

# МЕХАНИЗМ ИНИЦИИРОВАНИЯ МОЛНИИ, ОСНОВАННЫЙ НА РАЗВИТИИ ЛАВИН РЕЛЯТИВИСТСКИХ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ФОНОВЫМ КОСМИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

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

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

Поступила в редакцию 20 октября 2010 г.

Численно моделируется механизм инициирования молнии вследствие усиления электрического поля в результате поляризации проводящего канала, созданного лавинами релятивистских убегающих электронов, иницируемые фоновым космическим излучением. Показано, что для реалистичных конфигураций и величин зарядов грозового облака локально реализуются поля, при которых возможен старт лидера молнии даже в отсутствие осадков. Результаты расчетов согласуются с данными натурных наблюдений усиления проникающей радиации в грозовых облаках.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема инициирования разряда молнии остается одной из нерешенных задач физики атмосферного электричества, несмотря на долгую историю исследований. Ясно, что для старта молнии напряженность электрического поля в некотором объеме грозового облака должна возрасти до пробойной величины, обеспечивающей лавинообразное размножение электронов в результате ударной ионизации молекул воздуха электронами. Для пробоя (breakdown) сухого воздуха нормальной плотности необходима напряженность однородного поля не ниже  $E_{br} \approx 26\text{--}30$  кВ/см [1]. С увеличением высоты величина  $E_{br}$  уменьшается прямо пропорционально плотности воздуха. При наличии осадков (precipitations) порог пробоя уменьшается до  $E_{br,pr} \approx 10\text{--}14$  кВ/см в зависимости от размера и формы частиц осадков [2]. Интрига состоит в том, что измеряемые внутри грозовых облаков значения напряженности поля, будучи приведенными к нормальным условиям, не превышают 3–4 кВ/см [3], т. е. они в три–четыре раза меньше  $E_{br,pr}$ .

Чтобы обойти эту фундаментальную трудность,

А. В. Гуревичем с соавторами предложен механизм, в котором инициирование разряда молнии связывается с развитием в атмосфере лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), иницируемых электронами вторичного космического излучения [4, 5]. Имеются серьезные экспериментальные свидетельства в пользу гипотезы о связи процесса инициирования молнии и генерации убегающих электронов (УЭ) высоких энергий в грозовой атмосфере. Так, во время удара молнии внутри грозовых облаков зарегистрированы поля с напряженностью (см. рис. 1) [6], близкой к пороговой величине, при которой в воздухе теоретически возможно убежание электронов  $E_{run} = 218P$  кВ/м·атм, где  $P$  — давление, выраженное в атмосферах [7–10]. Во время грозовой активности зарегистрировано усиление проникающего излучения [11–16], источник которого находился в грозовых облаках [17], причем в работе [11] усиление предшествовало разряду молнии и «выключалось» самим разрядом (см. рис. 2). Единственным источником усиления может быть тормозное излучение электронов, размножающихся и приобретающих высокую энергию в электрическом поле облака.

Механизм инициирования лидера молнии с участием ЛРУЭ выглядит следующим образом. УЭ вы-

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

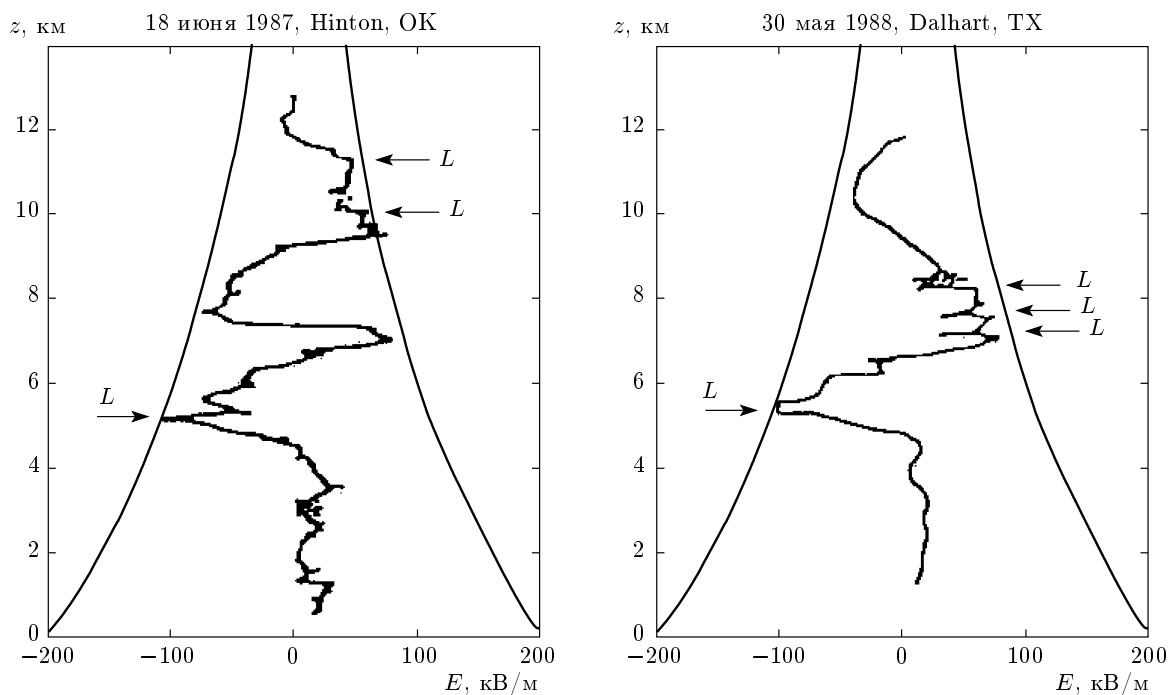


Рис. 1. Сопоставление измеренной напряженности электрического поля [6] с пороговой величиной, при которой теоретически возможно уегание электронов. Стрелки *L* (lightning) фиксируют вспышки молнии

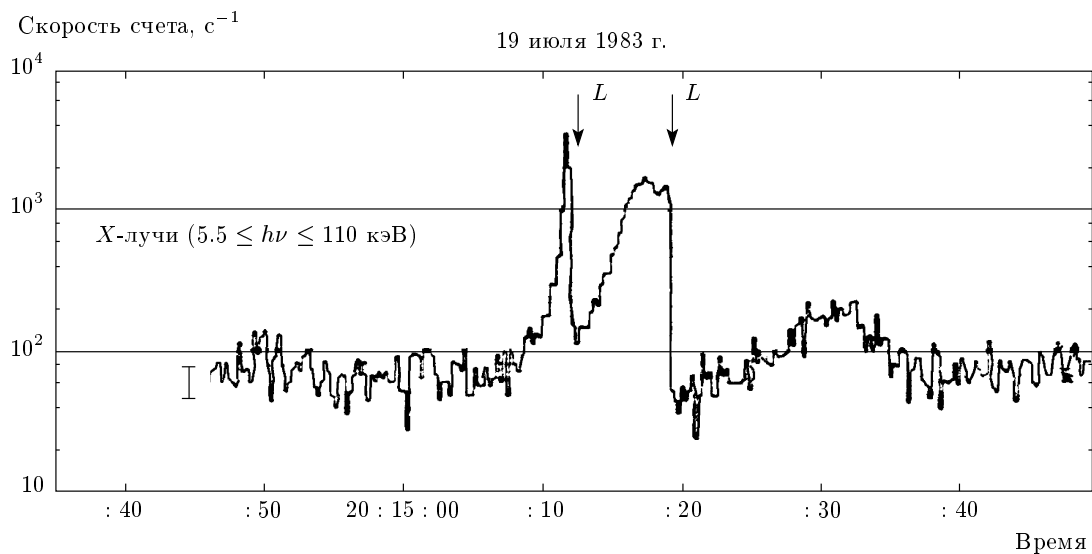


Рис. 2. Временная зависимость скорости счета рентгеновских фотонов [11]. Стрелки *L* фиксируют моменты вспышки молнии

соких энергий в столкновениях с молекулами воздуха генерируют большое количество электрон-ионных пар низких энергий. В результате в атмосфере возникает ионизованная область, поляризация которой в грозовом поле приводит к локальному

усилению электрического поля до пробойного значения. В работах А. В. Гуревича и др. [4, 5] этот процесс анализировался в предположении, что источником затравочных УЭ является широкий атмосферный ливень (ШАЛ), инициируемый космиче-

ской частицей с энергией более  $10^{15}$  эВ. Численным моделированием эволюции в грозовом поле проводящего канала, созданного совместным действием ШАЛ и ЛРУЭ, показано, что для реализации такого механизма требуется либо нереально большая энергия первичной космической частицы, инициирующей ШАЛ ( $\sim 10^{20}$  эВ), либо формирование в атмосфере не наблюдавшихся до сих пор протяженных электрических полей напряженностью порядка 10 кВ/см [18].

Таким образом, единственным источником затравочных УЭ остается стационарное фоновое космическое излучение. Дуайер (Dwyer) выполнил численное моделирование развития ионизованной области, формирующейся в результате ионизации атмосферы релятивистскими лавинами, инициируемыми фоновым излучением [19]. Оказалось, что вследствие поляризации образовавшейся плазмы напряженность поля локально достигает значений 12 кВ/см, достаточных для старта разряда в присутствии осадков [2]. Дуайером учитывался механизм релятивистской обратной связи (relativistic feedback) [20], существенно увеличивающий скорость генерации ЛРУЭ и, как следствие, приводящий к быстрому росту проводимости атмосферы. Благодаря включению в модель обратной связи резко, за времена порядка нескольких миллисекунд возрастает число УЭ, генерирующих жесткое тормозное излучение. Однако характерное время нарастания импульса рентгеновского излучения, наблюдавшегося в натуральных экспериментах [11], имеет порядок единиц–десятков секунд (см. рис. 2), что не согласуется с участием релятивистской обратной связи в процессе генерации молнии.

В связи с фундаментальностью проблемы инициирования разряда молнии в физике атмосферного электричества и несомненной привлекательностью гипотезы об инициировании молнии фоновым космическим излучением, усиленным генерацией ЛРУЭ, необходимы дальнейшие исследования. В предлагаемой работе разработана двумерная численная модель атмосферного разряда в самосогласованном поле с участием УЭ высоких энергий, электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов. Выполнено численное моделирование формирования ионизованной области и ее поляризации с целью выяснения возможности генерации локальных полей напряженностью, достаточной для инициирования молнии, без участия релятивистской обратной связи.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ О РАЗВИТИИ РАЗРЯДА В САМОСОГЛАСОВАННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Анализ процессов в грозовом поле с участием ЛРУЭ принято вести в терминах перенапряжения электрического поля  $\delta = eE/F_{min}P$  относительно минимума силы трения, действующей на электрон в результате неупругих взаимодействий с молекулами воздуха  $F_{min} = 218P$  кэВ/м·атм. Напряженности пробойного поля в сухом воздухе ( $E_{br} \approx 26$  кВ/см) и в присутствии осадков ( $E_{br,pr} \approx 10\text{--}14$  кВ/см) соответствуют  $\delta_{br} \approx 11.5$  и  $\delta_{br,pr} \approx 4.5\text{--}6.5$ . Развитие ЛРУЭ в воздухе возможно, начиная с  $\delta_{th} \approx 1.3$  [10], чему соответствует критическая напряженность поля  $E_{th} \approx 2.83$  кВ/см при нормальных условиях. То обстоятельство, что пороговое значение  $\delta_{th} > 1$ , обусловлено рассеянием электронов на молекулах, в результате чего они движутся под углами к направлению электрической силы  $-eE$ .

В данной работе мы полагаем, что внешнее электрическое поле создается верхним положительным  $Q_p$  и равным ему по абсолютной величине нижним отрицательным  $Q_n$  зарядами, пространственная плотность которых распределена по закону Гаусса в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} \rho_p(z, r, t) &= \frac{Q_p(t)}{\pi\sqrt{\pi}l_{z,p}l_{r,p}^2} \exp\left(-\frac{(z-z_p)^2}{l_{z,p}^2}\right) \times \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{r^2}{l_{r,p}^2}\right), \\ \rho_n(z, r, t) &= \frac{Q_n(t)}{\pi\sqrt{\pi}l_{z,n}l_{r,n}^2} \exp\left(-\frac{(z-z_n)^2}{l_{z,n}^2}\right) \times \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{r^2}{l_{r,n}^2}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $z$  и  $r$  — вертикальная и радиальная координаты,  $z_p$  и  $z_n$  — вертикальные координаты центров «тяжести» положительного и отрицательного зарядов;  $l_{z,n}$ ,  $l_{r,n}$ ,  $l_{z,p}$ ,  $l_{r,p}$  — ширины распределений.

Полагается, что облако заряжается по линейному закону со скоростью  $k_{ch}$ :

$$Q_p(t) = -Q_n(t) = k_{ch}t. \quad (2)$$

Как показано в работе [21] сравнением с результатами численного моделирования методом Монте-Карло, пространственная кинетика УЭ в электрическом поле с высокой точностью моделируется диффузионно-дрейфовым уравнением:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n_{re}}{\partial t} + \\ & + \operatorname{div} (n_{re} \mathbf{v}_{re} - D_T (\nabla n_{re} - \mathbf{v}_{re} (\mathbf{v}_{re} \cdot \nabla n_{re}) / v_{re}^2)) - \\ & - D_L \mathbf{v}_{re} (\mathbf{v}_{re} \cdot \nabla n_{re}) / v_{re}^2 = -\nu_t n_{re} + \frac{n_{re}}{t_e} + S_{re}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $n_{re}$  — концентрация УЭ,  $\mathbf{v}_{re} = -u\mathbf{E}/E$  и  $u$  — соответственно вектор и абсолютная величина направленной скорости УЭ,  $D_T$  и  $D_L$  — коэффициенты поперечной и продольной диффузии относительно вектора  $\mathbf{E}$ ,  $\nu_t$  — частота релаксации УЭ до тепловых энергий,  $t_e$  — характерное время усиления ЛРУЭ в  $e$  раз,  $S_{re}$  — обусловленный фоновым космическим излучением внешний источник УЭ.

Зависимости от  $\delta$  кинетических коэффициентов  $u$ ,  $D_T$ ,  $D_L$  и  $t_e$  вычислены методом Монте-Карло по программе ЭЛИЗА [6, 21]. Направленная скорость  $u$  практически не зависит от перенапряжения  $\delta$  в диапазоне от 1.5 до 100, причем с хорошей точностью  $u = 0.9c$ , где  $c$  — скорость света в вакууме. Для коэффициентов диффузии в диапазоне  $\delta = 1.5$ –14 с погрешностью, не превышающей 13 %, справедливы следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned} D_L [\text{м}^2/\text{с}] &= 2.687 \cdot 10^8 \delta^{-1.715}, \\ D_T [\text{м}^2/\text{с}] &= 1.246 \cdot 10^9 \delta^{-1.973}. \end{aligned} \quad (4)$$

Зависимость  $\nu_t$  от  $\delta$  получена на основании следующих соображений. При движении через среду в поле с  $\delta < 1.3$  на УЭ действует сила торможения, равная по модулю  $F_{min}P - \langle \mu_{re} \rangle E$ , где  $\langle \mu_{re} \rangle$  — средний косинус угла между направлением вектора скорости электрона и направлением напряженности поля. Как следствие, УЭ теряет свою энергию со скоростью  $(1 - \langle \mu_{re} \rangle \delta) F_{min}Pu$ , так что

$$\nu_t = \frac{(1 - \langle \mu_{re} \rangle \delta) F_{min}Pu}{\langle \varepsilon_{re} \rangle}, \quad (5)$$

где средняя энергия электронов в ЛРУЭ  $\langle \varepsilon_{re} \rangle \approx 7$  МэВ для  $1.3 \leq \delta \leq 14$  [10, 22]. ЛРУЭ способны развиваться в воздухе начиная с  $\delta = 1.3$ , поэтому  $\nu_t(\delta = 1.3) = 0$ , тогда из формулы (5) следует соотношение  $1/\langle \mu_{re} \rangle = 1/3$ . Подставляя в (5) эту величину и численные значения  $u$ ,  $F_{min}$  и  $\langle \varepsilon_{re} \rangle$ , получаем следующую формулу:

$$\nu_t [\text{с}^{-1}] = \frac{1}{t_t} = \begin{cases} (1.3 - \delta)P \cdot 10^7, & \delta < 1.3, \\ 0 & \delta \geq 1.3. \end{cases} \quad (6)$$

Зависимость источника УЭ  $S_{re}$  от  $\delta$  вычислена методом Монте-Карло по специально написанной программе [23].

Кинетика электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов описывается традиционной системой уравнений без учета диффузии:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n_e \mathbf{v}_e = (\nu_{ion} - \nu_{att}) n_e - \\ & - \beta_{e+} n_e n_+ + \nu_{e+} n_{re} + S_{e+}, \\ & \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} n_+ \mathbf{v}_+ = \nu_{ion} n_e - \beta_{e+} n_e n_+ - \\ & - \beta_{+-} n_+ n_- + \nu_{e+} n_{re} + S_{e+}, \\ & \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} n_- \mathbf{v}_- = \nu_{att} n_e - \beta_{+-} n_+ n_-. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $n_e$ ,  $n_+$ ,  $n_-$  — концентрации;  $\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{v}_+ = \mu_+ \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{v}_- = -\mu_- \mathbf{E}$  и  $\mu_e$ ,  $\mu_{\pm}$  — скорости дрейфа и подвижности электронов и ионов;  $\nu_{ion}$  — частота ионизации молекул воздуха электронами низких энергий;  $\beta_{e+}$  и  $\beta_{+-}$  — коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительных и отрицательных ионов;  $\nu_{att} = [K_{diss} + K_{thr}N(z)]N_{O_2}(z)$  — частота прилипания электронов к молекулам кислорода,  $K_{thr}$  и  $K_{diss}$  — коэффициенты тройного и диссоциативного прилипания,  $N(z)$  и  $N_{O_2}(z)$  — локальные концентрации молекул воздуха и кислорода на высоте  $z$ ;  $\nu_{e+}$  — частота генерации электронов низких энергий и положительных ионов в ионизирующих соударениях УЭ с молекулами;  $S_{e+}$  — внешний источник электронов и положительных ионов, обусловленный фоновым космическим излучением. Локальные концентрации молекул воздуха и кислорода следующим образом зависят от высоты:  $N(z) = 2.688 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \cdot P(z)$  и  $N_{O_2}(z) = 0.2N(z)$ , где для  $P(z)$  использованы табличные данные [24].

Частота генерации электронов низких энергий и положительных ионов убегающими электронами выражается через цену образования одной электрон-ионной пары в воздухе  $\Delta \varepsilon_{ion} \approx 32$  эВ:

$$\nu_{e+} [\text{с}^{-1}] = F_{min}Pu / \Delta \varepsilon_{ion} \approx 2 \cdot 10^{12} P. \quad (8)$$

Для зависимостей остальных кинетических коэффициентов от  $E$  и  $P$  приняты следующие аппроксимации. Для частоты ионизации электронами низких энергий и коэффициентов прилипания электронов к молекулам воздуха [25, 26] имеем

$$\begin{aligned} \nu_{ion} [\text{с}^{-1}] &= 10^{-14.8-28.1/\xi} N(z), \\ K_{thr} [\text{м}^6/\text{с}] &= (4.7 - 0.25\xi) \cdot 10^{-43}, \\ K_{diss} [\text{м}^3/\text{с}] &= \begin{cases} 10^{-15.3-12.3/\xi}, & \xi \leq 8, \\ 10^{-16.8-5.7/\xi}, & \xi > 8, \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\xi = 10^{20}(\text{В} \cdot \text{м}^3)^{-1} E/N(z)$ . Подвижность ионов записываем в виде  $\mu_{\pm}[\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 2 \cdot 10^{-4}/P$  [26], коэффициенты рекомбинации —  $\beta_{e+}[\text{м}^3/\text{с}] = 2 \cdot 10^{-13}P$  и  $\beta_{+-}[\text{м}^3/\text{с}] = 2 \cdot 10^{-12}P$  [27]. Для скорости дрейфа электронов [28] имеем

$$v_e[\text{м/с}] = \begin{cases} 1.47 \cdot 10^4 x, & 0 \leq x < 0.251, \\ 0.737 \cdot 10^4 x^{1/2}, & 0.251 \leq x < 6.65, \\ 0.459 \cdot 10^4 x^{3/4}, & 6.65 \leq x < 421, \\ 2.08 \cdot 10^4 x^{1/2}, & 421 \leq x < 6860, \end{cases} \quad (10)$$

$$x = \frac{E}{3 \cdot 10^4 B/\text{м} \cdot P}.$$

Использован вычисленный методом Монте-Карло источник электрон-ионных пар  $S_{e+}$  за счет космического излучения [23].

Система уравнений (3) и (7) замыкается уравнением Пуассона для потенциала самосогласованного электрического поля:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{int} &= -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_+ - n_- - n_e - n_{re}), \\ \Delta\varphi_{ext} &= -\frac{\rho_p + \rho_n}{\varepsilon_0}, \\ \mathbf{E} &= -\nabla\varphi_{int} - \nabla\varphi_{ext}, \end{aligned} \quad (11)$$

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

В качестве начальных условий для системы (7) принято стационарное решение системы (7) в отсутствие электрического поля, которое согласно выполненным численным расчетам хорошо описывается следующим образом:

$$\begin{aligned} n_+ = n_- &= \sqrt{S_{e+}/\beta_{+-}}, \\ n_e &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

что объясняется большой скоростью прилипания электронов с формированием отрицательных ионов кислорода. Таким образом, получаются следующие начальные условия для системы (3), (7), (11):

$$\begin{aligned} n_+(\mathbf{r}, t=0) &= n_-(\mathbf{r}, t=0) = \\ &= \sqrt{S_{e+}(z)/\beta_{+-}(z)}, \\ n_e(\mathbf{r}, t=0) &= 0, \\ n_{re}(\mathbf{r}, t=0) &= 0, \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t=0) &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

На границе расчетной области принято условие для концентраций частиц:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\mathbf{r}_{bound}} = 0, \quad (14)$$

где  $F = \{n_+, n_-, n_e, n_{re}\}$  — любая из функций в скобках,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали к границе, определяемой радиус-вектором  $\mathbf{r}_{bound}$ . Выбор данного граничного условия обусловлен тем, что на границе концентрации практически не меняются.

Потенциал на границе расчетной области обычно вычисляется следующим образом:

$$\varphi(\mathbf{r}_{bound}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{e(n_+ - n_- - n_e - n_{re}) dV}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}|}, \quad (15)$$

где интегрирование ведется по объему расчетной области, занятой пространственным зарядом. Такой подход неэффективен для вычисления  $\varphi_{int}$  на границе: в нашем случае на вычисление интеграла (15) в каждой граничной точке требуются затраты времени, превышающие затраты на численное решение уравнения Пуассона (11). Для вычисления потенциала на границе мы воспользовались тем обстоятельством, что основная часть заряда, нарабатываемого разрядом, сосредотачивается в середине расчетной области вдали от границы. Поэтому потенциал  $\varphi_{int}$  вычисляется разложением по мультипольным моментам до квадрупольного момента включительно:

$$\begin{aligned} \varphi_{int}(\mathbf{r}_{bound}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left[ \frac{Q_+}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_+|} + \right. \\ &+ \frac{Q_-}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_-|} + \frac{(\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_+, \mathbf{d}_+)}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_+|^3} + \\ &+ \frac{(\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_-, \mathbf{d}_-)}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_-|^3} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 D_+^{ij} \frac{(x_{bound}^i - x_+^i)(x_{bound}^j - x_+^j)}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_+|^5} + \\ &+ \left. \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 D_-^{ij} \frac{(x_{bound}^i - x_-^i)(x_{bound}^j - x_-^j)}{|\mathbf{r}_{bound} - \mathbf{r}_-|^5} \right]. \quad (16) \end{aligned}$$

Здесь

$$Q_{\pm} = \int_V \rho_{\pm}(\mathbf{r}) dV$$

— заряды,

$$\mathbf{r}_{\pm} = \int_V \mathbf{r} \rho_{\pm}(\mathbf{r}) dV / Q_{\pm}$$

— радиус-векторы центров масс зарядов,

$$\mathbf{d}_{\pm} = \int_V (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\pm}) \rho_{\pm}(\mathbf{r}) dV$$

— дипольные моменты,

$$D_{\pm}^{ij} = \int_V (3(x^i - x_{\pm}^i)(x^j - x_{\pm}^j) - \delta_{ij} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\pm}|^2) \rho_{\pm}(\mathbf{r}) dV$$

— тензоры квадрупольных моментов,  $\rho_{\pm} = 0.5(\rho \pm |\rho|)$ .

Поскольку положительный заряд, в основном, сосредоточен в головной части прорастающего разрядного канала, а отрицательный (в форме отрицательных ионов) — в его теле, целесообразно выделить отдельно подсистемы положительного и отрицательного зарядов, что позволяет повысить точность расчета потенциала на границе данным методом.

Потенциал  $\varphi_{ext}$  вычисляется один раз перед началом счета задачи и для вычисления его граничного значения использована формула (15).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Ввиду цилиндрической симметрии задача является двумерной. Система уравнений (3), (7), (11) решалась численно в пространственной области, ограниченной следующим образом:  $z_{min} = 4 \text{ км} \leq z \leq z_{max} = 8 \text{ км}$  и  $0 \leq r \leq r_{max} = 1.3 \text{ км}$ . Для решения системы уравнений (3) и (7) использовалась явная схема первого порядка точности по пространственной координате (UPWIND). Шаг по времени при решении системы уравнений (7) и (11),  $\Delta t = 10^{-5} \text{ с}$ , подобран таким образом, чтобы выполнялось условие Куранта для уравнений (7) и, кроме того, условие  $\Delta t < 0.1 \tau_m$ , где  $\tau_m = \epsilon_0 / \sigma$  — максвелловское время релаксации поля. Исходя из условия Куранта, для уравнения (3) принят временной шаг  $\Delta t_{re} = 10^{-9} \text{ с}$ . Поскольку проводящий канал прорастает сверху вниз, принята адаптивная пространственная сетка: в области головки канала шаг по оси  $z$  принят равным  $\Delta z = 2 \text{ м}$ , а в остальной части расчетной области —  $\Delta z = 10 \text{ м}$  (полное число ячеек равно 484), по оси  $r$  использована неравномерная сетка с экспоненциально растущим шагом, причем на оси симметрии  $\Delta r = 2 \text{ м}$  (полное число ячеек равно 275).

Расчеты выполнялись для следующей конфигурации зарядов грозового облака (1):  $l_{z,n} = l_{z,p} = 300 \text{ м}$ ,  $l_{r,n} = l_{r,p} = 600 \text{ м}$ ,  $z_n = 5 \text{ км}$ ,  $z_p = 7 \text{ км}$ . Скорость роста зарядов облака  $k_{ch}$  варьировалась.

Таблица. Результаты расчетов

$k_{ch}$ , Кл/с	$\delta_{max}$	$\zeta_{max}$	$N_{\gamma,emis}$	$Q_{cl}^f$ , Кл
13	11.5	21	$2 \cdot 10^{17}$	15.7
4.3	11.5	18.6	$7.5 \cdot 10^{16}$	15.9
2.2	11.5	16.8	$3.0 \cdot 10^{16}$	16.6
1.6	11.5	15.8	$2 \cdot 10^{16}$	17.4
1.3	9.8	14.7	$1.2 \cdot 10^{16}$	18.4

Результаты приведены в таблице, где  $\delta_{max}$  — максимальное значение перенапряжения поля;

$$\zeta_{max} = \int_{z_p}^{z_n} \frac{dz}{u(\delta(z)) t_e(\delta(z))}$$

— максимальное число длин усиления ЛРУЭ, достигнутое внутри облака в процессе развития разряда (интегрирование ведется вдоль оси симметрии задачи);  $Q_{cl}^f$  — заряд облака в момент достижения полем максимального значения;  $N_{\gamma,emis}$  — суммарное число  $\gamma$ -квантов, эмитируемых потоком УЭ за время развития разряда, которое вычислено по формуле

$$N_{\gamma,emis} = \int_0^{t_{max}} \int_V \nu_{\gamma,re} n_{re}(\mathbf{r}, t) dV dt, \quad (17)$$

$\nu_{\gamma,re} = 10^7 \text{ с}^{-1}$  — частота генерации фотонов [29], а интегрирование ведется по всему объему счетной области и по времени от нуля до момента, когда достигается максимальная напряженность поля.

Из результатов расчетов видно, что пробойное значение перенапряжения в отсутствие осадков  $\delta_{br} \approx 11.5$  достигается в диапазоне  $k_{ch}$  от 1.6 Кл/с до 13 Кл/с. Для  $k_{ch} = 1.3 \text{ Кл/с}$  максимальное значение перенапряжения равно 9.8, что превосходит величину  $\delta_{br,pr} \approx 4.5\text{--}6.5$ , необходимую для старта лидера молнии в присутствии осадков. Число длин усиления  $\zeta_{max}$  при изменении  $k_{ch}$  от 1.3 Кл/с до 13 Кл/с меняется от 15 до 21. Согласно пределу, установленному Дуайером, число длин усиления в области разряда не может превышать 10 [30], поскольку включается эффект обратной релятивистской связи, приводящий к уничтожению поля. Ограничение по обратной связи получено для случая однородного электрического поля и равенства поперечного и продольного размеров области, занятой полем, что в нашей постановке не выполняется, и по-

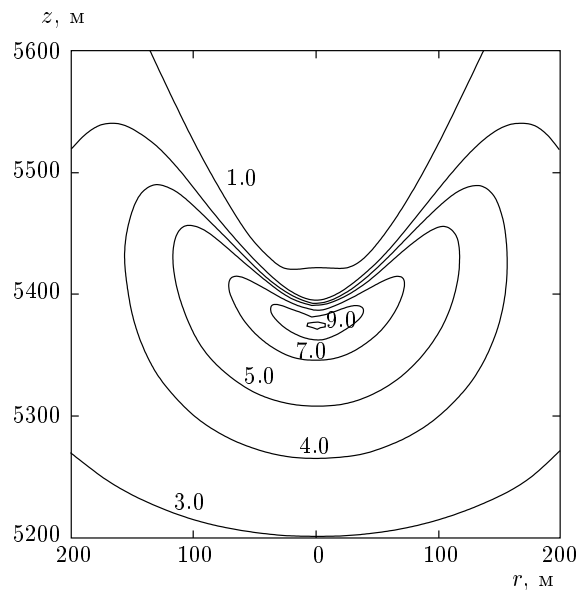
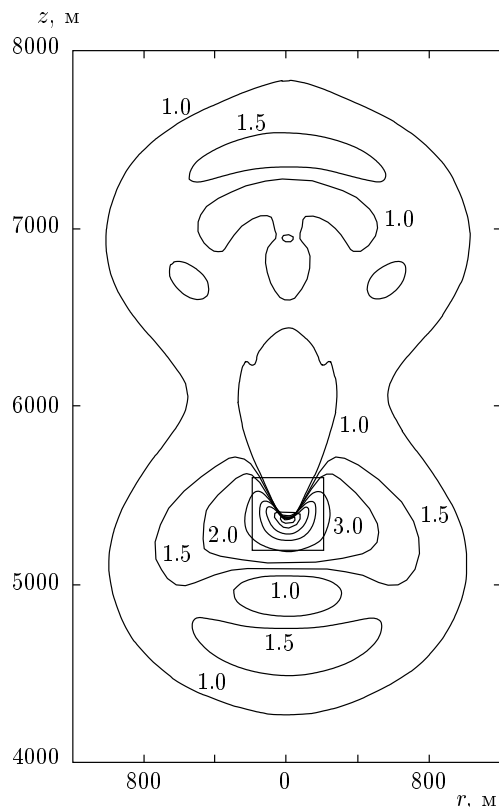


Рис. 3. Пространственное распределение перенапряжения в момент достижения полем пробойного значения;  $l_{z,n} = l_{z,p} = 300$  м,  $l_{r,n} = l_{r,p} = 600$  м,  $z_n = 5$  км,  $z_p = 7$  км,  $k_{ch} = 1.6$  Кл/с

этому данное ограничение, скорее всего, не выполняется. Число эмитированных фотонов тормозного излучения УЭ  $N_{\gamma,emis} \approx 10^{16}-10^{17}$  близко к рассчитанному в работе [17]  $N_{\gamma,emis}$  для источника импульсов излучения, находящегося на высоте 3–4 км.

На рис. 3 иллюстрируется пространственное распределение перенапряжения поля в момент достижения пробойного значения в головке канала  $t = 10.7$  с для случая  $k_{ch} = 1.6$  Кл/с. На рис. 4 приведена временная эволюция перенапряжения на оси разряда. В момент максимума поля заряд облака составлял примерно 17 Кл, что вполне соответствует наблюдаемым зарядам [31, 32]. Максимальная внутриоблачная разность потенциалов достигает 350 МВ. На рис. 5 показано изменение суммарного числа УЭ в процессе развития разряда. Видно, что число УЭ растет практически по экспоненциальному закону, причем ширина максимума импульса УЭ относится к секунднему диапазону, что качественно согласуется с характерными временами наблюдавшихся импульсов проникающего излучения, предшествующих вспышке молнии [11].

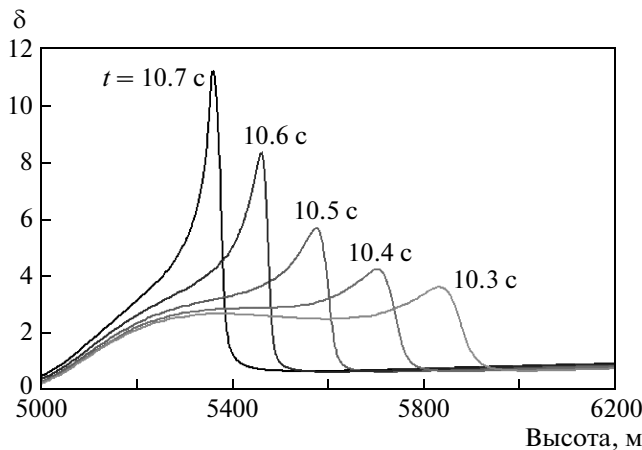


Рис. 4. Распределение перенапряжения поля вдоль оси разряда для разных моментов времени;  $l_{z,n} = l_{z,p} = 300$  м,  $l_{r,n} = l_{r,p} = 600$  м,  $z_n = 5$  км,  $z_p = 7$  км,  $k_{ch} = 1.6$  Кл/с

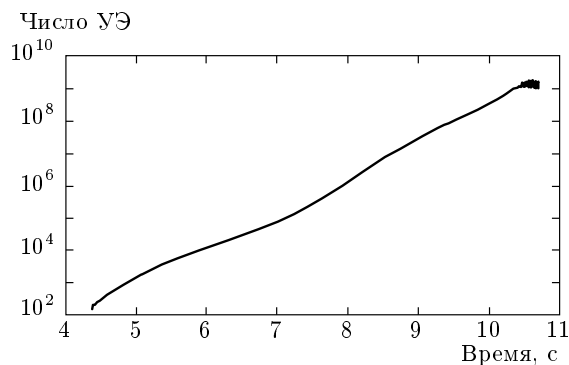


Рис. 5. Зависимость от времени числа убегающих электронов;  $l_{z,n} = l_{z,p} = 300$  м,  $l_{r,n} = l_{r,p} = 600$  м,  $z_n = 5$  км,  $z_p = 7$  км,  $k_{ch} = 1.6$  Кл/с

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью верификации гипотезы о возможности инициирования молнии в результате поляризации проводящего канала, созданного ионизацией атмосферы космическим излучением, усиленной лавинами релятивистских УЭ [4, 5], в приближении сплошной среды построена двумерная численная модель атмосферного разряда в самосогласованном электрическом поле с учетом кинетики релятивистских УЭ, электронов низких энергий, положительных и отрицательных ионов. Выполнено моделирование процесса формирования в атмосфере проводящего канала, созданного в результате развития лавин релятивистских УЭ, инициируемых фоновым космическим излучением. Из результатов расчетов следует, что для реалистичных конфигураций и величин зарядов грозового облака и напряженности грозового поля в результате развития разряда локально достигаются значения напряженности поля, при которых возможен старт лидера молнии. В работах [4, 5] анализировался механизм инициирования молнии в результате развития лавин релятивистских УЭ, инициируемых ШАЛ. Хотя в связи с результатами численного моделирования [18] участие ШАЛ в инициировании молнии кажется маловероятным, сама идея о локальном усилении грозового поля до пробойной величины вследствие поляризации плазмы канала, развивающегося в результате ионизации атмосферы, пусть не ШАЛ, а фоновым космическим излучением с последующим развитием лавин релятивистских убегающих электронов [4, 5], представляется плодотворной и требует дальнейшего исследования. Как видно из таблицы, такой механизм естественным образом позволяет объяснить

наблюдаемое усиление проникающего излучения в окрестности грозового облака, непосредственно предшествующее вспышке молнии [11]. Согласно рис. 5 длительность импульса тормозного излучения УЭ имеет порядок 1 с, что согласуется с длительностью наблюдавшегося усиления рентгеновского излучения [11], в отличие от результата анализа с учетом релятивистской обратной связи [19], согласно которому время усиления поля относится к миллисекундному диапазону. В пользу смоделированного сценария инициирования молнии свидетельствует и тот факт, что в момент старта молнии значения напряженности поля, измеряемые внутри облаков, находятся вблизи порога убегания электронов в воздухе [6].

Л. П. Бабич и И. М. Куцык выражают глубокую благодарность А. В. Гуревичу, К. П. Зыбину и Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupré) за многолетнее плодотворное сотрудничество по физике атмосферного электричества, продолжением которого явилась данная работа. Авторы глубоко благодарны Т. Ньюберту (T. Neubert) и Х. Халдоупису (C. Haldoupis), европейским коллабораторам в проекте МНТЦ № 3993, в рамках которого выполнена данная работа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworths, London (1964).
2. R. Solomon, V. Schroeder, and M. B. Baker, *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **127**, 2683 (2001).
3. T. C. Marshall, M. Stolzenburg, C. R. Maggio, L. M. Coleman, P. R. Krehbiel, T. Hamlin, R. J. Thomas, and W. Rison, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L03813 (2005).
4. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and J. A. Valdivia, *Phys. Lett. A* **231**, 402 (1997).
5. A. V. Gurevich, K. P. Zybin, and R. A. Roussel-Dupré, *Phys. Lett. A* **254**, 79 (1999).
6. T. C. Marshall, W. Rison, W. D. Rust, M. Stolzenburg, J. C. Willet, and W. P. Winn, *J. Geophys. Res.* **100**, 815 (1995).
7. A. V. Gurevich, G. M. Milikh, and R. A. Roussel-Dupré, *Phys. Lett. A* **165**, 463 (1992).
8. R. A. Roussel-Dupré, A. V. Gurevich, T. Tunnel, and G. M. Milikh, *Kinetic Theory of Runaway Air Breakdown and the Implications for Lightning*



- Initiation*, Los Alamos Nat. Lab., Los Alamos, Rep. LA-12601 (1993).
9. R. A. Roussel-Dupré, A. V. Gurevich, T. Tunnel, and G. M. Milikh, *Phys. Rev. E* **49**, 2257 (1994).
  10. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, Р. И. Илькаев, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Физика плазмы* **30**, 666 (2004); L. P. Babich, E. N. Donskoy, R. I. Il'kaev, I. M. Kutsyk, and R. A. Roussel-Dupré, *Plasma Phys. Rep.* **30**, 616 (2004).
  11. M. McCarthy and G. K. Parks, *Geophys. Res. Lett.* **12**, 393 (1985).
  12. K. B. Eack, W. H. Beasley, D. W. Rust, T. C. Marshall, and M. J. Stolzenberg, *Geophys. Res.* **101**, 29637 (1996).
  13. K. B. Eack, W. H. Beasley, D. W. Rust, T. C. Marshall, and M. J. Stolzenberg, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 2915 (1996).
  14. T. Torii, T. Sugita, S. Tanabe, Y. Kimura, M. Kamogawa, K. Yajima, and H. Yasuda, *Geophys. Res. Lett.* **36**, L13804 (2009).
  15. H. Tsuchiya, T. Enoto, S. Yamada, T. Yuasa, M. Kawaharada, T. Kitaguchi, M. Kokubun, H. Kato, M. Okano, S. Nakamura, and K. Makishima, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 165002 (2007).
  16. H. Tsuchiya, T. Enoto, T. Torii, K. Nakazawa, T. Yuasa, S. Torii, T. Fukuyama, T. Yamaguchi, H. Kato, M. Okano, M. Takita, and K. Makishima, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 255003 (2009).
  17. L. P. Babich, E. I. Bochkov, E. N. Donskoi, and I. M. Kutsyk, *J. Geophys. Res.* **115**, A09317 (2010).
  18. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, *Геомагнетизм и аэрономия* **49**, 247 (2009).
  19. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L20808 (2005).
  20. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **30**, 2055 (2003).
  21. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, *ЖЭТФ* **139** (2011).
  22. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **31**, L12102 (2004).
  23. Л. П. Бабич, Е. И. Бочков, И. М. Куцык, *Геомагнетизм и аэрономия* **47**, 709 (2007).
  24. *Таблицы физических величин*, под ред. И. К. Кикоина, Атомиздат, Москва (1976).
  25. Н. Л. Александров, Ф. И. Высоцкий, Р. Ш. Исламов, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, В. Г. Певгов, *ТВТ* **19**, 22 (1981).
  26. Н. Л. Александров, Ф. И. Высоцкий, Р. Ш. Исламов, И. В. Кочетов, А. П. Напартович, В. Г. Певгов, *ТВТ* **19**, 485 (1981).
  27. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).
  28. А. И. Голубев, А. В. Ивановский, А. А. Соловьев, В. А. Терехин, И. Т. Шморин, в сб. *Вопросы атомной науки и техники*, сер. Теор. и прикладн. физ. (1985), вып. 2, с. 17.
  29. Л. П. Бабич, Е. Н. Донской, И. М. Куцык, Р. А. Рюссель-Дюпре, *Геомагнетизм и аэрономия* **44**, 697 (2004).
  30. J. R. Dwyer, *Geophys. Res. Lett.* **113**, D10103 (2008).
  31. М. Юман, *Молния*, Мир, Москва (1972).
  32. V. A. Rakov and M. A. Uman, *Lightning Physics and Effects*, Cambridge Univ. Press, New York (2003).