

УДК 551.594.2

ФРАКТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА. I. ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ

*Д. И. Иудин, С. С. Давыденко**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе предложена новая модель компактного внутриоблачного разряда, рассматривающая его как результат взаимодействия двух (или более) биполярных стримерных структур, формирующихся в сильном крупномасштабном электрическом поле грозового облака. Модель предполагает две стадии развития компактного разряда. На предварительной стадии в грозовом облаке в области сильного электрического поля (в окрестности границы основного положительного и основного отрицательного слоёв пространственного заряда или основного положительного и отрицательного экранирующего слоёв) последовательно возникают две или более биполярные стримерные структуры. Время развития таких структур определяется характеристиками образующих их проводящих каналов и может достигать десятков миллисекунд. Пространственно-временная синхронизация биполярных стримерных структур обеспечивается высотной модуляцией электрического поля, возможным источником которой может служить, в частности, крупномасштабная турбулентность облачной среды или потоковая неустойчивость. Показано, что одиночная биполярная стримерная структура по мере своего развития накапливает вблизи своих концов значительные электрические заряды разного знака. Начало основной стадии компактного внутриоблачного разряда соответствует возникновению проводящего канала (пробой промежутка) между развитыми стримерными структурами, при которой накопленный на смежных концах структур электрический заряд нейтрализуется за время, много меньшее длительности предварительной стадии. При этом параметры возникающего импульса тока хорошо согласуются с оценками тока компактного внутриоблачного разряда, полученными в приближении передающей линии.

1. ИСТОРИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КОМПАКТНЫХ ВНУТРИОБЛАЧНЫХ РАЗРЯДОВ

В работе [1] впервые были опубликованы результаты наблюдения необычных внутриоблачных разрядов, электрическое поле которых в дальней зоне имело вид одиночного биполярного импульса с длительностью $10 \div 30$ мкс, сопровождавшегося сверхмощным коротким всплеском высокочастотного излучения. В дальнейшем эти электрические источники были выделены в отдельный класс и получили название компактных внутриоблачных разрядов (КВР). Несмотря на многолетние исследования КВР и значительный объём накопленных к настоящему времени экспериментальных данных, природа этого явления во многом остаётся неясной. В данной работе предлагается новая модель компактных внутриоблачных разрядов, основанная на фрактальном подходе к описанию их электрической структуры.

1.1. История исследований компактных внутриоблачных разрядов

В начале 80-х годов прошлого века были опубликованы результаты регистрации электромагнитного излучения облачных электрических разрядов с весьма необычными свойствами [1]. Основной особенностью таких разрядов был мощный всплеск высокочастотного излучения на частотах от 3 до 300 МГц, уровень которого значительно превосходил соответствующие значения для типичных внутриоблачных разрядов и разрядов облако—земля. Синхронно с всплеском

* davyd@appl.sci-nnov.ru

высокочастотного излучения некалиброванные наземные датчики регистрировали характерное изменение низкочастотного электрического поля в виде биполярного импульса с полной длительностью $10 \div 20$ мкс (в эксперименте [1] критерием для начала регистрации импульса электрического поля являлось превышение интенсивности излучения на частоте 3, 139 или 295 МГц заданного достаточно высокого уровня). Согласно [1] длительность биполярного импульса намного превосходила длительность всплеска высокочастотного излучения, который регистрировался в окрестности максимума импульса электрического поля, а амплитуда биполярного импульса составляла приблизительно $1/3$ пикового значения электрического поля при типичном возвратном ударе. При этом направление электрического поля на первом полупериоде биполярного импульса было противоположно направлению поля хорошей погоды, т. е. биполярный импульс имел обратную полярность по сравнению с всплеском поля при отрицательном разряде облако—земля.

В последующие годы экспериментальному и теоретическому исследованию таких разрядов было посвящено значительное число работ, которые дали достаточно полную картину их электромагнитного излучения. В частности, в работе [2] были проведены широкополосные измерения радиационной компоненты электрического поля E и его производной dE/dt для нескольких десятков коротких биполярных импульсов, а по данным измерений величины dE/dt были вычислены спектральные плотности энергии и мощности импульса электрического поля. На основе нормировки и усреднения биполярных импульсов положительной полярности (когда для наземного наблюдателя электрическое поле на первом полупериоде импульса направлено вверх) в [2] были получены следующие параметры импульса: длительность начальной (положительной) части импульса по уровню половины максимума поля 2,4 мкс, интервал между максимумами положительного и отрицательного поля 11 мкс, отношение величин указанных максимумов 8,9, полная длительность $20 \div 30$ мкс. Среднее пиковое значение электрического поля импульса в пересчёте на расстояние 100 км от разряда составило $(8 \pm 5,3)$ В/м (0,72 от соответствующего значения для среднего импульса поля возвратного удара), а среднее пиковое значение производной поля оказалось равным (20 ± 15) В/(м·мкс). При этом изменение фонового электрического поля на интервале измерения с длительностью 400 мкс не наблюдалось, а профиль производной электрического поля импульса содержал значительную шумовую компоненту по сравнению с соответствующим профилем для других облачных разрядов. В работе [2] были зарегистрированы короткие импульсы обеих полярностей (при этом положительных импульсов было значительно больше), но существенной зависимости формы импульса от его полярности отмечено не было. Количественный анализ спектра энергии электрического поля биполярных импульсов показал, что на частотах от сотен килогерц до 8 МГц указанный спектр сравним со спектром излучения типичного возвратного удара, но уже на частоте 18 МГц, на которой спектр излучения возвратного удара спадает до уровня шума, спектр коротких биполярных импульсов превышает его на 16 дБ и простирается выше 50 МГц. Таким образом, в работе [2] был подтверждён сделанный в [1] вывод о том, что данные разряды являются самым мощным источником высокочастотного излучения в грозных облаках. Широкополосные измерения биполярных импульсов электрического поля на частотах от 3 до 50 МГц были представлены также в работе [3], в которой отмечена разная длительность импульсов положительной и отрицательной полярности и отсутствие временной корреляции большинства импульсов с какой-либо известной молниевой активностью в облаке.

Вскоре после публикации приведённых выше данных наземных измерений в работах [4–6] были представлены результаты регистрации более 500 необычных парных всплесков высокочастотного излучения на спутнике ALEXIS. Дисперсия парных всплесков, хорошо видная на их динамических спектрах, указывала на то, что их источник расположен под ионосферой, поэтому в [4, 5] они были названы парами транссионосферных импульсов (transionospheric pulse pairs,

ТТРР). Согласно [4, 5] в диапазоне $28 \div 95$ МГц пары трансионосферных импульсов представляют собой всплески излучения с длительностью от 1 до 20 мкс (средняя длительность $2 \div 4$ мкс), разделённые временным интервалом от 10 до 100 мкс (средний интервал 50 мкс). Интенсивность импульсов на $20 \div 40$ дБ превышала фоновый уровень, а их мощность в рассматриваемом диапазоне, по меньшей мере, на порядок величины превосходила мощность излучения типичного молниевых разряда. В диапазоне от 117 до 166 МГц статистические характеристики пар трансионосферных импульсов в целом мало отличались от их характеристик в нижней части диапазона очень высоких частот (ОВЧ, от 30 до 300 МГц) за исключением уменьшения дисперсии и средней задержки между импульсами, которая составила 37 мкс [6]. Как в низкочастотной, так и в высокочастотной части ОВЧ диапазона в течение регистрации пары импульсов (длительность записи составляла от 7 до 100 мс), как правило, не наблюдалось излучение молниевых разрядов. Авторы [4–6] высказали два предположения о происхождении парных импульсов. Первое предположение исходило из того, что второй импульс является отражением излучения импульсного высотного источника от земной поверхности, второе — что оба импульса излучаются различными, но коррелированными источниками, связь которых не ясна.

Регистрация подобных пар субионосферных импульсов (subionospheric pulse pairs, SIPP) в диапазоне высоких частот (ВЧ, от 3 до 30 МГц) в ходе наземных наблюдений не добавила ясности в вопрос об их происхождении и природе второго импульса [7]. Преимуществом наземных наблюдений было более точное определение положения источника: радиус области его возможного расположения менялся от 300 до 520 км при изменении высоты источника от 5 до 15 км и был существенно меньше радиуса зоны обзора спутника ALEXIS, равного 3 000 км. Это позволило сделать вывод о том, что примерно 350 пар субионосферных импульсов из 500 наблюдавшихся соответствовали областям близкой грозовой активности, в остальных случаях грозовая активность наблюдалась на расстоянии до нескольких сотен километров. Кроме того, все пары субионосферных импульсов были зарегистрированы в период с 20:00 до 04:00 LT, что также указывает на их связь с региональными грозами. Характеристики пар субионосферных и трансионосферных импульсов были схожи за исключением отсутствия дисперсии и расщепления мод при наземных наблюдениях почти для всех событий. Сопоставление дисперсионных характеристик отражённого от ионосферы излучения удалённого молниевых разряда и 7 зарегистрированных пар субионосферных импульсов с дисперсией позволила авторам сделать вывод о близком (не более нескольких десятков километров) расположении их источников и грозового облака. В целом, согласно [7] регистрация пар субионосферных импульсов говорит о существовании отдельного источника второго импульса, т. к. при наземных наблюдениях наличие второго импульса невозможно объяснить отражением исходного импульса от земной поверхности.

Важные характеристики источников коротких биполярных импульсов были получены в работе [8] на основе данных двух многопунктовых систем регистрации электрического поля и высокочастотного излучения в диапазоне от 3 до 30 МГц, при этом особенности настройки триггерной системы датчиков поля обеспечивали регистрацию импульсов только положительной полярности. Помимо средних по 24 событиям характеристик коротких биполярных импульсов электрического поля и соответствующих им всплесков ВЧ излучения для трёх гроз в Нью-Мексико и Техасе, США (см. табл. 1) в данной работе впервые было определено расположение источника излучения. Расстояние до источника определялось по времени задержки сигнала на пространственно-разнесённых станциях, а высота расположения источника — по задержке прихода отражённых от ионосферы и от земли и ионосферы сигналов относительно импульса, распространяющегося без отражений, по кратчайшему расстоянию. В результате было установлено, что источники биполярных импульсов расположены в грозовых облаках на высотах от 8 до 11 км над уровнем моря, вблизи областей с уровнем отражения радиолокационного сигнала более 40 дБЗ. Как и в преды-

Таблица 1. Средние характеристики коротких биполярных импульсов электрического поля и синхронных с ними всплесков высокочастотного излучения в диапазоне 3÷30 МГц согласно данным работы [8]

Характеристики коротких биполярных импульсов электрического поля	
Время нарастания поля (от 10 % до 90 % максимального значения), мкс	$2,3 \pm 0,8$
Длительность начального всплеска электрического поля (по уровню 50 % максимального значения), мкс	$4,7 \pm 1,3$
Полная длительность импульса, мкс	$25,8 \pm 4,9$
Пиковое значение электрического поля на начальном (первом) всплеске биполярного импульса (на расстоянии 100 км от источника), В/м	$9,5 \pm 3,6$
Пиковое значение электрического поля на втором всплеске биполярного импульса (на расстоянии 100 км от источника), В/м	$-3,9 \pm 1,6$
Отношение пиковых амплитуд электрического поля на первом и втором всплесках биполярного импульса	2,7
Отношение пиковых амплитуд электрического поля биполярного импульса и импульса вследствие возвратного удара	0,71
Отношение пиковых амплитуд электрического поля биполярного импульса и импульса вследствие внутриоблачного разряда	2,6
Характеристики всплеска высокочастотного излучения	
Длительность, мкс	$2,8 \pm 0,8$
Пиковое значение поля (на расстоянии 10 км в полосе 1 кГц), мВ/м	$2,4 \pm 1,1$
Отношение пиковых амплитуд ВЧ поля компактного внутриоблачного разряда и возвратного удара	9,9
Отношение пиковых амплитуд ВЧ поля компактного и обычного внутриоблачных разрядов	29

дущих исследованиях, в [8] отмечено отсутствие корреляции коротких биполярных импульсов с какой-либо известной молниевой активностью в облаке — практически всегда на интервале регистрации с длительностью от 5 до 50 мс биполярные импульсы являлись единственным событием; то же справедливо и для всплеска ВЧ излучения.

В результате сопоставления приведённых выше данных о всплеске высокочастотного излучения, синхронном с коротким биполярным импульсом электрического поля, с параметрами транссионосферных парных импульсов авторы [8] пришли к выводу, что в данном случае речь идёт об одном и том же физическом явлении. При этом второй транссионосферный импульс является отражением исходного импульса от земной поверхности, что даёт естественную интерпретацию различной задержки между импульсами в разных частотных диапазонах [4-6]. Дело в том, что наблюдения пар импульсов в нижней части ОВЧ диапазона были выполнены над экваториальными областями (см. [4, 5]), а в верхней части ОВЧ диапазона — над территорией США (см. [5]), где высота грозных облаков ниже, чем вблизи экватора. Если источник импульса ОВЧ излучения расположен в окрестности вершины грозного облака, задержка между импульсами в этих случаях оказывается различной. Это предположение также объясняет довольно распространённую ситуацию, когда интенсивность второго импульса в паре выше, чем первого (см. [4, 5]), что может быть связано с неоднородной диаграммой направленности источника.

Поскольку короткие биполярные импульсы электрического поля в [8] регистрировались исключительно в дальней зоне, их параметры удобно использовать для оценки характеристик соответствующего источника. Согласно [8] среднее изменение дипольного момента источника бипо-

лярного импульса составило 0,38 Кл·км при наименьшем и наибольшем значениях 0,26 и 0,8 Кл·км соответственно, средний ток источника менялся в пределах от десятков до сотни килоампер при изменении пространственного масштаба источника от 300 до 1000 м, а скорость распространения импульса тока источника могла быть близкой к скорости света. С учётом уникальных особенностей радиоизлучения и сравнительно небольших размеров таких источников авторы [9] предложили выделить их в отдельный класс, получивший название компактных внутриоблачных разрядов (compact intracloud discharges, CID).

Важные результаты, касающиеся природы КВР, были получены с помощью наземной многопунктовой системы регистрации ОВЧ излучения молниевых разрядов LMA (Lightning Mapping Array), расположенной в Нью-Мексико (США). Система не позволяла определить форму и длительность импульса высокочастотного излучения, но по задержке времени прихода импульса в пункты измерения позволяла определить местоположение источника с точностью до нескольких сот метров [10]. На основе данных LMA было установлено, что положительные компактные внутриоблачные разряды расположены между областями основного положительного и основного отрицательного зарядов и в отличие от предыдущих наблюдений всегда связаны с начальным пробоем обычного внутриоблачного разряда. При этом большинство внутриоблачных разрядов развивалось без возникновения КВР на начальной стадии. Согласно [10] источники мощного ОВЧ излучения КВР были распределены в области с характерным масштабом от нескольких сотен метров до километра и в отличие от обычных молниевых разрядов не описывались набором точечных источников. Оценки [10, 11] показали, что мощность излучения КВР в диапазоне 60÷66 МГц может достигать 300 кВт и более чем на порядок величины превосходит мощность излучения последующего внутриоблачного разряда, не превышающую 10 кВт.

Возможности регистрации излучения компактных внутриоблачных разрядов значительно расширились с запуском в 1997 году спутника FORTE [12]. Приёмники спутника позволяли регистрировать излучение на частотах от 26 до 48 МГц одновременно на двух различных поляризациях либо излучение одной поляризации одновременно в диапазонах 26÷48 и 118÷140 МГц. Кроме того, на борту спутника были установлены чувствительные оптические датчики. Спутниковая регистрация пар трансферных импульсов в случае, когда местоположение разряда неизвестно, позволила определить отношение высот расположения источников различных событий [12], а при наличии данных о географических координатах разряда — высоту его расположения [13] в предположении, что второй импульс является отражением первого от земной поверхности. Географические координаты разряда определялись, в частности, по данным регистрации электрического поля в ОНЧ/НЧ диапазоне (на частотах от 3 до 300 кГц) многопунктовыми системами LASA (Los Alamos Sferic Array) [14] и NLDN (National Lightning Detection Network) [15].

Анализ данных наземных и спутниковых измерений излучения компактных разрядов позволил определить их местоположение, высоту и оптическую яркость. Прежде всего, с точностью определения местоположения спутника FORTE было показано совпадение в пространстве и времени источников короткого биполярного импульса электрического поля и пары трансферных импульсов излучения для случаев совместной регистрации событий в ОНЧ/НЧ и ВЧ/ОВЧ диапазонах [16, 17]. При этом было установлено, что пары трансферных высокочастотных импульсов с эффективной мощностью больше 40 кВт в диапазоне 26÷48 МГц и длительностью 3÷5 мкс слабо поляризованы и некогерентны, наблюдаются изолированно от других явлений либо инициируют внутриоблачный разряд, излучение которого в ОВЧ диапазоне гораздо слабее излучения КВР [16, 18]. При одновременной регистрации излучения КВР в низкочастотном (LASA) и высокочастотном (FORTE) диапазонах было установлено, что число пар трансферных импульсов превосходит число коротких биполярных импульсов электрического поля. Импульс ОВЧ излучения компактного разряда, как правило, не сопровождается низкочастотной

составляющей в случае, когда КВР инициирует внутриоблачный разряд и развитие лидера; если же высокочастотный импульс сопровождается формированием короткого биполярного импульса электрического поля, внутриоблачный разряд, напротив, не развивается [18]. При этом вне зависимости от формирования биполярного импульса электрического поля компактные внутриоблачные разряды весьма слабо излучают в оптическом диапазоне по сравнению с обычными молниевыми разрядами [19, 20]. Среди недавних результатов, касающихся спутниковых наблюдений излучения КВР, отметим работу [21], в которой отмечены специфические отличия прямого и отражённого от земли трансионосферных импульсов на частоте 130 МГц, когда влиянием ионосферы можно пренебречь.

Картина высокочастотного излучения КВР, полученная в ходе спутниковых экспериментов, естественно дополняется результатами регистрации их излучения наземными системами. Это обусловлено тем, что ряд характеристик КВР, в частности их полярность и детальную пространственную структуру, можно определить лишь с помощью наземной регистрации электрического поля. В качестве основных результатов наземных наблюдений КВР, полученных в последние годы, можно указать следующие. В работе [17] на основе анализа данных регистрации системой LASA почти 100 000 коротких биполярных импульсов было установлено, что компактные разряды различной полярности возникают на разных высотах. Средняя высота над земной поверхностью для положительных и отрицательных КВР составила 13 км (интервал высот разрядов от 7 до 15 км) и 18 км (интервал высот разрядов от 15 до 20 км) соответственно, при этом отношение числа положительных и отрицательных разрядов составило 58:42. Различная высота появления КВР положительной и отрицательной полярности соответствует областям с разным направлением внутриоблачного электрического поля: нижний диапазон высот соответствует границе областей основного отрицательного и основного положительного заряда, а верхний — границе области основного положительного заряда и отрицательного экранирующего слоя.

В работе [22] были представлены первые (и пока единственные) оценки зарядового момента КВР, основанные на регистрации электрического поля семи компактных разрядов в ближней зоне. Согласно [22] величина зарядового момента КВР лежала в интервале от 0,15 до 2 Кл·км при среднем значении приблизительно 1 Кл·км. В работе [23] была проанализирована корреляция частоты появления КВР и обычных молниевых разрядов, а также темпа конвекции в грозовых облаках над Великими Равнинами (США) с мая по июль 2005 года. Сопоставление данных систем LASA, NLDN и результатов радарного зондирования показало следующее. Прежде всего, было установлено, что частота появления КВР слабо коррелирует с темпом конвекции в грозовом облаке и частотой появления обычных молниевых разрядов. При этом, с одной стороны, в облаках со слабой конвекцией компактные разряды не регистрировались, а облака с КВР, напротив, всегда обладали мощной конвекцией (в частности, для них область с уровнем отражения радиолокационного сигнала более 30 дБZ располагалась на 4÷5 км выше, а максимум уровня отражения был больше на 10÷13 дБZ, чем для типичных грозовых облаков) и на порядок величины более высоким темпом обычных молниевых разрядов. С другой стороны, КВР могли вообще не возникать в грозовых ячейках с мощнейшей конвекцией. Важной особенностью компактных разрядов оказалась их пространственно-временная кластеризация — основная часть КВР была зарегистрирована в нескольких мощных грозах (в частности, 34 % всех КВР были зарегистрированы на фронте мощной грозовой облачности в течение 11 часов 24–25 мая 2005 года). Также было установлено, что число КВР не превышает 0,5 % от общего числа молниевых разрядов. При этом в одном облаке могли регистрироваться КВР обеих полярностей, а число положительных КВР составило около 77 % всех зарегистрированных компактных разрядов.

Полученные в [23] выводы о влиянии темпа конвекции на развитие КВР и преобладании положительных компактных разрядов в целом соответствуют результатам измерений в других

регионах и метеорологических условиях (см., в частности, [14, 24–26]). Однако частота появления КВР относительно общего числа молниевых разрядов заметно меняется в зависимости от географической широты наблюдений в диапазоне от более чем 3 % во Флориде (США) [14, 24] до 0,034 % в Северном Китае [25] вплоть до полного отсутствия в Швеции [26]. Анализ результатов наблюдений положительных КВР во Флориде (США) подтвердил их преимущественно одиночный характер (около 73 % событий не были связаны с обычными молниевыми разрядами), при этом впервые были зарегистрированы парные компактные разряды (около 4 % событий), разделённые временным интервалом от 43 до 181 мс [27]. В работе [28] по данным регистрации 244 коротких положительных биполярных импульсов электрического поля было предложено классифицировать их по форме; при этом «классический» гладкий биполярный импульс наблюдался только в 5 % случаев. В [28] также отмечено, что КВР преимущественно изолированы в пространстве и во времени относительно других разрядов в облаке, а высоты КВР хорошо соответствуют результатам работы [17]. Сравнительный анализ свойств положительных и отрицательных КВР по данным измерений ОНЧ/НЧ электрического поля представлен в работе [29], в которой помимо разных высот расположения КВР различной полярности отмечено, что отрицательные КВР, как правило, обеспечивают большую амплитуду биполярного импульса электрического поля и более изолированы во времени. Отмечено также, что, несмотря на превалирование числа положительных КВР в среднем, на некоторых временных интервалах темп возникновения отрицательных компактных разрядов был выше, чем положительных.

1.2. Физические модели компактных внутриоблачных разрядов

Одно из первых предположений о природе КВР было высказано в работе [1], где наблюдаемые всплески излучения предлагалось интерпретировать как следствие очень быстрых К-процессов. Однако характерные времена изменения электрического поля при К-процессах (порядка 1 мс) намного превосходят временные масштабы КВР и обычно имеют вид последовательности скачков, отстоящих друг от друга на $10 \div 30$ мс [30], что не соответствует преимущественно одиночному характеру всплесков низкочастотного электрического поля при КВР. Кроме того, при КВР не наблюдаются характерные для К-процессов микросекундные импульсы электрического поля, а мощность ОВЧ излучения на порядки величины превосходит соответствующее значение при К-процессах [31, 32]. В этой связи предложенная в [1] интерпретация КВР оказалась неудовлетворительной.

Другая модель возникновения компактных разрядов основана на механизме пробоя на убегающих электронах [33, 34]. В основе этого механизма лежит тот факт, что сила торможения электрона в среде обратно пропорциональна его энергии. Поэтому при наличии внешнего электрического поля, превышающего некоторое пороговое значение, энергичный затравочный электрон может постоянно ускоряться и набрать энергию, достаточную для ионизации нейтральных молекул. В результате в среде возникают так называемые вторичные электроны, часть которых обладает высокой энергией и также может стать убегающими. Возникающая лавина убегающих электронов и большое количество медленных вторичных электронов могут значительно изменить проводимость среды и привести к электрическому пробояю [35]. Источником затравочных электронов являются космические лучи, энергия которых во многом определяет форму возникающего импульса тока и широкополосное электромагнитное излучение электронной лавины.

Действительно, как показано в работе [36], в рамках упрощённого описания электронной лавины как вертикально движущегося с постоянной скоростью нарастающего точечного заряда удаётся добиться хорошего соответствия результатов расчёта с данными измерений наземного электрического поля на разных расстояниях от разряда. При этом лучшего совпадения удаётся

достичь в случае, когда источник представляет собой не одну, а множество электронных лавин, возникающих в одной точке с заданной вероятностью на некотором временном интервале. Однако детальная интерпретация излучения КВР в рамках теории пробоя на убегающих электронах сталкивается с определёнными трудностями. Некоторые из них обсуждаются в работе [37], в которой на примере трёх зарегистрированных биполярных импульсов электрического поля КВР показано, что для их генерации пробой на убегающих электронах должен обладать экстремальными параметрами. Прежде всего, инициирующая пробой частица космических лучей должна обладать энергией порядка 10^{21} эВ, превышающей предел Грайзена—Зацепина—Кузьмина [38]. Это обстоятельство резко уменьшает вероятность такого пробоя: согласно [37] частица соответствующей энергии попадает в облако с площадью 100 км^2 один раз в 67 лет. Кроме того, согласно [37] для рассмотренных примеров длина проводящего канала составляет от 8 до 13 км, а ток разряда превышает 500 кА, что намного превосходит оценки параметров КВР, полученные в рамках модели передающей линии (transmission line model; см., например, [39]). При этом сам пробой должен развиваться во внутриоблачном электрическом поле, в несколько раз превышающем критическое значение на значительном интервале высот, что в реальных грозových облаках никогда не наблюдалось. Что касается интерпретации высокочастотного излучения КВР в рамках механизма пробоя на убегающих электронах, возникающие при этом проблемы связаны с малой (как правило, субмикросекундной) длительностью и узкой диаграммой направленности всплеска ВЧ излучения, а также с недостаточной мощностью излучения в верхней части ОВЧ диапазона [40]. При этом электронная лавина, обеспечивающая приемлемый уровень высокочастотного излучения в рамках модели [40], формирует биполярный импульс электрического поля, не соответствующий наблюдениям. Узкая диаграмма направленности излучения пробоя на убегающих электронах не позволяет объяснить спутниковые наблюдения пар трансферных импульсов, а высказанное в [41] предположение об инициации одной энергичной частицей двух пробоев на разных высотах (над грозovým облаком и в мезосфере) не получило экспериментального подтверждения. Отметим также, что представленные в работе [42] оценки роста проводимости внутриоблачной среды за счёт генерации вторичных электронов ставят под вопрос сам механизм пробоя на убегающих электронах.

В недавней работе [43] был предложен ещё один механизм формирования коротких биполярных импульсов электрического поля, возникающих при КВР. Согласно [43] указанные всплески поля формируются при резком удлинении (скачке) существующего отрицательного лидера в сильном электрическом поле грозového облака. При этом источником излучения являются токи, возникающие при перетекании электрического заряда вдоль хорошо проводящего лидерного канала в окрестности точки приращения нового элемента. Несмотря на детальный анализ динамики зарядов и токов при скачке лидера и хорошее соответствие модельных данных результатам наблюдений в дальней зоне (отметим, что указанное соответствие достигается при довольно большой длине скачка, превышающей 600 м), предложенный в [43] подход не даёт ответа на ряд важных вопросов. Такими вопросами являются, прежде всего, механизм формирования исходного лидерного канала, предполагающий слабое электромагнитное излучение как в ОНЧ/НЧ, так и в ВЧ/ОВЧ диапазонах, и механизм генерации короткого мощного всплеска ВЧ/ОВЧ излучения при скачке лидера. В этом смысле предложенный в [43] подход представляется близким к моделям, основанным на описании КВР в рамках приближения передающей линии, которые более подробно будут рассмотрены во второй части работы.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод, что к настоящему времени самосогласованная физическая модель компактных внутриоблачных разрядов отсутствует. В данной работе предложен новый механизм возникновения КВР, основанный на фрактальном подходе к описанию внутриоблачных электрических разрядов: компактный внутриоблачный разряд рас-

смачивается как результат взаимодействия двух стримерных биполярных структур, развивающихся в крупномасштабном неоднородном внешнем электрическом поле. В данной (первой) части работы рассматриваются особенности возникновения и эволюции КВР, во второй части работы в рамках предложенной модели обсуждается излучение КВР в различных частотных диапазонах.

2. МОДЕЛЬ КОМПАКТНОГО ВНУТРИОБЛАЧНОГО РАЗРЯДА

Моделирование КВР тесно связано с одной из основных особенностей электрического разряда в грозовых облаках, а именно с сочетанием низкой статической проводимости внутриоблачной среды и наблюдаемого быстрого (от нескольких десятков микросекунд в случае КВР до сотен миллисекунд при обычных молниевых разрядах) сбора электрического заряда со значительной части грозового облака в канал разряда. В работах [44–47] был предложен механизм сбора заряда, основанный на формировании в облаке системы проводящих каналов, фактически играющих роль электрической дренажной системы. Вообще говоря, такая система проводников должна включать элементы с размерами от расстояний между заряженными частицами до масштаба грозового облака, что делает её полное описание крайне затруднительным. В этой связи все существующие модели так или иначе ограничивают уровень пространственной детализации описания разряда, как правило исключая из рассмотрения микрофизические процессы и мелко-масштабные явления. Во всех указанных выше работах в качестве проводящего элемента рассматривалась ступень лидерного разряда, развитие которого описывалось в рамках трёхмерного уравнения Пуассона с учётом внешнего электрического поля и стохастической модели пробоя диэлектрика, изложенной ещё в работах [44, 48, 49]. При некотором различии деталей алгоритмов все эти модели обладают двумя существенными ограничениями. Во-первых, они не допускают одновременного роста различных ветвей разряда, во-вторых, в них отсутствует временной масштаб и, как следствие, ветви разряда не несут токи. Первое из этих ограничений было преодолено в работе [50], где в рамках парадигмы самоорганизованной критичности была предложена перколяционная модель формирования молниевых разрядов на основе сети клеточных автоматов. Затем в рамках этого же подхода были учтены токи разрядного дерева [51, 52], что позволило рассчитать характеристики высокочастотного излучения молниевых разрядов. В данной работе для описания компактного внутриоблачного разряда мы также воспользуемся подходом, основанным на модели клеточных автоматов. В качестве элемента («клетки») модели рассмотрим кубический объём облачной среды, который может содержать некоторый суммарный электрический заряд. Размер элементарной ячейки намного превосходит расстояние между физическими носителями заряда — облачными частицами, зарядку которых могут обеспечивать различные механизмы электрификации [53] и некоторые типы неустойчивостей [54, 55] в грозовом облаке. Электрические (проводящие) связи между соседними элементами обусловлены возникновением между ними электрического разряда, по проводящему каналу которого перетекает электрический заряд. При макроскопическом моделировании предполагается, что в переносе заряда участвует лишь часть объёма элементарной ячейки. Это связано с предположением, что мелко-масштабные относительно хорошо проводящие связи внутри каждой ячейки (например, стримерные структуры) охватывают лишь часть носителей. В противном случае всё грозовое облако было бы пронизано проводящими связями, что существенно изменило бы характер развития в нём электрических разрядов.

Остановимся теперь на принципиальных отличиях рассматриваемой модели от предыдущих. Первое отличие касается морфологии разряда. Как уже отмечалось выше, короткий и мощный всплеск излучения КВР не соответствует параметрам обычного внутриоблачного разряда, который длится гораздо дольше и излучает намного слабее как в низкочастотном, так и высокочастот-

ном диапазонах. При этом в рамках известных механизмов не удаётся объяснить необходимую для такого излучения силу тока источника, сопоставимую с током возвратного удара при разряде облако—земля (см., например, [39]). В этой связи мы предположили, что компактный внутриоблачный разряд включает две стадии — предварительную и основную. На предварительной стадии на сравнительно небольшом расстоянии друг от друга вдоль внешнего электрического поля развиваются два биполярных разряда, схожих по виду с внутриоблачными разрядами. Каждый из разрядов существует значительно дольше, чем длится всплеск излучения КВР, и за время существования накапливает на своих противоположных концах (в кроне и корне разряда) значительный электрический заряд разной полярности. Вторая, основная стадия разряда начинается, когда противоположно заряженные кроны этих разрядов по мере их роста вступают в электрический контакт. При этом возникает токовый канал, соединяющий области с противоположным знаком заряда, в результате чего накопленный на предварительной стадии заряд стекает по возникшему проводящему каналу за короткий промежуток времени. Вторая особенность предлагаемой модели связана с необходимостью обеспечить очень низкий уровень электромагнитного излучения как в ОНЧ/НЧ, так и в ВЧ/ОВЧ диапазонах на предварительной стадии КВР. Для этого мы предположим, что на предварительной стадии электрическая связь между элементарными ячейками представляет собой разряд стримерного типа, со сравнительно слабыми и в основном медленно меняющимися токами и, соответственно, слабым электромагнитным излучением (подробнее излучение КВР будет обсуждаться во второй части данной работы). Отметим, что на высотах возникновения КВР, в областях сильного электрического поля, длина, скорость распространения и токи стримерных разрядов могут меняться в достаточно широких пределах [56, 57].

Остановимся теперь подробнее на электродинамике КВР в рамках предложенного подхода.

2.1. Описание одиночного биполярного стримерного разряда

Рассмотрим вначале динамику одиночного биполярного стримерного разряда в области с размером $500 \times 500 \times 500$ м, расположенной в окрестности локального максимума внутриоблачного электрического поля. Для определённости будем рассматривать процессы вблизи границы между основным положительным и верхним (отрицательным) экранирующим слоями пространственного заряда, где согласно наблюдениям возникают отрицательные КВР. В данном случае не будем учитывать отличие динамики и свойств положительных и отрицательных стримеров, полагая их скорость одинаковой и равной $5 \cdot 10^5$ м/с [56]. Размер элементарной ячейки положим равным $10 \times 10 \times 10$ м, при этом длина проводящей связи между соседними ячейками составляет порядка 10 м. Это значение, вообще говоря, достаточно велико для длины одиночного стримера даже с учётом падения давления на рассматриваемых высотах. Однако можно предположить, что электрическая связь между ячейками реализуется через совокупность стримеров либо через промежуточную между стримерами и лидерами слаботочную структуру, подобную недавно открытым сталкерам [58]. Кроме того, характеристики электрической связи могут формироваться в результате многократного прохождения стримерного разряда по одному и тому же объёму. Шаг модельного времени системы равен $\tau = 20$ мкс и определяется временем создания проводящей связи между соседними ячейками, т. е. отношением размера ячейки $a = 10$ м к скорости стримера.

Каждой i -й элементарной ячейке в пространстве расчёта поставлен в соответствие накопленный в ней электрический заряд q_i . Распределение заряда в ячейках в начальный момент времени $t = 0$ задано распределением внутриоблачного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t = 0)$, которое будем считать вертикальным. Вследствие малости рассматриваемой области по сравнению с размерами грозового облака начальное распределение поля можно считать одномерным: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t = 0) = \mathbf{z}_0 E_0(z)$, где \mathbf{z}_0 — орт вертикальной оси z . В этом случае начальное распределение плотности

заряда в облаке зависит только от вертикальной координаты: $\rho(z, t = 0) = \varepsilon_0 \partial E_0(z, t) / \partial z$, где ε_0 — электрическая постоянная, а заряд в i -й элементарной ячейке, центр которой расположен в точке с координатой $\mathbf{r}_i = (\mathbf{r}_{\perp i}, z_i)$, равен $q_i = a^3 \rho(z_i, t = 0)$. Для оценки начального профиля поля вблизи границы основного положительного и верхнего экранирующего слоёв можно воспользоваться данными баллонного зондирования грозовых облаков, согласно которым в окрестности экранирующего слоя с толщиной от нескольких сотен метров до более чем километра, расположенного на высотах от 8 до 15 км над уровнем моря, величина электрического поля может достигать 50 кВ/м [59, 60]. Не вдаваясь в детали формирования экранирующего слоя (см., например, [61, 62]), для расчётов положим, что максимум электрического поля между основным положительным и верхним экранирующим слоями расположен на высоте 12 км и достигает 30 кВ/м, при этом толщина области сильного электрического поля составляет около 500 м.

Динамика электрического заряда в каждой ячейке определяется наличием и состоянием электрических связей с соседними ячейками¹. Будем считать, что вероятность возникновения стримерного разряда (пробоя) между соседними i -й и j -й ячейками зависит от разности их потенциалов и описывается распределением Вейбулла:

$$P_{ij} = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\left|\frac{E_{ij} - E_i}{E_c - E_i}\right|^m\right), & E_{ij} \geq E_i; \\ 0, & E_{ij} < E_i. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь m — индекс Вейбулла, $E_{ij} = |\varphi_i - \varphi_j| / L_{ij}$, φ_i и φ_j — электрический потенциал i -й и j -й ячейки соответственно, L_{ij} — расстояние между i -й и j -й ячейками, E_c и E_i — критическое поле и поле инициации стримера соответственно, причём $E_c \gg E_i$. Отметим, что в условиях лабораторных промежутков (с длиной в десятки метров) поле составляет порядка 100 кВ/м [56] и может быть существенно ниже в условиях облачных разрядов [63]. При этом физической причиной локального (мелкомасштабного по сравнению с размером ячейки) усиления поля и, соответственно, понижения полей E_c и E_i на масштабах ячейки по сравнению с лабораторными значениями может быть естественная мелкомасштабная неоднородность плотности заряда [64].

Инициация разряда начинается спонтанно для двух соседних ячеек, вероятность пробоя между которыми достигает наибольшего значения. По мере развития разряда в различных частях формирующейся проводящей структуры одновременно могут формироваться новые проводящие связи, вероятность возникновения которых описывается выражением (1). Структура формирующегося разряда представляет собой направленный граф, вершины и рёбра которого соответствуют ячейкам области расчёта и проводящим электрическим связям. Все вершины графа (дерева разряда) можно разбить на три непересекающиеся группы: 1) периферийные вершины, образующие внешнюю границу дерева, 2) промежуточные вершины, последовательно соединяющие смежные звенья отдельных ветвей, и 3) соединения ветвей, или точки ветвления, — вершины, общие для трёх и более звеньев. Если напряжённость электрического поля между периферийной вершиной и ближайшими к ней ячейками превышает поле инициации, то с вероятностью (1) возникает одна или несколько новых проводящих связей и такое же количество новых периферийных вершин. Если же периферийная вершина не активировала связи с соседними ячейками, то она отмирает вместе с соответствующей ей проводящей связью.

Для описания проводящей структуры удобно ввести понятие индекса вершины, равного полному числу входящих в неё и исходящих из неё направленных рёбер (показаны стрелками на

¹ Отметим, что характерное время развития стримерного разряда много меньше времени релаксации электрического заряда за счёт конечной проводимости внутриоблачной среды, поэтому токами утечки в данном случае можно пренебречь.

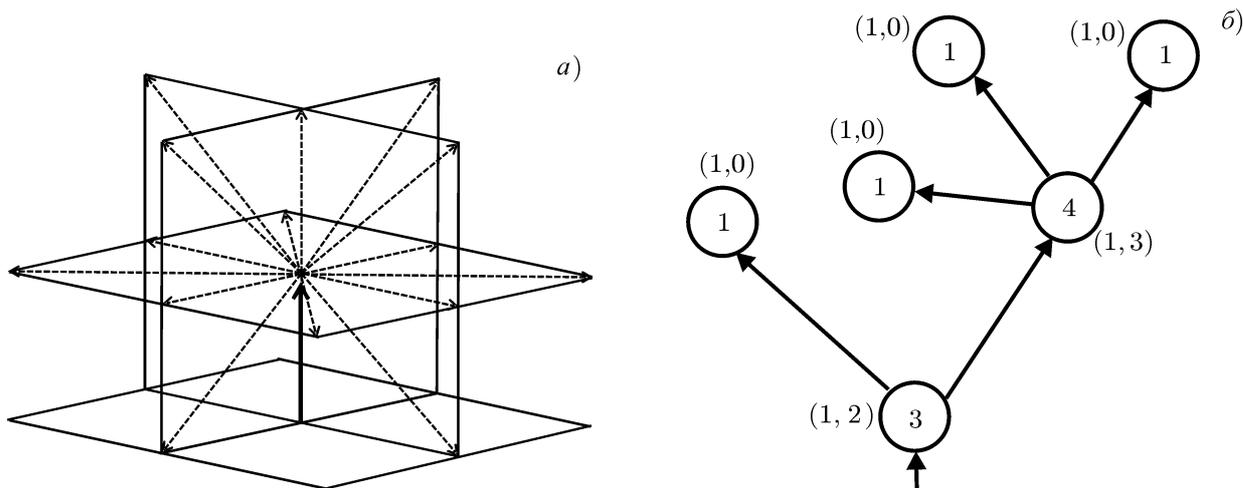


Рис. 1. Схема развития дерева разряда в трёхмерном пространстве: (а) возможные направления развития из активной вершины; (б) мгновенное состояние графа разряда. Кружочки соответствуют вершинам проводящего графа, вписанные цифры обозначают индексы вершин. В скобках указано число входящих и исходящих направленных рёбер (стрелок) для данной вершины

рис. 1; направление стрелок соответствует направлению тока). Например, индекс периферийной вершины равен единице, промежуточной вершины — двум, и т. д. Каждой i -й вершине поставим в соответствие пару чисел (a_i, b_i) , равных соответственно числу входящих и исходящих рёбер. Величина $a_i + b_i$ совпадает, очевидно, с индексом вершины. Инициации разряда соответствует возникновение пары смежных вершин, одна из которых относится к типу $(1, 0)$, а другая — к типу $(0, 1)$. На следующем шаге модельного времени состояние активной периферийной вершины типа $(1, 0)$ переходит в состояние $(1, n)$, где n — число вновь активированных соседей рассматриваемой вершины. Аналогично состояние активной периферийной вершины типа $(0, 1)$ переходит в состояние $(n, 1)$. Таким образом, вся совокупность вершин эволюционирующей структуры распределяется между типами $(1, n)$ и $(n, 1)$ с целыми неотрицательными n . Стволом дерева разряда является неразветвленная центральная часть структуры, представляющая собой ориентированную цепь, состоящую из вершин типа $(1, 1)$ и соединяющих их рёбер. Ствол заканчивается парой вершин, одна из которых относится к типу $(1, n)$, а другая к типу $(n, 1)$. Вершины типа $(1, n)$ с $n \geq 2$ и соединяющие их рёбра формируют крону ориентированного дерева, а вершины типа $(n, 1)$ и соединяющие их рёбра формируют его корень (см. рис. 1б).

Важной особенностью рассматриваемой модели является наличие токовой системы, развивающейся в проводящей стримерной структуре. Это принципиально отличает обсуждаемую модель от предшествующих фрактальных моделей, основанных на предположении об эквипотенциальности дерева разряда на каждом шаге модельного времени. В проводящих каналах дерева разряда течёт электрический ток, который, с одной стороны, выравнивает потенциалы в вершинах проводящего графа, а с другой — удовлетворяет закону непрерывности. При этом на каждом шаге модельного времени изменение электрического заряда в i -й элементарной ячейке даётся соотношением

$$dq_i = \tau \sum_{j=1}^{a_i+b_i} I_{ij}, \tag{2}$$

где I_{ij} — электрический ток между i -й и j -й вершинами с проводящей связью, который определяется разностью потенциалов вершин $\varphi_i - \varphi_j$, погонным сопротивлением связи \mathfrak{R}_{ij} и её длиной L_{ij} , которая в зависимости от ориентации может принимать значения a или $\sqrt{2}a$:

$$I_{ij} = \frac{\varphi_i - \varphi_j}{\mathfrak{R}_{ij} L_{ij}}. \quad (3)$$

Электрический потенциал i -й ячейки на каждом шаге модельного времени определяется её собственным зарядом q_i и эффективной ёмкостью, которая для простоты полагается равной ёмкости проводящей сферы с радиусом $a/2$, а также суммарным потенциалом внешнего по отношению к области расчёта электрического поля и остальных заряженных ячеек системы. Изменение погонного сопротивления определяется балансом выделения и рассеяния джоулевого тепла в канале разряда. Поскольку детального описания зависимости сопротивления стримерного канала от тока не существует, предположим, что при возникновении канала его погонное сопротивление равно $\mathfrak{R}_0 = 0,1$ МОм/м, а по мере роста тока в канале его значение падает до 1 кОм/м при токах более 1 А. При этом считается, что при изменении тока в канале новое значение погонного сопротивления устанавливается мгновенно. Формирующаяся система проводящих каналов играет роль дренажной системы электрического заряда, при этом вследствие суммирования токов отдельных каналов в точках ветвления ток в стволе дерева разряда существенно превосходит токи на его периферии. Отметим, что по мере движения от периферийных элементов к стволу растёт не только сила тока, но и время существования связи.

На рис. 2 показан пример развития одиночного стримерного разряда в окрестности максимума электрического поля, соответствующего границе между основным положительным и экранирующим отрицательным слоями пространственного заряда (основные параметры модельного распределения поля обсуждались выше). Хорошо видно, что по мере развития разряда профиль потенциала между его кроной и корнем становится более пологим, соответственно, электрическое поле внутри разряда падает. При этом области максимальной плотности заряда внутри разряда сосредоточены в кроне и корне разряда на некотором расстоянии от периферийных вершин, что связано с конечной проводимостью стримерных каналов. Таким образом, одиночный биполярный стримерный разряд по мере развития способен накапливать значительный электрический заряд и фактически формирует распределённый динамический диполь, играющий важную роль в развитии КВР. Отметим, что по сравнению с длительностью основной стадии КВР заряд в одиночном биполярном стримерном разряде накапливается медленно (за время до нескольких десятков миллисекунд), при этом токи в стволе разряда не превышают нескольких ампер, что позволяет предположить их достаточно слабое электромагнитное излучение.

2.2. Синхронизация стримерных разрядов и возникновение КВР

Как было отмечено выше, рассматриваемая модель возникновения КВР предполагает формирование двух развитых биполярных стримерных структур, накопивших к моменту взаимодействия значительный электрический заряд. При этом важным вопросом является пространственно-временная синхронизация стримерных разрядов: необходимо, чтобы они развивались на сравнительно небольшом расстоянии друг от друга вдоль внешнего электрического поля в одно то же время. В принципе, как видно из рис. 2б, по мере развития одиночного разряда электрическое поле на его оси вблизи границы разряда усиливается. Вследствие этого в какой-то момент поле на оси разряда, особенно при наличии случайной мелкомасштабной неоднородности плотности заряда, может превысить порог инициации, и возникнет ещё один стримерный разряд. Однако такой

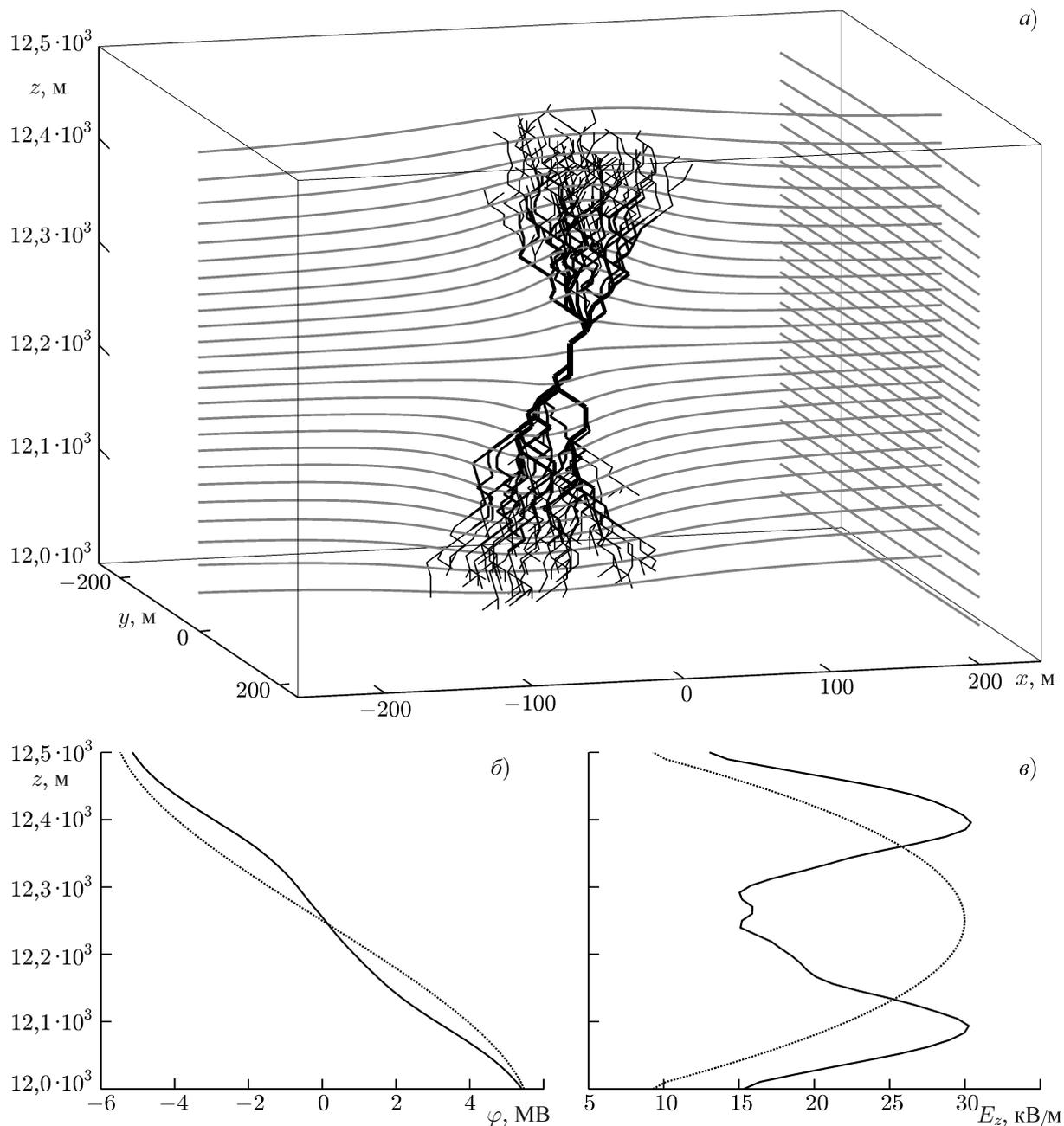


Рис. 2. (а) Мгновенный снимок трёхмерного одиночного биполярного стримерного разряда в слабо неоднородном электрическом поле. Толщина элемента графа соответствует силе тока в соответствующем проводящем канале. Серые линии соответствуют эквипотенциалам в плоскостях $y = 0$ и $x = 200$ м; здесь и далее x и y — оси декартовой системы координат, $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$. Высотные профили электрического потенциала (б) и вертикальной компоненты электрического поля (в) до возникновения разряда (пунктир) и на стадии развитого разряда (сплошная линия)

способ синхронизации разрядов обладает существенным недостатком, а именно расстояние между двумя разрядами оказывается слишком малым для их независимого развития и накопления достаточного пространственного заряда до электрического контакта. В результате поле в промежутке между разрядами быстро достигает пробойного значения, и второй разряд становится частью более развитого первого разряда без возникновения КВР. Вообще говоря, при наличии

вариаций плотности заряда с характерным масштабом порядка продольного (вдоль внешнего электрического поля) размера биполярной стримерной структуры поле может превысить пробойное значение и инициировать второй разряд на значительно больших расстояниях от первого разряда. В результате к моменту контакта с первым стримерным разрядом второй разряд успеет накопить электрический заряд, достаточный для возникновения КВР.

Источником крупномасштабных вариаций плотности заряда и, соответственно, электрического поля может служить турбулентная составляющая конвективного потока, усиливающаяся вблизи верхней границы облака. При этом, однако, вследствие разномасштабности возмущений плотности заряда следует ожидать значительного разброса параметров КВР, что слабо подтверждается наблюдениями. В этой связи представляют интерес механизмы, способные сформировать квазирегулярное крупномасштабное возмущение электрического поля (плотности заряда), на фоне которого могут развиваться стримерные разряды на предварительной стадии КВР. Возможным механизмом формирования неоднородного распределения плотности заряда с необходимым пространственным масштабом может служить потоковая неустойчивость, впервые описанная в работе [54]. Данная неустойчивость развивается в многокомпонентной внутриоблачной среде при наличии слабо проводящего воздушного потока относительно более тяжёлых внутриоблачных частиц. В результате в облаке формируется экспоненциально растущая волна пространственного заряда, движущаяся с конвективным потоком к вершине облака. Инкремент нарастания плотности заряда в системе отсчёта, связанной с потоком,

$$\gamma_{\max} = \begin{cases} 4\pi\sigma (\Omega/\nu - 1)^2, & \Omega/\nu < 2; \\ 2\pi\sigma\Omega/\nu, & \Omega/\nu > 2, \end{cases}$$

определяется аналогом плазменной частоты для тяжёлых частиц $\Omega^2 = 4\pi Q^2 N/M$, где Q , M и N — заряд, масса и концентрация тяжёлых частиц соответственно, эффективной частотой их соударений ν и удельной проводимостью воздушного потока σ . При этом пространственный масштаб $2\pi/k_{\text{opt}}$ возникающей неоднородности плотности заряда зависит также от скорости воздушного потока u :

$$k_{\text{opt}} = \begin{cases} \frac{\nu}{u} \left(\frac{\Omega}{\nu} - 1 \right)^{1/2}, & \Omega/\nu < 2; \\ \Omega/u, & \Omega/\nu > 2, \end{cases}$$

Согласно оценкам [54] характерное время развития неустойчивости составляет порядка 100 с, а пространственный масштаб неоднородности пространственного заряда может варьироваться в широких пределах от десятков до сотен метров. При этом вследствие небольшого размера рассматриваемой области влиянием граничных условий на формируемое распределение плотности заряда можно пренебречь. Более детальный анализ потоковой неустойчивости с учётом различных механизмов зарядки и параметров облачных частиц представлен в работе [55]. Отметим лишь, что указанный механизм формирования неоднородности электрического поля оказывается достаточно устойчивым по отношению к характеристикам тяжёлых частиц и величине внешнего электрического поля. При этом появление сравнительно тяжёлых частиц в верхних слоях облака может быть связано с кратковременным усилением восходящих потоков в грозовом облаке. В пользу существенного влияния локальных конвективных потоков на возникновение КВР говорит наблюдаемая пространственно-временная кластеризация компактных разрядов, которая проявляется в резком росте частоты их появления в ограниченной области облака вблизи границы заряженных слоёв. При этом согласно [23] частота появления, вообще говоря, более редких отрицательных КВР может в течение некоторого времени превышать частоту появления

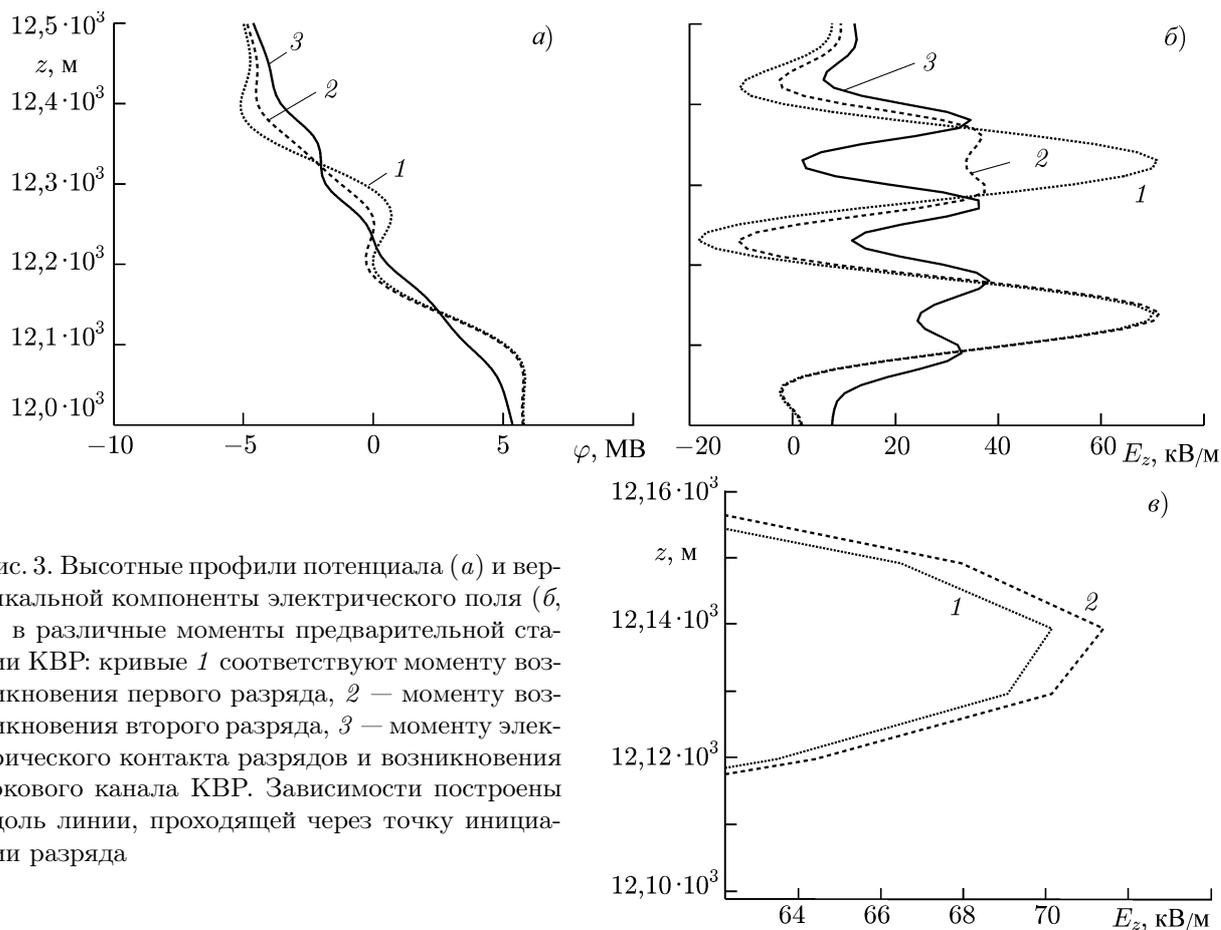


Рис. 3. Высотные профили потенциала (а) и вертикальной компоненты электрического поля (б, в) в различные моменты предварительной стадии КВР: кривые 1 соответствуют моменту возникновения первого разряда, 2 — моменту возникновения второго разряда, 3 — моменту электрического контакта разрядов и возникновения токового канала КВР. Зависимости построены вдоль линии, проходящей через точку инициации разряда

положительных КВР, что можно связать с формированием за счёт потоковой неустойчивости благоприятных условий для синхронного развития стримерных разрядов.

Развитие КВР в среде с неоднородным распределением электрического поля и пространственного заряда иллюстрирует рис. 3, на котором исходное крупномасштабное распределение плотности заряда в области формирования КВР, соответствующее профилю электрического поля на рис. 1в, дополнено гармоническим возмущением с пространственным масштабом 200 м (кривые 1 на рис. 3). Видно, что по мере развития первого разряда, возникшего на высоте около 12 350 м, электрическое поле в его окрестности растёт. При этом выше и ниже первого разряда, на высотах полупериодов возмущения поля с отрицательной полярностью, суммарное поле остаётся значительно ниже поля инициации стримерного разряда. В результате в непосредственной близости от первого разряда формируется своего рода запрещённая зона для инициации второго разряда. Напротив, в соседних полупериодах положительного возмущения поля по мере развития первого разряда условия инициации второго разряда становятся всё более благоприятными (виден, в частности, небольшой рост локального максимума поля на высоте около 12 140 м на рис. 3в). В результате в среде с рассмотренным квазипериодическим распределением плотности заряда развитие биполярного стримерного разряда с необходимостью приводит к инициации второго стримерного разряда, отделённого от первого разряда областью низкого электрического поля. При этом задержка возникновения второго разряда мала по сравнению с длительностью предварительной стадии КВР и не приводит к существенному отличию стримерных разрядов в момент их электрического контакта. Отметим, что при формировании нескольких периодов пространственной неоднородности плотности заряда существует возможность последовательной

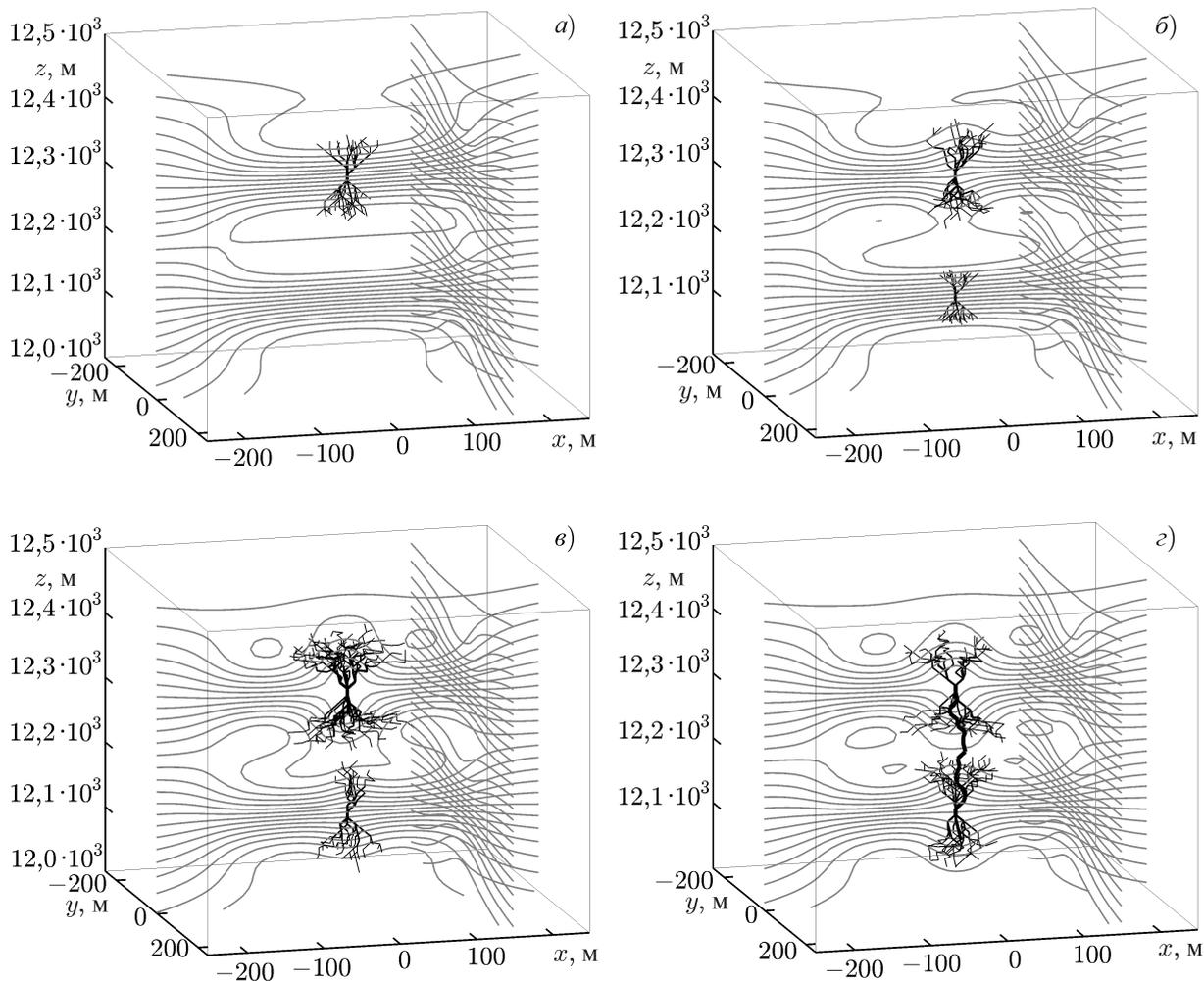


Рис. 4. Последовательные стадии развития КВР в среде с пространственно-неоднородным внешним электрическим полем: (а) развитие первого стримерного разряда за семь шагов модельного времени ($t = 140$ мкс); (б) начало развития второго разряда ($t = 5,06$ мс); (в) одновременное развитие пары разрядов ($t = 7,50$ мс); (г) момент электрического контакта разрядов через 556 шагов модельного времени ($t = 11,12$ мс) с формированием канала с мощным током. Серые линии соответствуют эквипотенциалам в плоскостях $y = 0$ и $x = 200$ м

инициации нескольких КВР.

На рис. 4 показаны мгновенные изображения различных стадий эволюции КВР в среде с пространственно-неоднородным электрическим полем, распределение которого на оси области расчёта аналогично профилю, приведённому на рис. 3. Видно, что второй разряд возникает с задержкой около 5 мс после инициации первого разряда (см. рис. 4а,б), после чего оба разряда длительное время существуют одновременно (см. рис. 4в). В результате перераспределения заряда каждым из стримерных разрядов провал электрического поля между разрядами уменьшается, пока приблизительно через 11 мс после инициации второго разряда между стримерными конструкциями не возникает электрический контакт (см. рис. 4г).

Описание основной стадии КВР, на которой формируется мощный токовый канал между стримерными разрядами, тесно связано с всплеском низкочастотного и высокочастотного излучения КВР. Более детально особенности излучения компактного разряда будут рассмотрены во второй части работы, здесь же мы приведём лишь некоторые характеристики возникающего всплеска

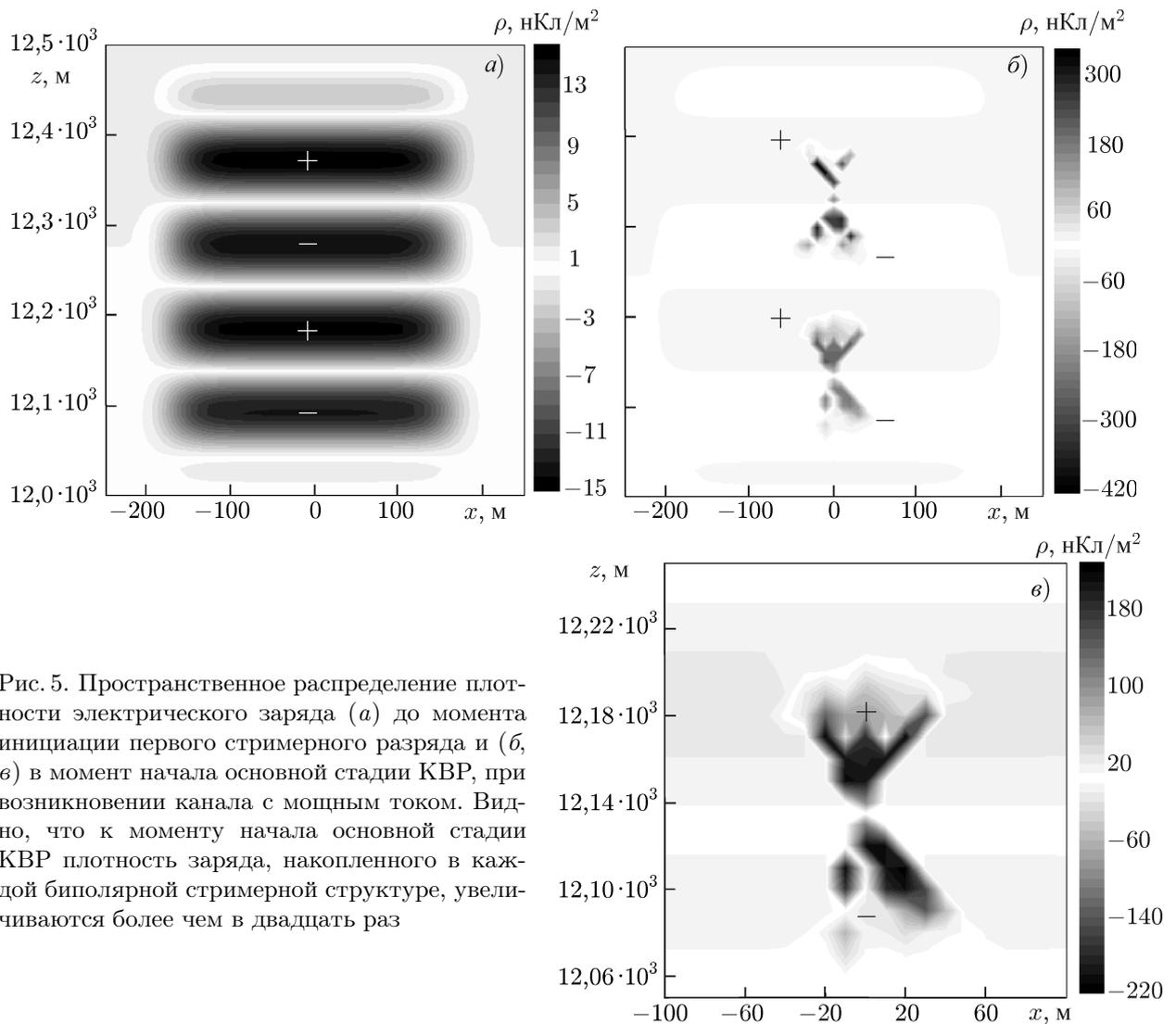


Рис. 5. Пространственное распределение плотности электрического заряда (а) до момента инициации первого стримерного разряда и (б, в) в момент начала основной стадии КВР, при возникновении канала с мощным током. Видно, что к моменту начала основной стадии КВР плотность заряда, накопленного в каждой биполярной стримерной структуре, увеличиваются более чем в двадцать раз

тока. Как уже отмечалось выше, предпосылкой для формирования мощного короткого импульса тока при КВР является наличие сравнительно близко расположенных областей пространственного заряда с противоположным знаком, сформированных на предварительной стадии разряда. Структуру таких областей иллюстрирует рис. 5, на котором представлены начальное распределение плотности заряда в облаке и аналогичное распределение перед пробоем, в начале основной стадии КВР. Видно, что в этот момент объёмный заряд в смежных областях биполярных стримерных разрядов компактно сосредоточен в окрестности канала пробоя, при этом плотность заряда перед пробоем почти в 20 раз превосходит исходное значение.

Распределение плотности заряда вдоль проводящего канала между стримерными разрядами в момент его возникновения показано на рис. 6а, а соответствующее распределение тока разряда в разные моменты времени после начала основной стадии КВР — на рис. 6б в предположении, что скорость движения фронта волны ионизации равна $6 \cdot 10^7$ м/с. Видно, что амплитуда тока разряда составляет около 45 кА при длительности порядка 10 мкс, что хорошо соответствует оценкам параметров импульса тока КВР, полученным в рамках приближения передающей линии [27]. При этом в рамках предложенного описания возможен естественный учёт ряда особенностей разрядного тока, которые нельзя проанализировать в приближении передающей линии.

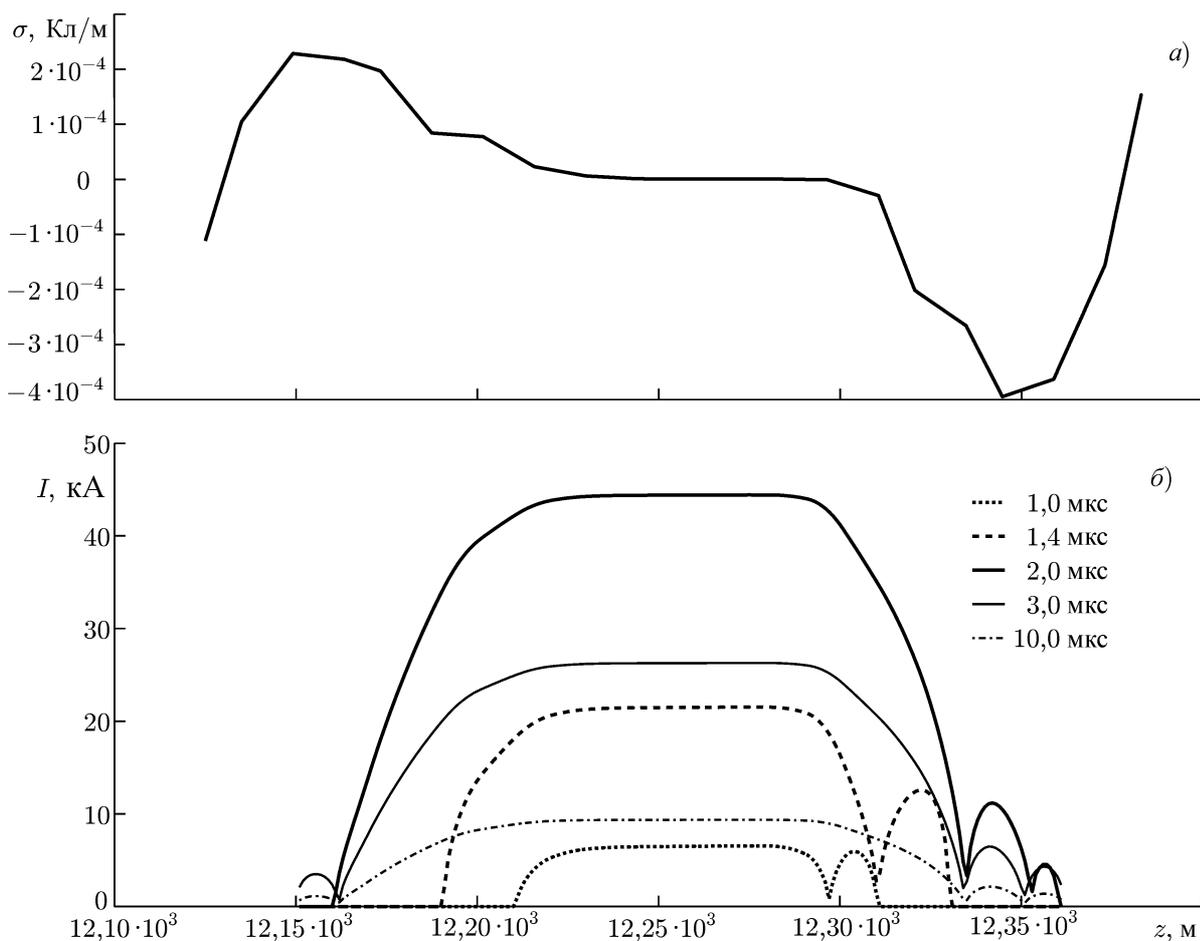


Рис. 6. Распределения погонной плотности электрического заряда ρ вдоль проводящего канала, соединяющего биполярные стримерные структуры, в момент его возникновения (а) и электрического тока I в этом канале в разные моменты времени после начала основной стадии КВР (б). Распределение тока вдоль проводящего канала получено при шаге модельного времени, равном $\tau = 0,2$ мкс

В частности, в рамках данной модели возможен учёт отличия формы канала от прямой линии, возможное ветвление токового канала, отличия скорости распространения импульса тока в разных направлениях, его пространственно-временной несимметрии и т. п. Более подробно данные вопросы, наряду с проверкой предположения о низком уровне электромагнитного излучения на предварительной стадии КВР и формировании мощного короткого всплеска ВЧ/ОВЧ излучения, будут обсуждаться во второй части работы. В заключение отметим, что полученные в рамках предложенного подхода результаты, в частности вид и характеристики биполярных стримерных структур на предварительной стадии КВР, во многом определяются выбранными параметрами элементов модели, а именно размером и эффективной ёмкостью элементарной ячейки, скоростью возникновения проводящего канала между ячейками и зависимостью его проводимости от протекающего по нему тока. Как уже отмечалось выше, сложность и разномасштабность процессов при электрических разрядах в грозовом облаке с необходимостью приводят к их параметризации. Однако многие вопросы физики газового разряда на сегодняшний день не имеют однозначных ответов, в силу чего выбор такой параметризации в данной модели основан на достаточно общих предположениях о структуре и характеристиках разряда. Очевидно, что для построения более точной и обоснованной параметризации необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретиче-

ские исследования, прежде всего, микрофизики разрядов в грозовых облаках. С другой стороны, предложенный настоящей работе подход можно использовать в том числе и для определения диапазона параметров элементов модели, в котором она удовлетворительно описывает наблюдаемые особенности компактных внутриоблачных разрядов.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена новая модель компактного внутриоблачного разряда, согласно которой последний является результатом взаимодействия двух (или более) биполярных стримерных структур, формирующихся в сильном крупномасштабном электрическом поле. Модель предполагает наличие двух стадий развития КВР. На предварительной стадии в области сильного электрического поля (например, на границе основного положительного и основного отрицательного слоёв пространственного заряда или на границе основного положительного и отрицательного экранирующего слоёв) последовательно возникают две или более биполярные стримерные структуры. Предполагается, что пространственно-временная синхронизация стримерных структур обеспечивается высотной модуляцией электрического поля, в качестве возможного источника которой рассматривается потоковая неустойчивость. Показано, что одиночная биполярная стримерная структура по мере своего развития накапливает значительный электрический заряд и фактически представляет собой распределённый динамический диполь. Начало основной стадии КВР соответствует возникновению электрической связи между стримерными структурами, при которой накопленный на смежных концах разрядов электрический заряд нейтрализуется за время, много меньшее длительности предварительной стадии КВР. При этом параметры возникающего импульса тока хорошо согласуются с оценками тока КВР, полученными в приближении передающей линии. В рамках предложенного подхода представляется возможным объяснить ряд наблюдаемых особенностей излучения КВР, в частности слабое (с уровнем ниже установленных в экспериментах порогов обнаружения) излучение на предварительной стадии разряда, формирование мощного короткого биполярного импульса электрического поля и синхронизацию всплесков излучения в ОНЧ/НЧ и ВЧ/ОВЧ диапазонах. Более подробно вопросы излучения компактного внутриоблачного разряда в различных частотных диапазонах более подробно будут рассмотрены во второй части работы.

Авторы благодарят В. А. Ракова за плодотворные обсуждения полученных результатов и важные замечания, а также Н. А. Богатова, А. Ю. Костинского и Е. А. Мареева за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 13-05-01100 и 15-01-06612) и Министерства образования и науки РФ (госконтракт 14.В25.31.0023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Le Vine D. M. // J. Geophys. Res. 1980. V. 85, No. C7. P. 4091.
2. Willett J. C., Bailey J. C., Krider E. P. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94, No. D13. P. 16255.
3. Medelius P. J., Thomson E. M., Pierce J. S. // Proc. Int. Aerospace and Ground Conf. Lightning and Static Electr., NASA Conf. Publ., 1991. V. 3106. P. 12-1.
4. Holden D. N., Munson C. P., Devenport J. C. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22, No. 8. P. 889.
5. Massey R. S., Holden D. N. // Radio Sci. 1995. V. 30, No. 5. P. 1645.
6. Massey R. S., Holden D. N., Shao X. M. // Radio Sci. 1998. V. 33, No. 3. P. 1755.
7. Smith D. A., Holden D. N. // Radio Sci. 1996. V. 31, No. 3. P. 553.
8. Smith D. A., Shao X. M., Holden D. N., et al. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104, No. D4. P. 4189.

9. Smith D. A., Massey R. S., Wiens K. C., et al. // Proc. 11th Int. Conf. Atmos. Electr. / Ed. by H. Christian. NASA Conf. Publ., 1999. CP-1999-209261. P. 6.
10. Rison W., Thomas R. J., Krehbiel P. R., et al. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26, No. 23. P. 3 573.
11. Thomas R. J., Krehbiel P. N., Rison W., et al. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, No. 1. P. 143.
12. Jacobson A. R., Knox S. O., Franz R., Enemark D. C. // Radio Sci. 1999. V. 34, No. 2. P. 337.
13. Jacobson A. R., Cummins K. L., Carter M., et al. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, No. D12. P. 15 653.
14. Smith D. A., Eack K. B., Harlin J., et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. D13. Art. no. 4183.
15. Cummins K. L., Murphy M. J., Bardo E. A., et al. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, No. D8. P. 9 035.
16. Jacobson A. R., Light T. E. L. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, No. D9. Art. no. 4266.
17. Smith D. A., Heavner M. J., Jacobson A. R., et al. // Radio Sci. 2004. V. 39, No. 1. Art. no. RS1010.
18. Jacobson A. R. // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, No. D24. Art. no. 4 778.
19. Light T. E. L., Jacobson A. R. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. D24. Art. no. 4 756.
20. Jacobson A. R., Light T. E. L. // Ann. Geophys. 2012. V. 30, No. 2. P. 389.
21. Jacobson A. R., Holzworth R. H., Shao X.-M. // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 1 587.
22. Eack K. B. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31, No. 20. Art. no. L20102.
23. Wiens K. C., Hamlin T., Harlin J., Suszcynsky D. M. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. no. D05201.
24. Jacobson A. R., Heavner M. J. // Mon. Weather Rev. 2005. V. 133, No. 5. P. 1 144.
25. Sharma S. R., Fernando M., Cooray V. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 1 251.
26. Lu F., Zhu B., Zhou H., et al. // J. Geophys. Res.: Atmos. 2013. V. 118. P. 4 458.
27. Nag A., Rakov V. A., Tsalikis D., Cramer J. A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. no. D14115.
28. Karunarathne S., Marshall T. C., Stolzenburg M., Karunarathna N. // Proc. XV Int. Conf. Atmos. Electr., Norman, Oklahoma, USA. Art. no. P-02-05.
29. Wu T., Dong W., Zhang Y., Wang T. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art. no. D03111.
30. Thottappillil R., Rakov V. A., Uman M. A. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95, No. D11. P. 18 631.
31. Rakov V. A., Thottappillil R., Uman M. A. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. D9. P. 9 935.
32. Zhu B., Zhou H., Thottappillil R., Rakov V. A. // J. Geophys. Res.: Atmos. 2014. V. 119, No. 6. P. 2 699.
33. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
34. Гуревич А. В., Зыбин К. П. // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171, № 11. С. 1 177.
35. Gurevich A. V., Zybin K. P., Roussel-Dupre R. A. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254. P. 79.
36. Cooray V., Cooray G., Marshall T., et al. // Atmos. Res. 2014. V. 149. P. 346.
37. Arabshahi S., Dwyer J. R., Nag A., et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2014. V. 119. P. 479.
38. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 3. С. 114.
39. Nag A., Rakov V. A. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. Art. no. D20102.
40. Tierney H. E., Roussel-Dupre R. A., Symbalisty E. M. D., Beasley W. H. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. Art. no. D12109.
41. Roussel-Dupre R. A., Gurevich A. V. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, No. A2. P. 2 297.
42. Dwyer J. R., Babich L. P. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art. no. A09301.
43. Silva C. L., Pasko V. P. // J. Geophys. Res.: Atmos. 2015. V. 120, No. 10. P. 4 989.
44. Niemeyer L., Pietronero L., Wiesmann H. J. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52, No. 12. P. 1 033.
45. Mansell E. R., MacGorman D. R., Ziegler C. L., Straka J. M. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. D9, doi:10.1029/2000JD000244.
46. Iudin D. I., Trakhtengertz V. Yu., Hayakawa M. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68, No. 1. Art. no. 016601.
47. Krehbiel P. R., Rioussset J. A., Pasko V. P., et al. // Nature Geosci. 2008. V. 1. P. 233.
48. Wiesmann H. J., Zeller H. R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60, No. 5. P. 1 770.

49. Femia N., Niemeyer L., Tucci V. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1993. V. 26, No. 4. P. 619.
50. Hayakawa M., Iudin D. I., Trakhtengerts V. Yu. // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2008. V. 70, No. 13. P. 1660.
51. Rioussset J. A., Pasko V. P., Krehbiel P. R., et al. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, Art. no. D15203.
52. Иудин Д. И., Иудин Ф. Д., Хаякава М. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2015. Т. 58, № 3. С. 187.
53. Mansell E. R., MacGorman D. R., Ziegler C. L., Straka J. M. // *J. Geophys. Res.* 2005. V. 110. Art. no. D12101.
54. Трахтенгерц В. Ю. // *Докл. АН СССР.* 1989. Т. 308, № 3. С. 584.
55. Мареев Е. А., Сорокин А. Е., Трахтенгерц В. Ю. // *Физика плазмы.* 1999. Т. 25, № 3. С. 289.
56. Райзер Ю. П. *Физика газового разряда. Долгопродный*: Изд. дом «Интеллект», 2009. 736 с.
57. Ebert U., Sentman D. D // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41, No. 23. Art. no. 230301.
58. Andreev M. G., Bogatov N. A., Kostinskiy A. Yu., et al. // *Proc. 15th Int. Conf. Atmos. Electr. Norman, USA, 2014.* Art. no. O-03-08.
59. Marshall T. C., Rust W. D. // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96, No. D12. P. 22297.
60. Stolzenburg M., Marshall T. C., Krehbiel P. R. // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Art. no. D19202.
61. Rioussset J. A., Pasko V. P., Krehbiel P. R., et al. // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Art. no. A00E10.
62. Davydenko S. S., Marshall T. C., Stolzenburg M. // *Proc. XIV Int. Conf. Atmos. Electr. Rio de Janeiro, Brazil, 2011.* Art. no. 230.
63. Gallimberti I., Vacchiega G., Bondiou-Glergerie A., Lalande P. // *C. R. Phys.* 2002. V. 3, No. 10. P. 1335.
64. Davydenko S. S., Iudin D. I., Klimashov V. Yu., et al. // *Proc. 15th Int. Conf. Atmos. Electr. Norman, USA, 2014.* Art. no. P-08-19.

Поступила в редакцию 30 июня 2015 г.; принята в печать 27 июля 2015 г.

FRACTAL MODEL OF A COMPACT INTRACLOUD DISCHARGE. I. FEATURES OF THE STRUCTURE AND EVOLUTION

D. I. Iudin and S. S. Davydenko

We propose a new model of a compact intracloud discharge considered as the result of interaction between two (or more) bipolar streamer structures formed in a strong large-scale electric field of a thundercloud. The model assumes two stages of the compact discharge development. At the preliminary stage, two or more bipolar streamer structures appear successively in the thundercloud in the region of a strong electric field (at the boundaries between the regions of the main positive and the main negative electric charges or between the main positive charge region and the top negative screening layer). The time of development of such structures is determined by the characteristics of the conducting channels that form them and can reach tens of milliseconds. Spatiotemporal synchronization of the bipolar streamer structures is provided by the altitude modulation of the electric field, due to large-scale turbulence of the cloud medium or the stream instability. It is shown that a single bipolar streamer structure accumulates significant electric charges of different signs at its ends as it develops. The beginning of the main stage of a compact intracloud discharge corresponds to the occurrence of the conducting channel (breakdown of the gap) between developed streamer structures. The electric charge accumulated at the adjacent ends of the structures at this stage is neutralized over a time much less than the duration of the preliminary stage. The parameters of the current impulse are in good agreement with the estimates of the current of a compact intracloud discharge which were obtained in the transmission line approximation.

Д. И. Иудин, С. С. Давыденко