, где $z_0 \approx 7.1$ км, поэтому, начиная с некоторой высоты, напряженность грозового поля может превысить локальную пробойную напряженность $E_{br}(P(z))$ [46]. Здесь $P(z)$ — давление на высоте z над уровнем моря. Электроны, лавинообразно размножаясь, возбуждают свечение молекул воздуха, которое идентифицируется как гало спрайтов. С ростом числа электронов проводимость атмосферы быстро возрастает, вследствие этого на больших высотах поле релаксирует, электроны, теряя энергию, прилипают к электроотрицательным компонентам воздуха и свечение в верхней части разряда прекращается. Прежде, чем это произойдет, часть электронных лавин может перейти в стримеры, в результате развития которых формируется стримерная корона, идентифицируемая как спрайт. В вертикальной структуре спрайтов выделяют диффузную (diffusive), переходную (transition) и стримерную (streamer) зоны, определяемые следующим образом [37]. Диффузная область характеризуется

*E-mail: babich@elph.vniief.ru

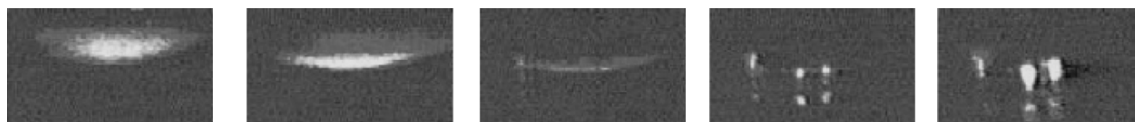


Рис. 1. Последовательность формирования гало и спрайта. Время между кадрами 2 мс [14]

коллективным размножением электронов в соответствии с лавинным механизмом Таунсенда, в переходной области происходит интенсивное прилипание фоновых электронов перед началом пробоя, в стримерной области — переход отдельных электронных лавин в стримеры. Лавина переходит в стример при выполнении известного критерия [34]:

$$t_s < t_M. \quad (1)$$

Здесь $t_M = \sigma/\varepsilon_0$ — максвелловское время релаксации поля,

$$t_s = (\nu_{ion} - \nu_{att}) \ln(4\pi\varepsilon_0 r_s^2 E/q_e),$$

$r_s = r_s^0/P(z)$ — радиус кривизны головки лавины при давлении P на высоте z , где $r_s^0 = 2 \cdot 10^{-4}$ м — радиус при нормальных условиях [34].

В работе Адачи и др. выполнен анализ изменений дипольных моментов облака, связанных с разрядами молний, инициирующих гало и спрайты [47]. Установлено, что длительность молний, которые инициируют развитие гало, но без стримерной короны, приблизительно 1 мс, и с такими молниями связаны относительно небольшие изменения вертикального дипольного момента грозового облака $i\Delta M_Q \approx 400$ Кл·км, которое по Каммеру определяется как произведение заряда, переносимого в течение первых 2 мс после начала возвратного удара, и длины канала молнии $i\Delta Q l_{igh}$ [48]. Здесь i обозначает первую букву в слове “impulse”. Характерная длительность молний, инициирующих развитие и гало, и короны, является величиной того же порядка, но такие молнии приводят к гораздо большим $i\Delta M_Q$ порядка 1300 Кл·км. Разряды молний, инициирующие генерацию стримеров без видимого гало, приводят к тем же вариациям $i\Delta M_Q \approx 1300$ Кл·км, но развиваются такие разряды в течение времен порядка 10 мс.

В работах [14, 32] с целью достижения согласия с данными натурных наблюдений численное моделирование начальной стадии формирования спрайтов выполнено для случая очень больших вариаций дипольного момента облака $i\Delta M_Q \approx 2000$ – 2500 Кл·км. Целью настоящей работы является численное моде-

лирование гало спрайтов для реалистичных значений $i\Delta M_Q$, полученных в работе [47]. Флуоресценция воздуха над грозовым облаком в верхних слоях атмосферы вычисляется с использованием численной модели атмосферного разряда, в которой самосогласованное электрическое поле описывается более строго, нежели в предыдущих исследованиях [33, 35, 38, 39, 41, 42, 49, 50] (см. ниже). Заметим, что в механизме Пасько разрядов в верхней атмосфере следует учитывать не только квазистатическое поле зарядов облака, но и поле электромагнитного излучения разряда молнии, «включающей» квазистатическое поле над облаком, причем вклад поля электромагнитного излучения в развитие высотного разряда доминирует в случае разрядов молнии длительностью порядка десятков микросекунд [14]. Следовательно, высотный разряд миллисекундной длительности, отвечающий за флуоресценцию гало, развивается в основном в квазистатическом поле, включаемом молнией длительностью порядка миллисекунды (см. выше), что и моделируется в настоящей работе.

2. МОДЕЛЬ РАЗРЯДА

Развитие разряда в самосогласованном электрическом поле над грозовым облаком моделировалось в приближении сплошной среды в рамках модели, описанной в статьях [51–53], с учетом кинетики электронов низких энергий (фоновых и вторичных) положительных и отрицательных ионов. Учитывались процессы ионизации молекул воздуха электронным ударом, рекомбинации электронов низких энергий и отрицательных ионов с положительными ионами, прилипания электронов низких энергий к молекулам кислорода. По сравнению с работами [51, 52] уточнены коэффициенты ионизации и рекомбинации с участием электронов низких энергий согласно работе [53].

По мнению авторов работы [54] инициаторами спрайтов могут быть так называемые «молнии-пауки» (“spider” lightning), развивающиеся в протяженных слоистых облаках и переносящие положитель-

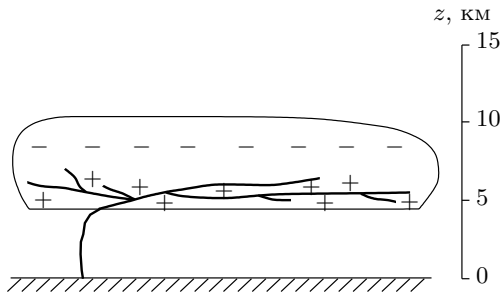


Рис. 2. «Молния-паук» (рис. 2с из работы [55])

ный заряд от основания облака, расположенного на высотах 4–5 км, на землю (см. рис. 2). Поэтому мы моделировали случай высотного разряда над слоистым облаком с положительным нижним и отрицательным верхним зарядами, иллюстрируемый на рис. 2, поскольку согласно наблюдениям [5, 11, 16, 54] именно эта конфигурация чаще всего отвечает за появление спрайтов (“... the configuration most often responsible for sprites” [54]). Большие дипольные моменты молний, связанные со спрайтами, $i\Delta M_Q \approx 500$ Кл·км [48, 56–58], в этом случае объясняются большой величиной переносимого заряда порядка 100 Кл. Согласно результатам анализа Каммера и др. [58] среднее значение дипольного момента $i\Delta M_Q$, переносимого разрядами молний, которые отвечают за генерацию регистрируемых в ближнем космосе земных вспышек жесткого гамма-излучения (terrestrial gamma-ray flashes — TGFs [59–63]), равно 49 Кл·км, т. е. на порядок ниже порога инициирования спрайтов. Следовательно, одной из проблем является отсутствие связанных со спрайтами вспышек гамма-излучения, несмотря на очень большие значения $i\Delta M_Q$, необходимые для генерации спрайтов. Причинами, из-за которых гамма-вспышки не наблюдаются в корреляции с большими $i\Delta M_Q$, могут быть сильное поглощение излучения в плотных слоях атмосферы [55] и низкая плотность заряда из-за большого поперечного размера заряженной области, вследствие чего напряженность электрического поля в облаке недостаточна [45] для развития мощных лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), способных генерировать интенсивное тормозное излучение высоких энергий, регистрируемое в ближнем космосе. ЛРУЭ развиваются в соответствии с механизмом Гуревича–Милиха–Рюсселя–Дюпре [64], в котором учитываются редкие события рождения вторичных электронов высоких энергий в ионизирующих соударениях первичных электронов.

Распределение заряда в грозовом облаке моделировалось двумя параллельными однородно заряженными дисками радиусом R_{cl} . Нижний диск, несущий в начальный момент времени положительный заряд Q_{cl}^0 , расположен на высоте $z_p = 5$ км, верхний диск с таким же по абсолютной величине отрицательным зарядом — на высоте $z_n = 8$ км. Процессы в грозовом поле с участием ЛРУЭ принято анализировать в терминах перенапряжения поля $\delta = eE/F_{min}P$ относительно минимума $F_{min} = 218P$ (кэВ/м·атм) силы трения $F(\varepsilon)$, действующей на электроны как результат усредненных взаимодействий с атомарными частицами. Радиус диска подбирался таким образом, чтобы перенапряжение электрического поля в центре верхнего диска равнялось пороговой величине $\delta_{th} = 1.3$, при которой происходит развитие лавин электронов высоких энергий [65, 66]: $R_{cl} = \sqrt{Q_{cl}^0/2\pi\varepsilon_0\delta F_{B,min}P(z_n)}$. Следует отметить, что на больших высотах ($z \gg R_{cl}$) электрическое поле диска практически эквивалентно полю точечного заряда. Поэтому вариации R_{cl} в разумных пределах не влияют на развитие разряда и эволюцию свечения в ионосфере, а лишь исключают развитие ЛРУЭ над грозовым облаком.

В процессе моделирования предполагалось, что заряд верхнего диска остается постоянным, а нижнего меняется по следующему закону:

$$Q_{cl}(t) = \begin{cases} Q_{cl}^0 \left(1 - \frac{t}{t_{disch}}\right), & t \leq t_{disch}, \\ 0, & t > t_{disch}, \end{cases} \quad (2)$$

где t_{disch} — характерное время переноса заряда молнией на землю, принятое равным 1 мс [67], величина заряда облака Q_{cl}^0 варьировалась в диапазоне от 80 Кл до 200 Кл, чему соответствует изменение R_{cl} в пределах от 2 км до 3 км и вариации дипольного момента облака $i\Delta M_Q$ от 400 Кл·км до 1000 Кл·км.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e \mathbf{v}_e &= (\nu_{ion} - \nu_{att})n_e - \beta_{ep}n_en_p + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div } n_p \mathbf{v}_p &= \nu_{ion}n_e - \beta_{ep}n_en_p - \\ &\quad - \beta_{pn}n_pn_n + S_{ep}, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div } n_n \mathbf{v}_n &= \nu_{att}n_e - \beta_{pn}n_pn_n, \end{aligned} \quad (3)$$

где n_e, n_p, n_n — концентрации; $\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathbf{E}$, $\mathbf{v}_p = \mu_p \mathbf{E}$, $\mathbf{v}_n = -\mu_n \mathbf{E}$ — скорости дрейфа частиц, μ_e и $\mu_{p,n}$ — подвижности электронов и ионов; ν_{ion} — час-

тота ионизации молекул воздуха электронами низких энергий; β_{ep} и β_{pn} — коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительными и отрицательными ионами; ν_{att} — частота прилипания электронов. Использованы те же, что и в работе [53], зависимости коэффициентов от напряженности поля и давления воздуха.

Внешний источник фоновых (background) электрон-ионных пар S_{ep} в системе уравнений (3) находится из стационарного решения этой системы:

$$\begin{aligned} S_{ep} &= n_e^b(\nu_{att} + \beta_{ep}n_p^b), \\ n_e^b &= \frac{\beta_{pn}n_p^bn_p^b}{\nu_{att} + \beta_{pn}n_p^b}, \end{aligned} \quad (4)$$

где n_e^b, n_p^b, n_n^b — стационарные (фоновые) значения концентраций.

Концентрация n_p^b вычисляется из выражения для проводимости атмосферы

$$\sigma^b = q_e(\mu_e n_e^b + \mu_p n_p^b + \mu_n n_n^b),$$

которая рассчитывается по формуле

$$\sigma^b(z) = \sigma_{ion}^b(z) + \sigma_e^b(z), \quad (5)$$

где для ионной проводимости использован профиль B из работы [37]

$$\sigma_{ion}^b(z) = 5 \cdot 10^{-4} \text{ (См/м)} \cdot e^{z/6 \text{ км}},$$

а электронная проводимость

$$\sigma_e^b(z) = q_e \mu_e(z) f_e(z)$$

получена с использованием профиля концентрации фоновых электронов

$$f_e(z) = 10^{4+(z-60 \text{ км})/6.7 \text{ км}} \text{ м}^{-3}$$

для ночной атмосферы [28].

Система уравнений кинетики заряженных частиц замыкается уравнением для напряженности самосогласованного электрического поля. С целью уменьшения продолжительности вычислений напряженность самосогласованного электрического поля в газовых разрядах удобно находить, интегрируя по времени уравнение непрерывности полного тока [68]. Такой подход, принятый в ранних работах по численному моделированию высотных оптических явлений [33, 35, 49, 50, 69], использован в наших последующих работах [38, 39, 41, 42], где напряженность самосогласованного поля вычислялась интегрированием по времени уравнения

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} = \frac{\partial \mathbf{E}_{ext}}{\partial t},$$

в котором \mathbf{j} — локальная плотность тока проводимости, \mathbf{E}_{ext} — локальная напряженность внешнего поля (поля дисков в нашей модели). Это уравнение, применимое только в одномерном случае (подробнее см. работу [41]), записано в следующих предположениях: вблизи верхнего диска напряженность поля пространственного заряда и плотность тока \mathbf{j} равны нулю, площадь любого поперечного сечения в разряде равна площади диска (подробнее см. [41]). В действительности, согласно уравнению Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} = \text{rot } \mathbf{B},$$

но

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{ext}}{\partial t} \neq \text{rot } \mathbf{B}.$$

В данной работе решалось двумерное нестационарное уравнение Пуассона для потенциала электрического поля:

$$\Delta \varphi_{int} = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_p - n_n - n_e), \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi_{int} - \nabla \varphi_{ext},$$

где φ_{int} — потенциал поля пространственного заряда, возникающего в результате развития разряда, φ_{ext} — внешний потенциал поля дисков, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для вычисления потенциала φ_{int} на границе расчетной области используется общее решение уравнения Пуассона:

$$\varphi_{int}(\mathbf{r}_{bound}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_{V_{disch}} \frac{q_e(n_p - n_n - n_e) dV}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}|}. \quad (7)$$

3. КИНЕТИКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Флуоресценция над грозowymi облаками обусловлена излучением в четыре основные полосы, возбуждаемые в воздухе: первую положительную систему азота $1P$ в красном и инфракрасном диапазонах, обусловленную переходами $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ молекулы N_2 ($\lambda = 570\text{--}1040 \text{ нм}$) и систему Мейнеля M , обусловленную переходами $A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma$ молекулярного иона N_2^+ ($\lambda = 500\text{--}2000 \text{ нм}$); вторую положительную $2P$ и первую отрицательную $1N$ системы в ультрафиолетовой и синей частях спектра ($\lambda = 290\text{--}530 \text{ нм}$), 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^+ . В системе $1P$ верхний уровень может возбуждаться как в результате прямых переходов

Таблица 1. Коэффициенты тушения β_i [71, 72]

β_{1P}	β_{2P}	β_{1N}	β_M
2363.6	98.8	547.2	149720

с основного молекулярного состояния $A^3\Sigma_u^+$, так и в результате каскадного процесса в переходах $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$.

Скорость излучения фотонов в точке (z, ρ) под действием электронов низких энергий вычисляется следующим образом [41]:

$$w_e(z, \rho, t) [(M^3 \cdot c)^{-1}] = \Delta_{N_2} N(z) n_e(z, \rho, t) \times \left(\frac{k_{B^3\Pi_g}(z, E)}{1 + \beta_{1P}P(z)} + \frac{k_{C^3\Pi_u}(z, E)}{1 + \beta_{2P}P(z)} + \frac{k_{C^3\Pi_u}(z, E)}{(1 + \beta_{1P}P(z))(1 + \beta_{2P}P(z))} + \frac{k_{B^2\Sigma_u}(z, E)}{1 + \beta_{1N}P(z)} + \frac{k_{A^2\Pi}(z, E)}{1 + \beta_M P(z)} \right), \quad (8)$$

где $\Delta_{N_2} = 0.8$ — доля молекул азота в воздухе с концентрацией молекул $N(z)$ на высоте z ; β_i [1/атм] — коэффициенты тушения соответствующих полос (табл. 1); k_j [M^3/c] — скорости возбуждения различных состояний ($j = B^3\Pi_g, C^3\Pi_u, B^2\Sigma_u, A^2\Pi$). Для скоростей возбуждения состояний $B^3\Pi_g$ и $C^3\Pi_u$ молекулы азота использованы аппроксимации [70],

$$k_{B^3\Pi} = 10^{-6} \cdot 10^{-8.2-14.8/\xi},$$

$$k_{C^3\Pi} = 10^{-6} \cdot 10^{-8.2-21.1/\xi},$$

где

$$\xi = 10^{20} (V \cdot M^2)^{-1} E/N(z).$$

Для скорости возбуждения электронных уровней ионов использованы аппроксимации из работы [32]: $\lg(\nu_j/P(z)) = \sum_{i=0}^3 a_i x^i$. Здесь

$$x = \lg \frac{E [B/M]}{P(z) [атм]}, \quad k_j = \frac{\nu_j}{\Delta_{N_2} N(z)}, \quad j = B^2\Sigma, A^2\Pi.$$

Константы аппроксимации a_i приведены в табл. 2.

Мгновенная яркость изображения J в точке наблюдения (z, ρ) на больших расстояниях от эмитирующей точки без учета поглощения рассчитывается путем интегрирования величины w_e вдоль луча зрения (см. рис. 3):

$$J(z, \rho) = 10^{-10} \text{ Рл} \cdot M^2 \cdot c \times \int_{y_{min}}^{y_{max}} w_e \left(z, \sqrt{y^2 + \rho^2}, t \right) dy, \quad (9)$$

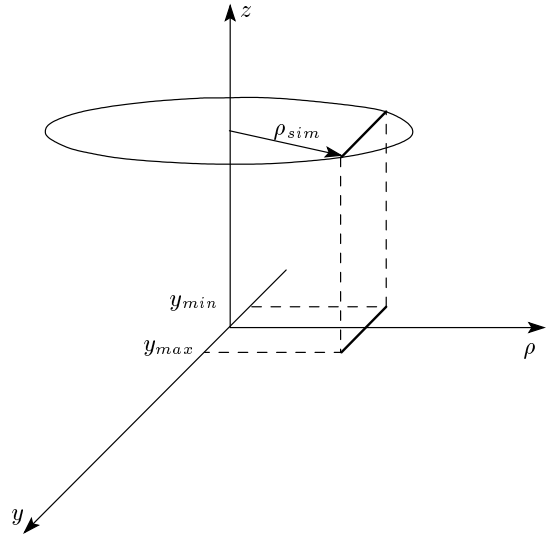


Рис. 3. Схема расчета яркости излучения в точке наблюдения (z, ρ)

где

$$y_{min} = -\sqrt{\rho_{sim}^2 - \rho^2}, \quad y_{max} = \sqrt{\rho_{sim}^2 - \rho^2},$$

$\rho_{sim} = 90$ км — радиус расчетной (simulation) области.

Чтобы иметь возможность сравнивать результаты численного моделирования с данными натуральных наблюдений Сентмена и др. [2–4], вычислялась яркость изображения на кадре телевизионной камеры путем усреднения мгновенной яркости по длительности кадра $t_{frame} = 17$ мс с учетом чувствительности камеры:

$$J_{av}(z, \rho) = \frac{K_s}{t_{frame}} \int_0^{t_{disch}} J(z, \rho, t) dt, \quad (10)$$

где коэффициент $K_s = 0.059$ рассчитан с использованием спектральной чувствительности камеры [2] и спектра свечения [45].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ РАЗРЯДА И СВЕТИМОСТИ ГАЛО И СПРАЙТОВ

Расчеты велись до момента времени $t = 3$ мс либо до момента, при котором в какой-то точке разряда выполнялось условие лавинно-стримерного перехода (1). Результаты расчетов светимости разряда приведены в табл. 3, где t_{a-s} и z_{a-s} — момент времени согласно критерию (1) и высота лавинно-стримерного (avalanche-to-streamer) перехода

Таблица 2. Константы аппроксимации [32]

Система	a_0	a_1	a_2	a_3
1-я отрицательная иона N_2^+	-1760.0	724.7	-99.549	4.5862
Мейнеля иона N_2^+	-2061.1	870.25	-122.43	5.7668

Таблица 3. Результаты расчетов светимости гало спрайтов

Q_{cl}^0 , Кл	t_{a-s} , мс	z_{a-s} , км	$J_{av,max}$, МРл	$z_{J,max}$, км
50	—	—	10^{-3}	79
80	—	—	0.10	77
100	1.0	73	0.22	77
120	0.8	74	0.38	77
200	0.4	76	0.56	78

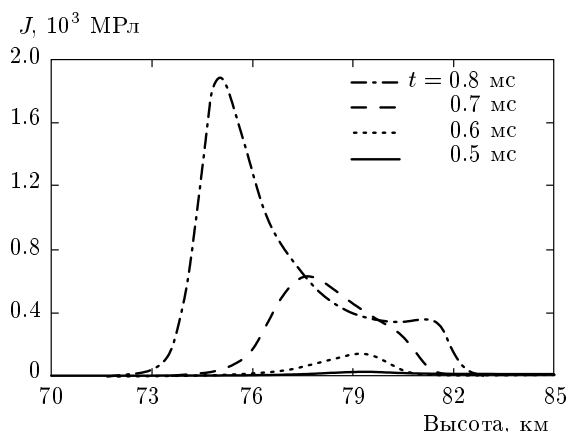


Рис. 4. Пространственно-временная эволюция яркости свечения на оси разряда. $Q_{cl}^0 = 120$ Кл, $z_p = 5$ км, $z_n = 8$ км, $t_{disch} = 1$ мс

да, $J_{av,max}$ — максимальная величина яркости свечения, $z_{J,max}$ — высота, на которой достигается значение $J_{av,max}$.

Временная эволюция распределения яркости свечения вдоль оси симметрии разряда по высоте иллюстрируется на рис. 4 для случая $Q_{cl}^0 = 120$ Кл. Свечение в верхней части разряда начинается у границы ионосферы и распространяется вниз, при этом мгновенная амплитуда яркости свечения быстро возрастает.

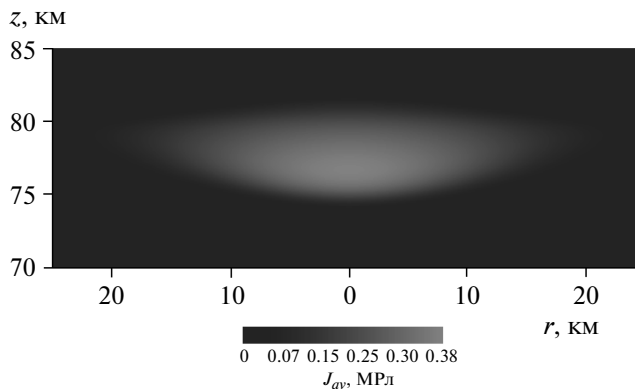


Рис. 5. Двумерное распределение яркости свечения (гало) J_{av} , усредненной по длительности кадра с поправкой на чувствительность телевизионной камеры. $Q_{cl}^0 = 120$ Кл, $z_p = 5$ км, $z_n = 8$ км, $t_{disch} = 1$ мс

На рис. 5 показано двумерное распределение усредненной нормированной яркости свечения J_{av} для случая $Q_{cl}^0 = 120$ Кл. Видно, что яркость достигает максимума на высоте 75–80 км. Поперечный размер области свечения приблизительно 40 км согласуется с данными наблюдений [14, 44]. Расчетная яркость свечения, меняющаяся в диапазоне от 0.22 МРл до 0.56 МРл при изменении Q_{cl}^0 в пределах от 100 Кл до 200 Кл, согласуется с максимальной измеренной яркостью спрайтов 0.6 МРл [3]. Для $Q_{cl}^0 = 80$ Кл яркость свечения равна 0.11 МРл; при этом в процессе разряда стримеры не инициируются, что соответствует данным [47], согласно которым при $i\Delta M_Q \approx 400$ Кл·км стримерная корона не развивается. Моделировался также разряд для $t_{disch} = 10$ мс и $Q_{cl}^0 = 200$ Кл. В этом случае лавинно-стримерный переход происходит на высоте $z_{a-s} = 65$ км в момент времени $t_{a-s} = 8.4$ мс, причем $J_{av,max} = 2$ кРл, т. е. стримерная корона возникает без генерации видимого гало, что также согласуется с результатами анализа Адачи и др. [47].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель атмосферного разряда, развитая в статьях [51–53], использована для расчета эволюции в пространстве и времени флуоресценции воздуха в нижней ионосфере над тропосферными грозowymi облаками вслед за разрядом положительной молнии на землю. Моделировалась флуоресценция гало, наблюдающаяся как стадия, предшествующая развитию высотного оптического явления спрайта. Яркость и эволюция флуоресценции в пространстве и времени, рассчитанные для реалистичных значений величины дипольного момента грозового облака, переносимой возвратным ударом молнии в течение первых 2 мс после его начала, согласуются с данными натуральных наблюдений свечения гало [3, 14, 47].

Авторы глубоко благодарны Т. Ньюберту (T. Neubert) и Х. Халдоупису (C. Haldoupis), европейским коллабораторам в проекте МНТЦ № 3993-2010, в рамках которого выполнена данная работа, Н. Кросби (N. Crosby), А. ван Деурсену (A. van Deursen), С. Каммеру (S. Cummer), Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. Roussel-Dupré), Д. Смитту (D. Smith), Т. Тории (T. Torii), Э. Вильямсу (E. Williams) за поддержку предложения по проекту. Л. П. Бабиц и И. М. Куцык выражают глубокую благодарность Р. А. Рюсселю-Дюпре, Ю. М. Д. Цымбалисту (E. M. D. Symbalisy), коллабораторам от США в проектах МНТЦ №№ 490-1996 и 1480-2000, за плодотворное сотрудничество по физике атмосферного электричества, продолжением которого явилась данная работа.

Авторы благодарны рецензенту за замечания, позволившие улучшить представление результатов и яснее понять место работы среди публикаций на ту же тему.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. C. Franz, R. J. Nemzek, and J. R. Winckler, *Science* **249**, 48 (1990).
2. D. D. Sentman and E. M. Wescott, *Geophys. Res. Lett.* **20**, 2857 (1993).
3. D. D. Sentman, E. M. Wescott, D. L. Osborne, D. L. Hampton, and M. J. Heavner, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 1205 (1995).
4. D. D. Sentman and E. M. Wescott, *Phys. Plasmas* **2**, 2514 (1995).
5. D. J. Boccippio, E. R. Williams, S. J. Heckman, W. A. Lyons, I. T. Baker, and R. Boldi, *Science* **269**, 1088 (1995).
6. S. B. Mende, R. L. Rairden, G. R. Swenson, and W. A. Lyons, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2633 (1995).
7. R. L. Rairden and S. B. Mende, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 3465 (1995).
8. J. R. Winckler, W. A. Lyons, T. E. Nelson, and R. J. Nemzek, *J. Geophys. Res.* **101**, 6997 (1996).
9. W. A. Lyons, *J. Geophys. Res.* **101**, 641 (1996).
10. M. Fullekrug and S. C. Reising, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 4145 (1998).
11. E. R. Williams, *J. Atmosph. Sol. Terr. Phys.* **60**, 689 (1998).
12. M. Stanley, P. Krehbiel, M. Brook, C. Moore, W. Rison, and B. Abrahams, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 3201 (1999).
13. E. A. Gerken, U. S. Inan, and C. P. Barrington-Leigh, *Geophys. Res. Lett.* **27**, 3201 (2000).
14. C. P. Barrington-Leigh, U. S. Inan, and M. Stanley, *J. Geophys. Res.* **106**, 1741 (2001).
15. T. Neubert, T. H. Allin, H. Stenbaek-Nielsen, and E. Blanc, *J. Geophys. Res.* **28**, 3385 (2001).
16. W. A. Lyons, T. E. Nelson, R. A. Armstrong, V. P. Pasko, and M. A. Stanley, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **84**, 445, DOI:10.1175/BAMS-84-4-445 (2003).
17. T. Neubert, *Science* **300**, 747 (2003).
18. C. R. Moore, C. P. Barrington-Leigh, U. S. Inan, and T. F. Bell, *J. Geophys. Res.* **108**(A10), 1363, DOI:10.1029/2002JA009816 (2003).
19. C. Haldoupis, T. Neubert, U. S. Inan, Á. Mika, T. H. Allin, and R. A. Marshall, *J. Geophys. Res.* **109**, A10303, DOI:10.1029/2004JA010651 (2004).
20. Á. Mika, C. Haldoupis, R. A. Marshall, T. Neubert, and U. S. Inan, *J. Atmosph. Sol. Terr. Phys.* **67**, 1580 (2005).
21. T. Neubert, T. H. Allin, E. Blanc et al., *J. Atmosph. Sol. Terr. Phys.* **67**, 807 (2005).
22. Á. Mika, C. Haldoupis, T. Neubert et al., *Ann. Geophys.* **24**, 2179 (2006).
23. C. Haldoupis, R. J. Steiner, Á. Mika et al., *J. Geophys. Res.* **111**, A11321, DOI:10.1029/2006JA011960 (2006).

24. R. A. Marshall, U. S. Inan, and W. A. Lyons, *J. Geophys. Res.* **111**, D19108, DOI:10.1029/2006JD007219 (2006).
25. H. U. Frey et al., *Geophys. Res. Lett.* **34**, L18801, DOI:10.1029/2007GL030908 (2007).
26. T. Neubert, M. Rycroft, T. Farges et al., *Surv. Geophys.* **29**, 71, DOI:10.1007/s10712-008-9043-1 (2008).
27. C. Haldoupis, Á. Mika, and S. Shalimov, *J. Geophys. Res.* **114**, A00E04, DOI:10.1029/2009JA014313 (2009).
28. Yu. N. Taranenko, U. S. Inan, and T. F. Bell, *Geophys. Res. Lett.* **20**, 2675 (1993).
29. R. A. Roussel-Dupré, E. Symbalisty, Y. Taranenko, and V. Yuhimuk, *J. Atmosph. Sol. Terr. Phys.* **60**, 917 (1994).
30. T. F. Bell, V. P. Pasko, and U. S. Inan, *Geophys. Res. Lett.* **22**, 2127 (1995).
31. U. S. Inan, S. C. Reising, G. J. Fishman, and J. M. Horack, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 1017 (1996).
32. V. P. Pasko, U. S. Inan, T. F. Bell, Y. N. Taranenko, *J. Geophys. Res.* **102**, 4529 (1997).
33. V. Yuhimuk, R. A. Roussel-Dupré, E. M. D. Symbalisty, and Y. J. Taranenko, *J. Geophys. Res.* **103**, 11473 (1998).
34. V. P. Pasko, U. S. Inan, and T. F. Bell, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2123 (1998).
35. L. P. Babich and I. M. Kutsyk, *Phys. Lett. A* **253**, 75 (1999).
36. N. G. Lehtinen, T. F. Bell, and U. S. Inan, *J. Geophys. Res.* **104**, 24 (1999).
37. V. P. Pasko and H. C. Stenbaek-Nielsen, *J. Geophys. Res.* **29**, 82, DOI:10.1029/2001GL014241 (2002).
38. Л. П. Бабич, Р. И. Илькаев, И. М. Куцык, К. И. Бахов, Р. А. Рюссель-Дюпре, *ДАН* **388**, 383 (2003).
39. Л. П. Бабич, Р. И. Илькаев, И. М. Куцык, К. И. Бахов, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомагнетизм и аэрономия* **44**, 254 (2004).
40. G. D. Moss, V. P. Pasko, N. Liu, and G. Veronis, *J. Geophys. Res.* **111**, A02307, DOI:10.1029/2005JA011350 (2006).
41. Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев, М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык, *Геомагнетизм и аэрономия* **48**, 381 (2008).
42. Л. П. Бабич, А. Ю. Кудрявцев, М. Л. Кудрявцева, И. М. Куцык, *Геомагнетизм и аэрономия* **48**, 392 (2008).
43. V. P. Pasko, in *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, ed. by M. Füllekrug et al., Springer, Netherlands (2006), p. 253.
44. V. P. Pasko, *J. Geophys. Res.* **115**, A00E35, DOI:10.1029/2009JA014860 (2010).
45. L. P. Babich, C. Haldoupis, A. Yu. Kudryavtsev, and I. M. Kutsyk, *J. Geophys. Res.* **116**, A09313, DOI:10.1029/2011JA016726 (2011).
46. C. T. R. Wilson, *Proc. Phys. Soc.* **37**, 32D (1925).
47. T. Adachi et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 234010 (2008).
48. S. A. Cummer and W. A. Lyons, *J. Geophys. Res.* **110**, A04304, DOI:10.1029/2004JA010812 (2005).
49. A. V. Gurevich, J. A. Valdivia, G. M. Milikh, and K. Papadopoulos, *Radio Sci.* **31**, 1541 (1996).
50. V. Yuhimuk, R. A. Roussel-Dupre, E. M. D. Symbalisty, and Y. J. Taranenko, *Geophys. Res. Lett.* **25**, 3289 (1998).
51. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, *ЖЭТФ* **139**, 1028 (2011).
52. L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk, and J. R. Dwyer, *J. Geophys. Res.* **117**, DOI:10.1029/2012JA017799 (2012).
53. Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцык, *ЖЭТФ* **144**, 205 (2013).
54. E. R. Williams and Y. Yair, *Proc. NATO Adv. School Inst., Ser. II: Math., Phys., Chem.*, Vol. 225, Springer, New York (2006).
55. E. R. Williams, R. Boldi, J. Bór et al., *J. Geophys. Res.* **111**, D16209, DOI:10.1029/2005JD006447 (2006).
56. W. Hu, S. A. Cummer, W. A. Lyons, and T. E. Nelson, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 1279, DOI:10.1029/2001GL014593 (2002).
57. E. Huang, E. Williams, R. Boldi et al., *J. Geophys. Res.* **104**, 16943 (1999).
58. S. A. Cummer, Y. Zhai, W. Hu, D. M. Smith, L. I. Lopez, and M. A. Stanley, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L08811, DOI:10.1029/2005GL022778 (2005).
59. G. J. Fishman, P. N. Bhat, R. Mallozzi et al., *Science* **264**, 1313 (1994).
60. D. M. Smith, L. I. Lopez, R. P. Lin, and C. P. Barrington-Leigh, *Science* **307**, 1085 (2005).

61. M. S. Briggs, G. J. Fishman, V. Connaughton et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A07323, DOI:10.1029/2009JA015242 (2010).
62. M. Tavani et al., *Astron. Astrophys.* **502**, 995 (2009).
63. M. Tavani et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 018501, DOI:10.1103/PhysRevLett.106.01851 (2011).
64. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupré, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
65. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, Р. И. Ильяев, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Физика плазмы* **30**, 666 (2004).
66. L. M. Coleman and J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **33**, L11810, DOI:10.1029/2006GL025863 (2006).
67. V. A. Rakov and M. A. Uman, *Lightning Physics and Effects*, Cambridge Univ. Press, New York (2003).
68. А. И. Павловский, Л. П. Бабич, В. С. Босамыкин и др., *ТВТ* **23**, 635 (1985).
69. Yu. N. Taranenko and R. A. Roussel-Dupré, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 571 (1996).
70. Н. Л. Александров, Ф. И. Высикайло, Р. Ш. Исламов, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, В. Г. Певгов, *ТВТ* **19**, 485 (1981).
71. А. Ю. Кудрявцев, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2005).
72. И. М. Куцык, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2008).