

УДК: 551.594

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДНЫХ ЯВЛЕНИЙ В НИЖНИХ И ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Ю.А. Пластинин¹, И.Ю. Скрыбышева²

Представлено численное моделирование зарядно-разрядных процессов в нижних и верхних слоях атмосферы Земли. Рассчитана спектральная яркость высотного разряда. Проведено сравнение результатов модельных расчётов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: ТРОПОСФЕРА, МЕЗОСФЕРА, АТМОСФЕРА, ИОНОСФЕРА, ИЗЛУЧЕНИЕ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ, НАПРЯЖЁННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД, СПЕКТРАЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Исследования кратковременных заоблачных электрических явлений, наблюдаемых в области высот от 30 до 80 км, показали их способность сбрасывать отрицательный заряд, локально возбуждать частицы земной атмосферы и, как следствие, влиять на плазменно-химический состав мезосферы, на распространение радиоволн [1, 2]. Суть общей физической картины явления в кратковременном и крупномасштабном увеличении неоднородной электронной концентрации и проводимости в нижней области ионосферы над грозowymi центрами с последующим выбросом энергичных и возбуждённых частиц, вызывающим цепные термосферно-ионосферные процессы (ионизацию и увеличение электронной концентрации в *D*-области).

Кроме того, проводимые с борта орбитальных КА оптические эксперименты по изучению этих явлений включены в общегосударственную программу исследований глобальных атмосферно-ионосферных процессов, связанных с локальными климатическими изменениями [3]. Поэтому целью настоящей работы является модельное изучение инициирования пробоев в атмосфере Земли как низкочастотных электромагнитных колебаний, не рассматривая лидерные механизмы их распространения.

Первопричиной любых электрических разрядов в атмосфере является образование и пространственное разделение положительных и отрицательных зарядов, обуславливающих возникновение сильных электрических полей. Различают три разновидности атмосферных разрядов [2, 4]:

- коронный и искровой самостоятельные разряды, наблюдаемые в зонах значительной облачности на высотах тропосферы $h \leq 15$ км и длящиеся около 0,2 мс (молнии);
- разновидности стримерной короны в области пониженной плотности воздуха, стартующие на вершинах грозowych туч $h \sim 14\div 18$ км и распространяющиеся вверх до высот $\sim 40\div 50$ км в виде голубых струй (джеты);
- распространяющиеся вниз высотные заоблачные разряды, возникающие в мезосфере и нижней термосфере на высотах от 50 до 90 км и тесно связанные с молниевой активностью (спрайты). В нижней мезосфере свечение спрайтов неоднородно и распадается на каналы, похожие на лабораторные стримеры, получаемые при высоком напряжении на электродах;
- кольцеобразные красные свечения в горизонтальной плоскости над спрайтами на высоте ~ 100 км (эльфы).

Из перечисленных заоблачных разрядов наиболее распространёнными являются эльфы (на них приходится $\sim 96\%$), далее идут спрайты ($\sim 3\%$) и джеты ($\sim 1\%$). Все они являются не очень яркими и бесшумными, кратковременными (транзиентными): продолжительность свечения, например, спрайтов составляет 0,01-0,1 с.

¹ Пластинин Юрий Александрович – начальник отдела, Федеральное Государственное унитарное предприятие «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения» (ФГУП ЦНИИмаш), (495)513-50-38, e-mail: yuplastinin@rambler.ru

² Скрыбышева Ирина Юрьевна – ведущий научный сотрудник, ФГУП ЦНИИмаш, (495)513-47-91, e-mail: 103300@rambler.ru

В 2013 г. в ходе КЭ «Релаксация» транзиентные явления наблюдались в области высот от 30 до 90 км и выше с помощью НА «Фиалка-МВ-Космос» с борта РС МКС. Была измерена яркость наблюдаемых грозных разрядов в верхней атмосфере Земли, максимальное значение которой составило $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ Вт/см² ср в УФ-диапазоне спектра [3].

Для расчёта яркости свечения возникающих разрядов в рассматриваемом диапазоне высот необходимо определить их источники. Вклад в излучение вносят разогреваемые сильным электрическим полем атомы и электроны (самопроизвольное, вынужденное, рекомбинационное и тормозное виды излучения). Величина пробойного электрического поля E_k зависит от давления газа в соответствии с законом Пашена $E_k/p = Const$ и для воздуха при атмосферном давлении составляет $E_k = 3,2 \cdot 10^6$ В/м [5, 6]. Именно такая напряжённость возникает между подстилающей поверхностью Земли и кучево-дождевыми облаками перед инициированием электрических разрядов. На рис. 1 представлены рассчитанные высотные зависимости проводимости мезосферы и напряжённости внешнего электрического поля, достаточного для развития электрического разряда. Проводимость мезосферы определялась с помощью следующего выражения [7]

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e \nu_e(T_e)}$$

где N_e – концентрация электронов (рассчитывалась по модели **IRI**); $\nu_e(T_e) = 1.84 \cdot 10^{-8} N_m \left(\frac{T_e}{1000} \right)^{5/6}$ – частота столкновения электронов. Таким образом, например, для высоты 70 км плотность тока в разряде составит $j = \sigma E_k = 15,5$ А/см².

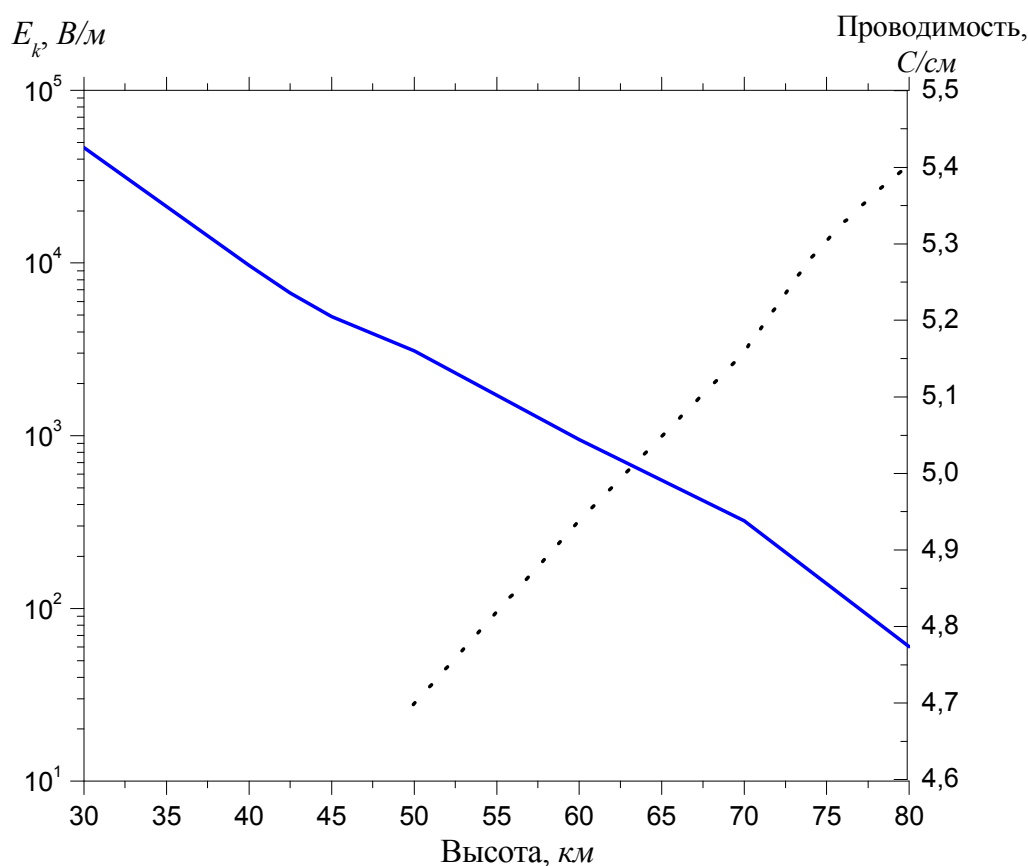
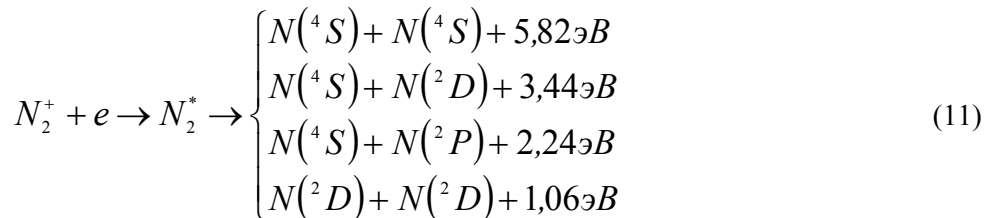
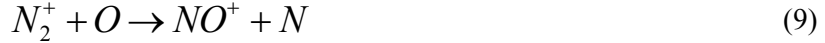
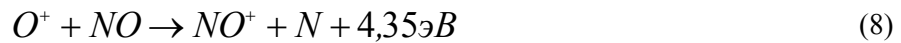
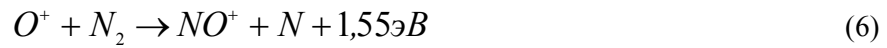
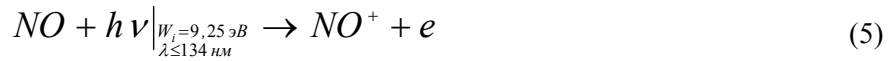
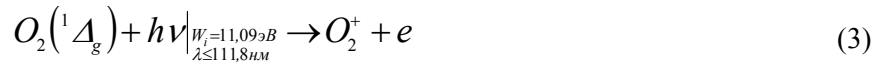


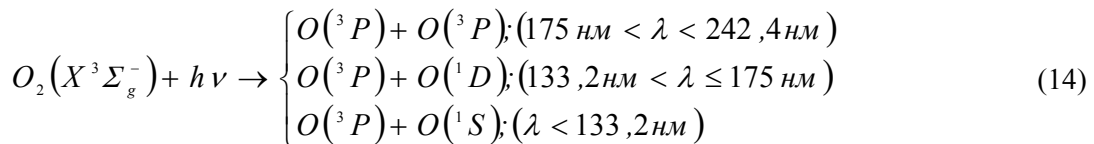
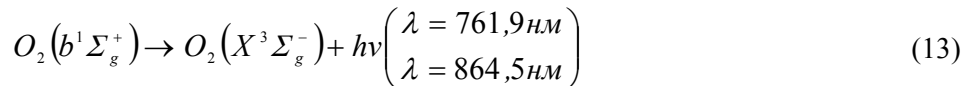
Рис. 1. Высотные зависимости проводимости мезосферы и напряжённости внешнего электрического поля, достаточного для развития электрического разряда.

Условия для зажигания разряда в мезосфере (на высоте около 80 км) создаются после положительного разряда в тропосфере, приводящего к формированию не скомпенсированного отрицательного заряда в облаке. На определённой высоте электрическое поле начинает преобладать над пробойным (рис. 1) и возникает высотный заоблачный разряд. При дальнейшем протекании тока в канале молнии не скомпенсированный заряд в облаке растёт, но на больших высотах электрическое поле не увеличивается, а начинает релаксировать из-за резкого роста проводимости, связанного с ионизацией молекул N_2 и O_2 в электрическом поле.

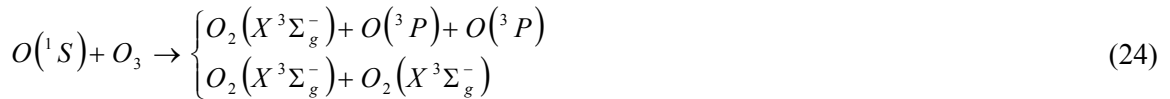
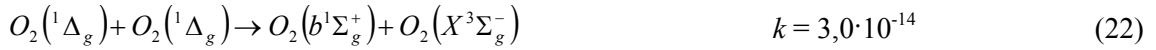
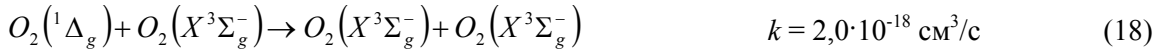
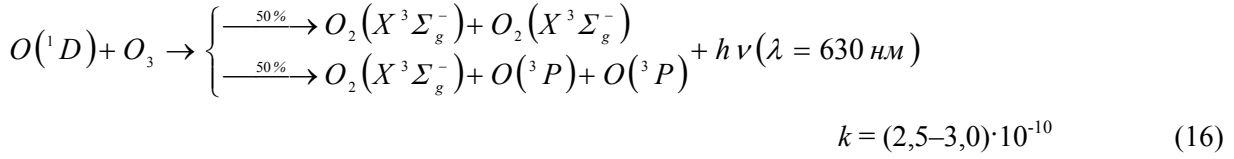
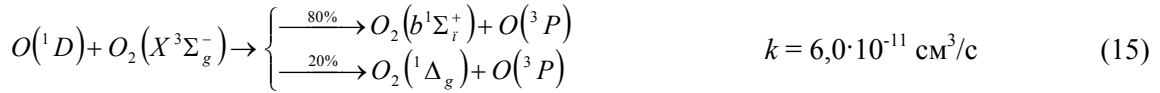
Рождение и гибель положительных ионов определяют следующие процессы [10]:



Для O_2^* возможны следующие процессы тушения и фотодиссоциации [8, 9]:



Реакция (14) охватывает полосы Герцберга и Шумана-Рунге при $\lambda > 175$ нм, а также континуум Шумана-Рунге при $\lambda > 133,2$ нм. Переходы метастабильных атомов кислорода в основное и промежуточное состояние запрещённые, поэтому происходит плазмохимическое тушение $O(^1D)$ и $O(^1S)$ [8-10]:

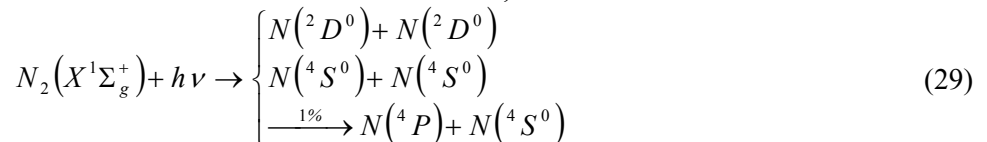


Плазмохимическое тушение метастабильных атомов кислорода $O(^1D)$ возможно также в реакциях с молекулярным водородом.

Фото возбуждение молекул азота происходит, главным образом, в области первых положительных полос, вторых положительных полос, полос Вегарда-Каплана, а также в области полос Лаймана-Бёрджа-Хопфильда при 100 – 150 нм. Излучение таких возбуждённых молекул приходится на область дальнего УФ – 180-225 нм с характерным временем излучения ~ 150 мкс, что создаёт трудности при его регистрации.

При давлениях более 1 Торр основной вклад в излучение вносят 2^+N_2 (ближний УФ 300-400 нм; характерное время излучения ~ 50 нс), превышая в 10-100 раз излучение 1^+N_2 . Последние начинают доминировать при давлениях ~ 0,1÷0,01 Торр (560-620 нм, 640-700 нм и ближний ИК-диапазон спектра 700-800 нм, 830-910 нм; характерное время излучения ~ 5-6 мкс) [1]

Фотодиссоциация молекулярного азота в области крайнего ультрафиолета (60–100 нм) происходит с образованием метастабильных атомов азота $^2D^0, ^4S^0$



которые в результате спонтанного излучения также вносят вклад в свечение атмосферы вблизи ~ 650 нм.

Яркость свечения атмосферных разрядов пропорциональна их мощности, которая связана с величиной напряжённости электрического поля E , создаваемого разрядом. Далее определим значения этих величин для случая линейной молнии.

АТМОСФЕРНЫЕ РАЗРЯДЫ В ТРОПОСФЕРЕ

По направлению распространения атмосферные разряды в тропосфере делятся на два вида – удар в землю (или восхождение) и молнии междуоблачного (внутриоблачного) типа [11].

По суммарному заряду молнии бывают как положительные, так и отрицательные [12]. В общем представлении разделение заряда в облачной среде рассматривают как следствие конвекции – быстрого подъема прогретого насыщенного влагой воздуха, который, охлаждаясь, формирует облачные системы вертикального развития [13, 14]. В верхней части таких атмосферных образований температура составляет $\leq -40^\circ\text{C}$, там образуются частицы льда, взаимодействие которых на фоне быстрого восходящего потока приводит к разделению зарядов.

Часть положительных зарядов, которые образуются в грозном облаке и уносятся молниями, уходит в ионосферу, из которой они вновь возвращаются к поверхности земли через ионизированную космическими лучами и радиоактивными элементами атмосферу [15]. Их движение происходит под действием электрического поля заряда поверхности Земли. В результате течёт положительный ток «атмосфера-поверхность Земли», примерно равный зарядному току молний. Таким образом, грозные облака являются генераторами глобальной электрической токовой цепи.

Также грозная активность зависит от солнечной активности:

- в любой точке Земли грозная активность максимальна в (15÷16) часов по местному времени;
- на развитие грозного облака влияет степень ионизации столба воздуха над его вершиной, источником которой являются главным образом галактические космические лучи, а также коротковолновое излучение Солнца в УФ- и рентгеновском диапазоне и заряженные частицы солнечного ветра (электроны и протоны), проникающие в магнитосферу Земли через её высокоширотные области. В результате многолетних наблюдений радиосигналов, порождаемых молниевыми разрядами, установлено, что грозная активность изменяется в противофазе с уровнем солнечной активности в 11-летнем солнечном цикле, т. е. в фазе с изменениями потока космических лучей. В периоды минимума солнечной активности поток космических лучей в атмосфере максимален, и грозная активность максимальна, а в период максимума солнечной активности – наоборот.

Далее рассмотрим механизмы формирования заряда в облаках.

Зарождение молнии происходит в центральной части грозного облака. Чтобы на масштабе в несколько километров возникло электрическое поле, сравнимое по величине с пробойным (~ 30 кВ/см для сухого воздуха в нормальных условиях), нужно, чтобы беспорядочный обмен зарядами при столкновениях облачных твердых или жидких частиц привел к согласованному эффекту сложения микротоков в макроскопический ток величиной до нескольких ампер, достаточный для быстрого (десятки секунд) процесса разделения зарядов. Как показали измерения электрического поля на поверхности Земли, а также внутриоблачной среды, в типичном грозном облаке «основной» отрицательный заряд – в среднем несколько десятков кулон – занимает интервал высот, соответствующий температурам от -10 до -25°C . «Основной» положительный заряд составляет также несколько десятков кулон, но располагается выше основного отрицательного, поэтому большая часть молниевых разрядов облако-земля отдает земле отрицательный заряд. В нижней части облака часто обнаруживается меньший по величине (~ 10 Кл) положительный заряд.

Для объяснения структуры поля и заряда в грозном облаке рассматривается множество механизмов разделения зарядов. Они зависят от таких факторов, как температура, фазовый состав среды, спектр размеров облачных частиц. Так, например, в работе [16] рассматривается процесс образования кучевых облачных структур как результат адиабатического охлаждения воздуха, при котором происходит конденсация водяного пара на центрах нуклеации. Последними служат преимущественно аэрозольные частицы. В зависимости от географического расположения (континентальное или над морской поверхностью) изменяется процентный состав наиболее важных

газов и паров тропосферы. Если основными составляющими свободной атмосферы вплоть до высот ~ 100 км являются молекулярный азот и молекулярный кислород, среди её малочисленных компонент, также важных для внутриоблачной среды, на высотах тропосферы присутствуют следующие соединения [16]: H_2O , O_3 , OH , HO_2 , H_2O_2 , CH_3OOH , CH_4 , HCHO , HCOOH , CO , CO_2 , NO , NO_2 , NO_3 , N_2O_5 , HNO_2 , HNO_3 , HOONO_2 , NH_3 , SO_2 , COS , H_2S , HCl . Их физико-химическая кинетика в газофазной и жидкофазной среде облака обуславливает по сути электролитическое формирование заряда.

Величина заряда dq , передаваемого за одно соударение в облачной среде, зависит от величины самого электрического поля [13]. По параметру dq подразделяют все механизмы на индукционные и безиндукционные. Для первого класса механизмов заряд dq зависит от величины и направления внешнего электрического поля и связан с поляризацией взаимодействующих частиц. Безиндукционный обмен зарядами между сталкивающимися частицами в явном виде от напряженности поля не зависит и является главным при столкновениях мелких (размерами от единиц до десятков микрон) кристаллов льда и частиц снежной крупы (размерами порядка нескольких миллиметров). В лабораторных экспериментах было установлено наличие характерного значения температуры, при которой меняется знак заряда dq , – точки реверса, лежащей между -15 и -20°C . Эта особенность сделала рассмотренный механизм главным, так как с учетом типичного профиля температуры в облаке она объясняет многопольную структуру распределения плотности заряда.

Как показали экспериментальные исследования, многие грозовые облака обладают еще более сложной структурой пространственного заряда (до шести слоёв). Особенно интересны мезомасштабные (с горизонтальными масштабами от десятков до сотен километров) конвективные системы, служащие важным источником грозовой активности. Их характерная черта – наличие единой электрической структуры, включающей область интенсивной конвекции и протяженную (до нескольких сотен километров) стратифицированную область. В области стратификации восходящие потоки достаточно слабые, но электрическое поле имеет устойчивую многослойную структуру. Вблизи нулевой изотермы здесь формируются достаточно узкие (толщиной в несколько сотен метров) и стабильные слои пространственного заряда, во многом ответственные за высокую молниевую активность мезомасштабных конвективных систем.

Кроме упомянутых механизмов авторами работы [17] предложен механизм генерации электрических зарядов в грозовых облаках на основе коронного разряда на каплях воды. Суть этого механизма сводится к следующему. Если в каплях воды содержится некоторое количество анионов и катионов, то под действием внешнего электрического поля капли вытягиваются, превращаясь в эллипсоид, и на их противоположных концах скапливаются положительные и отрицательные ионы. Из-за разделения зарядов возле положительного конца капли возникает сильное электрическое поле, которое ускоряет и размножает электроны, возникающие под действием жёсткого космического излучения. Так происходит коронный разряд на положительном конце капли. Значительная часть вторичных электронов прилипает к тяжёлым частицам в плазмохимических реакциях. Затем положительные и отрицательные ионы могут прилипнуть к каплям воды или исчезнуть в реакциях ионной рекомбинации и формировать заряд.

ИНИЦИИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ РАЗРЯДОВ В ОБЛАЧНОЙ СРЕДЕ

В настоящее время не существует общепринятой точки зрения на механизм инициирования молниевых разрядов, так как из измерений электрических полей внутри грозового облака с помощью зондов известно, что поля существенно ниже, чем требуется для электрического пробоя в воздухе [6]. В связи с этим существует ряд гипотез об инициации молний, одна из которых предполагает наличие кратковременных флуктуаций, в которых поля превышают пробойные значения.

Для определения условия зажигания электрического разряда оценим среднее электрическое поле пробоя $E_{\text{ср}}$ для типового грозового облака. Разность потенциалов V между центрами зарядов Q (при $Q \sim 40$ Кл, $\tilde{L} \sim 2\div 5$ км – расстояние между центрами зарядов, сосредоточенных внутри облаков) составляет $V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\tilde{L}} \approx \frac{40}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 5000} \sim 10^8 \text{ В}$. Тогда $E_{\text{ср}} \sim 200 \text{ В/см}$, что соответствует

порядку поля у земли под грозовым облаком. В самом грозовом облаке напряжённость на порядок больше.

Максимальная напряженность электрического поля в грозовых облаках не превышает обычно 2 кВ/см, что существенно ниже порога пробоя сухого воздуха на рассматриваемых высотах (около 10 кВ/см на высоте 3 км над уровнем моря по данным ракетного зондирования). Тем не менее пробой происходит по следующим причинам:

– в грозовом облаке разряд развивается во влажном воздухе, содержащем частицы различного размера;

– пороговое поле достигается в некоторой пространственной области (например, на масштабе < 10 м или на микромасштабах из-за усиления поля на частицах) и на довольно короткое время, так что обычные датчики поля не обеспечивают требуемого пространственно-временного разрешения при регистрации.

Альтернативным объяснением инициации искры в достаточно слабом поле может служить развитие лавины быстрых электронов с энергией ~1 МэВ и более [18]. Такие электроны могут ускоряться в поле облака благодаря падению силы торможения с ростом энергии частицы. Порог развития лавины почти на порядок ниже обычного порога пробоя сухого воздуха, поэтому при наличии затравочных частиц высокой энергии, которые поставляются космическими лучами, развитие лавины в облаке может породить локализованную область высокой проводимости, способную инициировать искру.

Теперь рассмотрим двухлидерную систему [2, 4]. Пусть изолированное грозовое облако (как отдельная гроздовая ячейка) имеет протяжённость в несколько километров. В верхней его части накапливается положительный заряд, в нижней – отрицательный. И как следствие, на подстилающем участке земной поверхности наводится положительный заряд. Нижняя часть грозового облака и подстилающий участок поверхности образуют конденсатор, который «разряжает» нисходящая линейная молния (отрицательный лидер). Далее положительно заряженное облако наводит на подстилающей поверхности отрицательный заряд и становится возможным возникновение восходящей линейной молнии (положительного лидера).

Как показывают наблюдения [12], самые короткие – отрицательные однокомпонентные разряды. Ток в их канале прекращается за доли миллисекунды. Восходящие однокомпонентные положительные разряды могут пропускать ток менее 1 кА вплоть до 0,5 с (рис. 2).

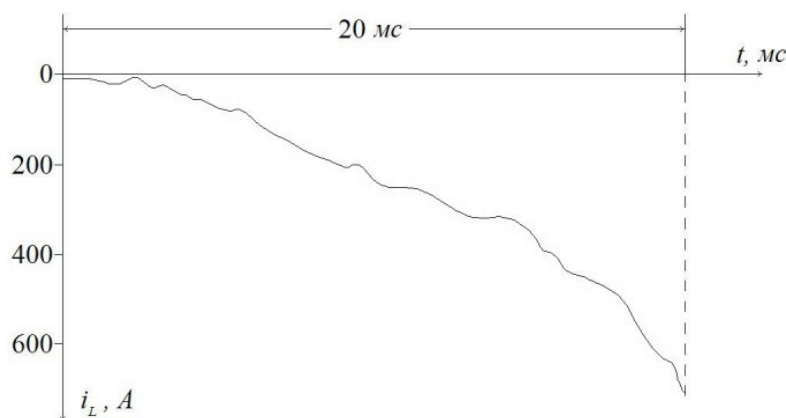


Рис. 2. Оциллограмма лидерного тока восходящей молнии

НИСХОДЯЩИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД

При разрядах ток и длина его импульса изменяются мгновенно, поэтому в упрощённой математической модели разряда используют *усреднённые по времени средние величины тока* для исключения их нулевых значений. Тогда разряд можно рассматривать в виде тонкого столба прямолинейного постоянного тока I_1 длины L диаметром $2r_0$ (рис. 3) [11].

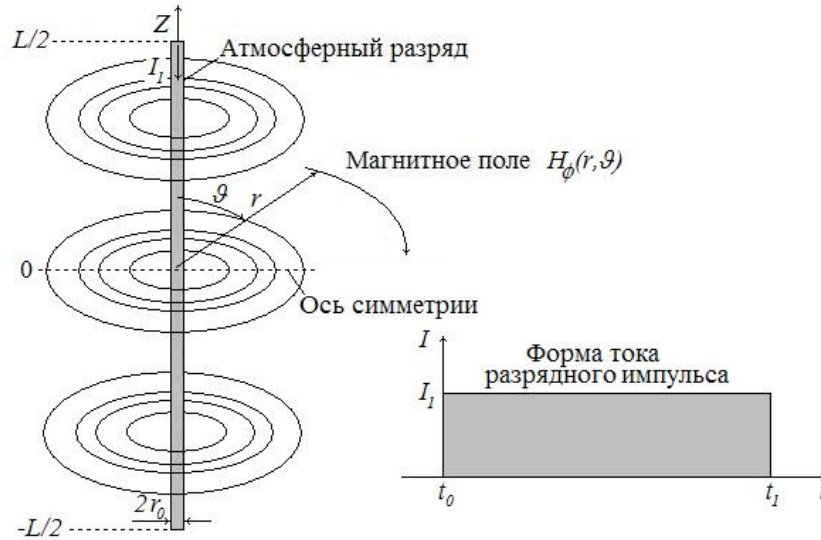


Рис. 3. Упрощённая модель молнии

Обычная толщина разрядного столба составляет $2r_0 \sim 0,4$ м и ток в нём может достигать величин ~ 30 кА. Разрядный ток $I(t)$ по длине L между облаками начинается в момент времени t_0 и заканчивается за время Δt в момент $t_1 = t_0 + \Delta t$. Длина импульса тока $\Delta t \sim 10^{-3}$ с.

Большая часть электростатической энергии атмосферного электричества диссипирует и расходуется на излучение в окружающем пространстве, оставшаяся – сохраняется в виде магнитоэлектростатической энергии разрядного канала. Излучаемая часть энергии достаточно мала, что следует из предположения частотной зависимости компоненты тока $I(\omega)$ от Δt :

$$I(\omega) = \frac{I_1}{2\pi} \cdot \frac{\text{Sin}(\omega \Delta t / 2)}{\omega \Delta t / 2},$$

причём частота изменения токовых характеристик разрядного канала $< 10^3$ Гц (низкочастотный разряд). Тогда пропорциональная ω^2 его радиационная эффективность мала и большая часть энергии, в избытке диссипирующей, является не расходуемая на излучение энергия магнито-статического поля.

Найдём электрическое поле, возбуждаемое линейным током L в вакууме (поскольку плотность электронов в данной области атмосферы низка, плотностью пространственного заряда можно пренебречь). Вне тока L электромагнитное поле определяется из уравнений Максвелла [19]

$$\text{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \text{div} \vec{H} = 0; \tag{30}$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \text{div} \vec{E} = 0$$

На линии тока L составляющая напряженности магнитного поля имеет конечное значение. Для получения уравнения колебаний поля введём потенциалы \vec{A} и φ :

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}; \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \tag{31}$$

которые взаимосвязаны равенством

$$\text{div} \vec{A} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0. \tag{32}$$

Векторный потенциал вне тока L удовлетворяет однородному уравнению колебаний

$$\Delta \vec{A} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0. \tag{33}$$

Введём декартову систему координат, расположенную в плоскости тока L . Направим ось y вдоль тока L . Пусть $\vec{A} = A(x, y, t)\vec{y}^0$, где \vec{y}^0 – единичный вектор оси Y . Тогда функция $A(x, y, t)$ удовлетворяет однородному уравнению колебаний вне линии тока L

$$\Delta A - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (34)$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная. Равенство нулю правой части выражения (34) говорит об отсутствии сторонних токов и зарядов в среде вне тока L .

Таким образом, проведённые преобразования позволили получить волновое уравнение гиперболического типа (34). С учётом временного характера электромагнитного поля решение этого уравнения в координатах X и Y можно записать в общем виде

$$A = \mathcal{A}_0 \cdot (\sin(kx + s_1) - \sin(ky + s_2)) \cdot \sin(\omega t + \varphi_0) \cdot e^{-\omega t}, \quad (35)$$

где \mathcal{A}_0 – амплитуда процесса; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\omega = 2\pi/T$ – циклическая частота.

Для решения внешней краевой задачи расчёта электрического поля, создаваемого прямолинейным током L в непроводящем пространстве, необходимо уравнение (34) дополнить граничными условиями первого рода:

$$\begin{aligned} A(x, y, t) \Big|_{\substack{x \in [x_{\min}; x_{\max}] \\ y = y_{\max} \\ t = t_{\min}}} &= A_1 = -\mathcal{A}_0 \cdot (\sin(kx + s_1) - \sin(ky + s_2)) \cdot \sin(\omega t + \varphi_0) \cdot e^{-\omega t}, \\ A(x, y, t) \Big|_{\substack{x = x_{\min} \\ y \in [y_{\min}; y_{\max}] \\ t = t_{\min}}} &= A(x, y, t) \Big|_{\substack{x = x_{\max} \\ y \in [y_{\min}; y_{\max}] \\ t = t_{\min}}} = A_2 = \mathcal{A}_0 \cdot (\sin(kx + s_1) - \sin(ky + s_2)) \cdot \frac{\sin(\omega t + \varphi_0)}{\omega t + \delta}, \\ A(x, y, t) \Big|_{\substack{x \in [x_{\min}; x_{\max}] \\ y = y_{\min} \\ t = t_{\min}}} &= -A_1. \end{aligned} \quad (36)$$

Пусть $s_i = \varphi_0 = 0$. Тогда $k \sim 3 \cdot 10^6$ при $\omega = 1$ кГц, а амплитудное значение напряжённости электрического поля, которую создаёт прямолинейный ток L на окружности диаметра $\varnothing = 40$ см, охватывающей линию тока, составляет $\mathcal{A}_0 = I \Delta t / \varepsilon_0 \pi \varnothing^2$, где I – ток в канале восходящей молнии, Δt – продолжительность разрядного процесса. Экспериментально установленные значения I_{\max} нисходящего отрицательного разряда могут составлять более 10 кА, в то время как на начальной стадии это значение составляет около 10% от I_{\max} [12]

Тогда $\mathcal{A}_0 = 2,2 \cdot 10^{13}$ В/м.

Решение краевой задачи (34) с граничными условиями (36) в плоскости электрического разряда представлено на рис. 4. График затухающих гармонических колебаний $\mathcal{A}_0(t)$ представлен на рис. 5.

По проведённым модельным расчётам максимальная напряжённость электрического поля в грозовом облаке в первую микросекунду разрядного процесса составляет $\sim 4,9 \cdot 10^7$ В/м. К $\sim 0,185$ мс основной заряд сбрасывается, и максимальная амплитуда стационарного значения напряжённости поля не превышает 3 кВ/см, что соответствует пороговой величине. Если оценивать длительность разряда по стационарному значению поля, то она составляет $\sim 0,2$ мс, что согласуется с представленными выше экспериментальными данными [2, 4].

Таким образом, рассчитанное максимальное амплитудное значение напряжённости $4,9 \cdot 10^7$ В/м будем использовать далее в расчётах поля восходящего положительного разряда.

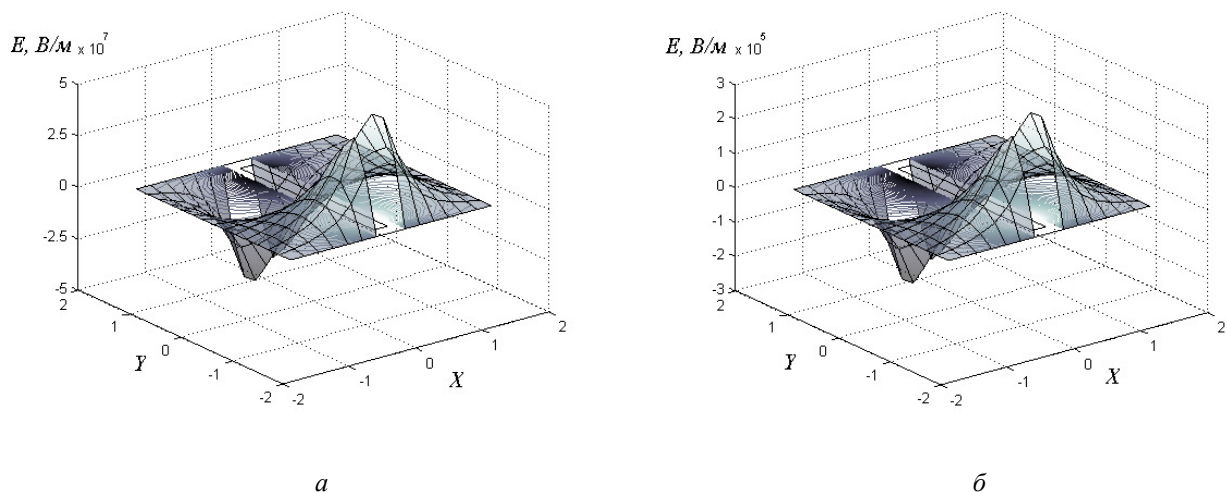


Рис. 4. Электромагнитные колебания диполя (*a* – $t = 1$ мкс; *б* – $0,2$ мс). Силовые линии магнитного поля изображены в плоскости, параллельной XOY .

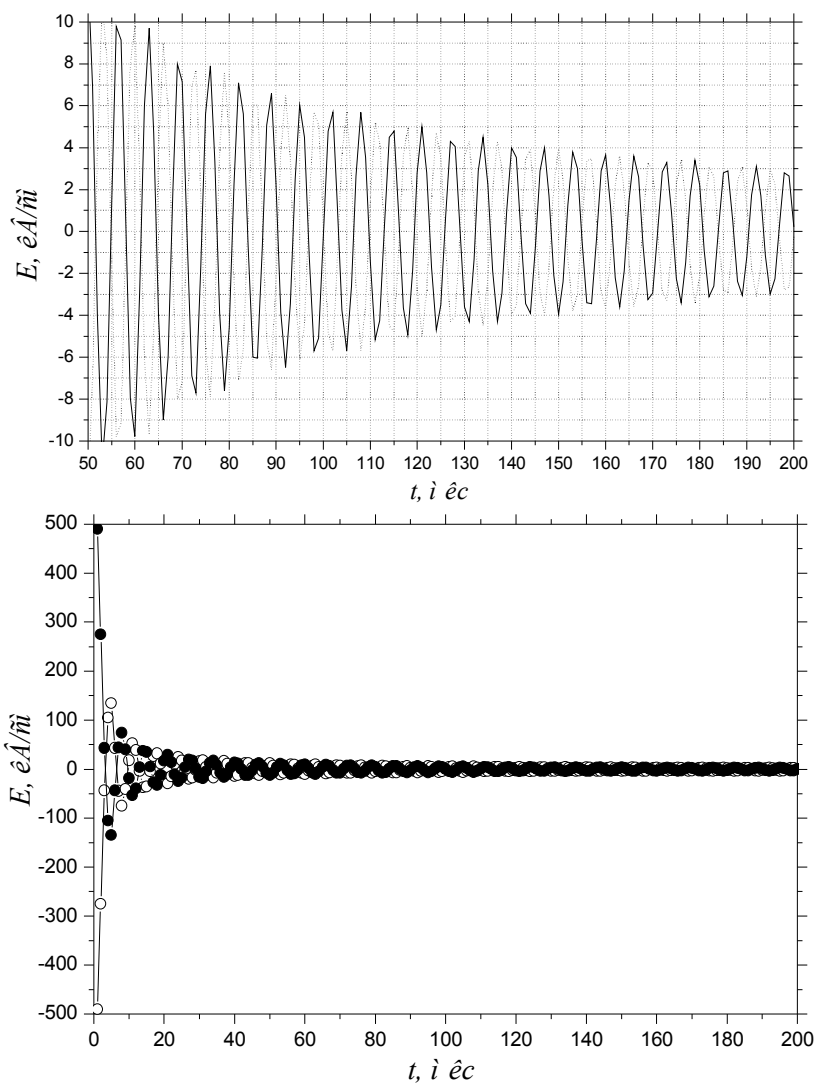


Рис. 5. Усреднённые по координате X затухающие гармонические колебания амплитуды напряжённости электрического поля диполя

ВОСХОДЯЩИЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД

Для расчёта напряжённости электрического поля восходящего разряда также решаем краевую задачу (34) с граничными условиями (36), где значение $A_0 = 4,9 \cdot 10^7$ В/м. Результаты расчётов представлены на рис. 6, 7.

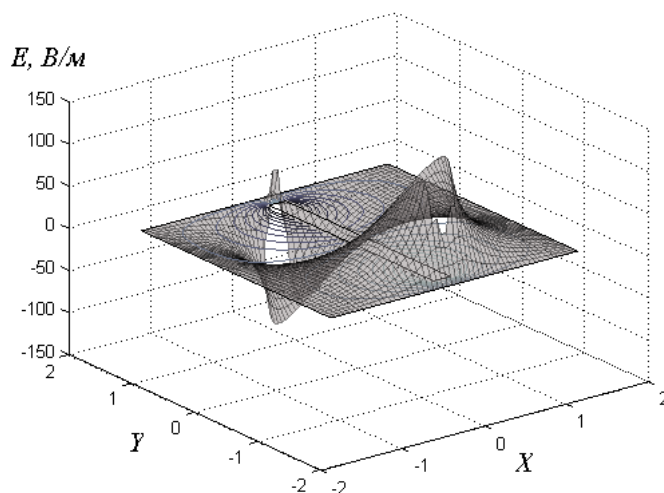


Рис. 6. Электромагнитные колебания диполя; $t = 1$ мс.

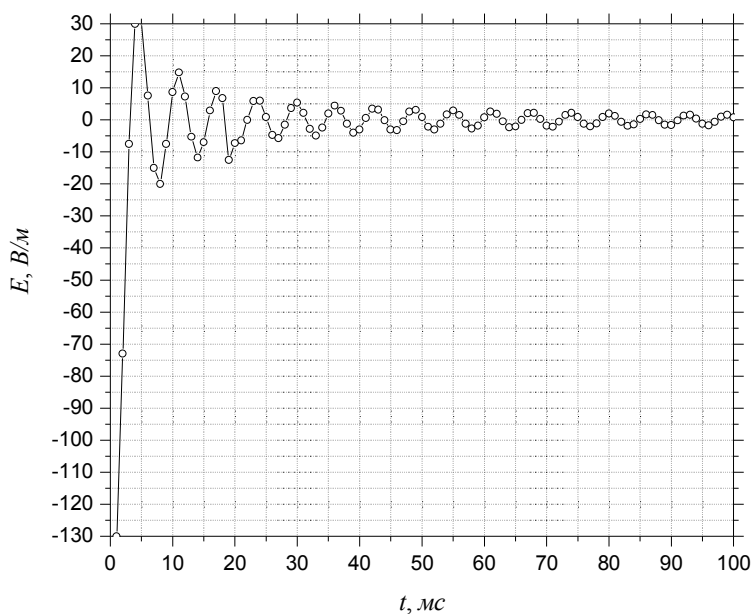


Рис. 7. Усреднённые по координате X затухающие гармонические колебания отрицательной амплитуды напряжённости электрического поля диполя

По проведённым модельным расчётам максимальная амплитуда напряжённости электрического поля разряда равна ~ 130 В/м, что достаточно для инициирования разряда в мезосфере на высотах более 75 км (рис. 1). Далее это значение используется в исходных данных при вычислении характеристик разрядов в мезосфере.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрим поле заоблачного электрического разряда, которое создаётся системой линейных токов в холодной слабо ионизированной плазме. Вне системы линейных токов электромагнитное поле определяется из уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_{Tot}; \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0; \tag{37}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}$$

Характер напряжённости электрического и магнитного полей определим также с помощью потенциалов \vec{A} и φ (см. равенство (31)). Тогда после некоторых преобразований получаем следующее уравнение

$$-\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{\mu \mu_0} \Delta A - \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial A}{\partial t} = J_{Tot} . \tag{38}$$

Правая часть уравнения (38) определяет плотность тока мезосферы $J_{Tot} = \sigma E = 6,5 \text{ A/cm}^2$ (проводимость мезосферы σ определялась по рис. 1, её значение равно 5 C/cm ; величина напряжённости электрического поля рассчитывалась выше и составляет $1,3 \text{ В/см}$).

На рис. 8 представлено численное решение уравнения (38) с начальными граничными условиями (35) в плоскости, перпендикулярной системе линейных токов, для характерных временных интервалов. Рис. 9 демонстрирует релаксацию гармонических колебаний положительной и отрицательной амплитуд средней гармоники электрического поля системы линейных токов.

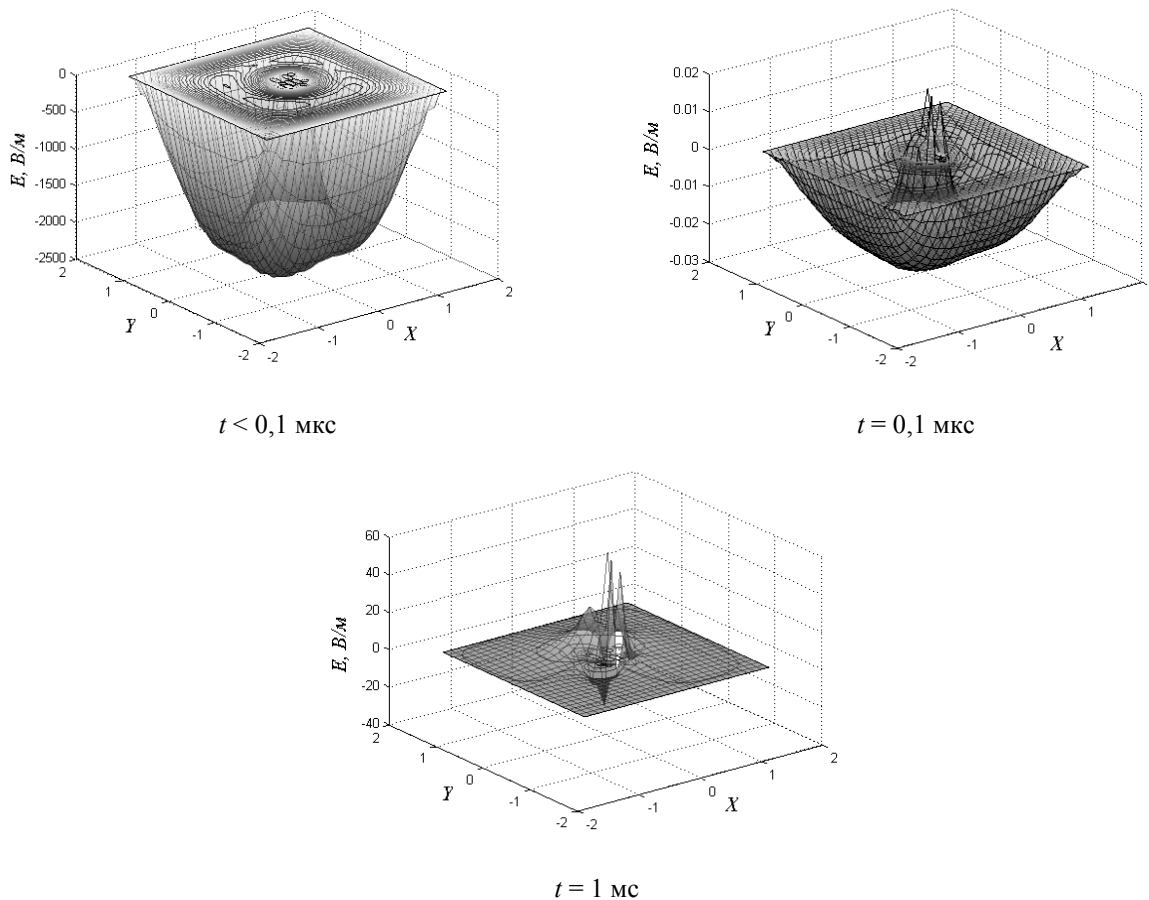


Рис. 8. Релаксация электромагнитных колебаний системы линейных токов.

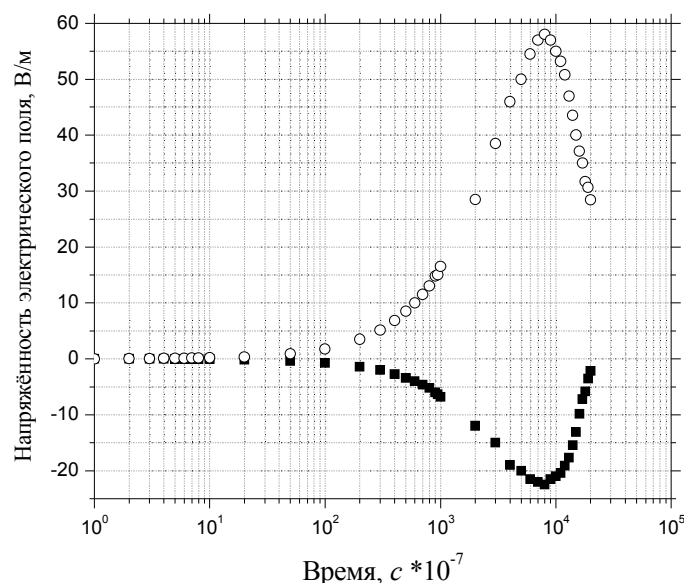


Рис. 9. Релаксация положительной и отрицательной амплитуд усреднённой гармоник электрического поля системы линейных токов.

Проведённые расчёты позволили сделать следующее заключение:

– сброс отрицательного заряда, как результат положительного восходящего разряда, наводящего в нижней ионосфере Земли отрицательное электрическое поле, происходит в доли микросекунды, после которого возникает нарастание положительной амплитуды напряжённости в течение $\sim 0,8$ мс;

– на 0,8 мс достигается максимальное значение амплитуды $E_{max} = 60 \text{ В/м}$ с последующей релаксацией ($E = 21 \text{ В/м}$ на третьей миллисекунде).

Теперь определим яркость полученного разряда \mathfrak{J} в УФ-диапазоне спектра

$$\mathfrak{J} = \frac{W}{Sd\Omega},$$

где $W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2\Delta\tau}$ – мощность излучения; $\Delta\tau$ – время релаксации свечения; S – площадь поперечного

сечения источника излучения – тлеющего электрического разряда, моделируемого системой линейных токов; $d\Omega$ – элемент телесного угла. При $E = E_{max} = 60 \text{ В/м}$ и $\Delta\tau = 0,4 \text{ мс}$ $W = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}$.

Тогда $\mathfrak{J} = \frac{4 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}}{Sd\Omega \text{ см}^2 \text{ ср}}$. В этом выражении неизвестный параметр S зависит от количества

линейных токов n . В проведённых расчётах предполагалось $n = 10$. Однако этот вопрос остаётся открытым и требует дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При моделировании зарядно-разрядных процессов в нижних и верхних слоях атмосферы использовалась двухлидерная модель. Проведённые расчёты определили максимальную напряжённость электрического поля в грозном облаке в первую микросекунду нисходящего разряда, которая составила $\sim 4,9 \cdot 10^7 \text{ В/м}$, и далее, после сброса основного заряда к $\sim 0,185 \text{ мс}$, её значение не превысило 3 кВ/см , что соответствует пороговой величине. При этом длительность разряда составила $\sim 0,2 \text{ мс}$, что согласуется с экспериментальными данными [2, 4].

Максимальная амплитуда напряжённости электрического поля восходящего разряда составила $\sim 130 \text{ В/м}$, что достаточно для инициирования разряда в мезосфере на высотах более 75 км .

При моделировании зарядно-разрядных процессов в верхних слоях атмосферы (как результат положительного восходящего разряда) определялась релаксация усреднённых гармоник

электрического поля системы линейных токов. Установлено, что в начальной стадии процесса происходит сброс отрицательного заряда в считанные доли микросекунды, после чего формируется источник излучения – тлеющий электрический разряд. На 0,8 мс его развития положительная гармоника напряжённости поля достигает своего максимального значения 60 В/м с последующей релаксацией до 21 В/м на третьей миллисекунде процесса.

Рассчитана спектральная яркость излучения релаксирующего разряда, которая составила $\mathfrak{S} = \frac{4 \cdot 10^{-5}}{S d \Omega} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{ср}}$, где площадь поперечного сечения системы разрядных каналов S зависит от их

количества n . В проведённых расчётах предполагалось $n = 10$. Однако этот вопрос остаётся открытым и требует дальнейших исследований.

THE SIMULATION OF DISCHARGE PHENOMENA IN THE LOWER AND UPPER LAYERS OF THE EARTH'S ATMOSPHERE

Plastinin Yu., A., Sckrabisheva I.Yu.

Is presented numerical simulation of charged-discharge processes in the lower and upper layers of the Earth's atmosphere. The spectral brightness of high-altitude discharge is calculated. Is conducted comparison of model calculation results with the data obtained from experiments.

KEY WORDS: TROPOSPHERE, MEZOSPHERE, ATMOSPHERE, IONOSPHERE, RADIATION, ELECTROMAGNETIC FLUCTUATIONS, TENSION (STRENGTH) OF THE ELECTRIC FIELD, ELECTRIC DISCHARGE, SPECTRAL BRIGHTNESS, MATHEMATICAL SIMULATION.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костинский А.Ю. Разряды в средней и верхней атмосфере: последние результаты и будущее оптических и спектральных методов наблюдения // В Сборнике трудов VII Всероссийской конференции по атмосферному электричеству. СПб. 24-28 сентября. 2012. С. 143-147.
2. Бекряев В.И. Молнии, спрайты и джеты. РГГМУ – 2009.
3. Медведева А.И., Пластинин Ю.А., Сжёнов Е.Ю., Сипачёв Г.Ф. Исследования из космоса грозовых образований в верхних слоях атмосферы Земли//«Космонавтика и ракетостроение», 2011, вып.2(63), с. 126-132.
4. Тарасов Л.В. Ветры и грозы в атмосфере Земли. Учебное пособие. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2011. 280 с.
5. Hu W., Cummer S. A., Lyons W. A. Testing sprite initiation theory using lightning measurements and modeled electromagnetic fields // Journal of Geophysical Research, V. 112, D13115, doi:10.1029/2006JD007939, 2007.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 3-е изд. перераб. и доп. – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2009. 736 с.
7. Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А., Мареев Е.А. Возмущения электрического поля и состава средней атмосферы под действием высотных разрядов // В Сборнике трудов VII Всероссийской конференции по атмосферному электричеству. СПб. 24-28 сентября. 2012. С. 71-73.
8. Атмосфера. Справочник. – Ленинград: Гидрометеоздат. 1991.
9. Окабе Х. Фотохимия малых молекул. – М.: «Мир». 1981.
10. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука. 1988.
11. Wessel-Berg T. Ball Lightning and Light Phenomena: A Common Origin?// Journal of Scientific Exploration. Vol 18. No. 3. Pp.439-481. 2004
12. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты. – М.: Физматлит. 2001. 320 с.
13. Мареев Е.А., Трахтенгерц В.И. Загадки атмосферного электричества // Природа. № 3. 2007.
14. Stolzenburg M. et al. // J. Geophys. Res. 1998. V.103. P.14097-14108.
15. Ермаков В.И., Стожков Ю.И. Физика грозовых облаков. – М.: ФИАН. 2004.
16. Global Aspects of Atmospheric Chemistry / R.Zellner guest ed. – Darmstadt: Steinkopff, Ney York: Springer, 1999 (Topics in physical chemistry; Vo. 6).
17. Карелин А.В. Механизм генерации электричества в грозовых облаках и тропических ураганах // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ – 2010. Т.118. № 5. С. 45 – 49.
18. Гуревич А.В., Караштин А.Н., Рябов В.А., Чубенко А.П. и др. Нелинейные явления в ионосферной плазме. Влияние космических лучей и пробоя на убегающих электронах на грозовые разряды // УФН. 2009. Т. 179. С. 779-790.
19. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М. 1977. 742 с.