

9. Жданов С. К., Трубников Б. А. Магнитозвуковой солитон разряжения и генерация ВЧ колебаний при динамическом развитии z -пинча // ЖЭТФ.— 1982.— Т. 83, № 6.
10. Трушин С. А., Шолин Г. В., Хапаев М. М. О характере изменения электрического поля разделения зарядов на фронте нелинейных магнитозвуковых волн // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 1.
11. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков.— М.: Атомиздат, 1979.
12. Лонгмайр К. Физика плазмы.— М.: Атомиздат, 1966.
13. Тихонов А. Н. Системы дифференциальных уравнений, содержащие малые параметры при производных // Матем. сб.— 1952.— Т. 31(93), № 3.
14. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений.— М.: Наука, 1973.
15. Крылов Н. Н., Боголюбов Н. Н. Новые методы в нелинейной механике.— Киев: ГТЦ, 1934.
16. Хапаев М. М. О теореме А. Н. Тихонова для сингулярно возмущенных систем // ДАН СССР.— 1983.— Т. 271, № 5.
17. Мищенко Е. Ф., Розов Н. Х. Дифференциальные уравнения с малым параметром и релаксационные колебания.— М.: Наука, 1975.
18. Хапаев М. М. О методе усреднения и некоторых задачах, связанных с усреднением // Дифференц. уравнения.— 1966.— Т. 2, № 5.
19. Андронов А. А., Витт А. В., Хайкин С. З. Теория колебаний.— М.: Наука, 1977.

г. Москва

Поступила 8/II 1988 г.,
в окончательном варианте — 20/II 1989 г.

УДК 537.521+621.391.821

Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ МОЛНИИ И СКОЛЬЗЯЩЕЙ ИСКРЫ

Разряд молнии носит случайный и неконтролируемый характер, и получение экспериментальных данных о нем связано с определенными трудностями. Многие результаты получают при лабораторном изучении длинных искр [1, 2], которые иногда используют для моделирования молнии при испытаниях уязвимости топливных систем и электронного оборудования самолетов к воздействию атмосферного электричества [3]. Естественно, воздействие на аппаратуру можно моделировать любым разрядом с подходящим током, однако в модельных испытаниях для определения вероятного удара молнии [4, 5] ценность подобных испытаний зачастую сомнительна [6], поскольку молнии и длинные искры различаются многими характеристиками.

По нашему мнению, практически единственным видом разряда, процесс пробоя в котором наиболее близок к молнии и происходит с образованием ступенчатого лидера, является скользящая искра (СИ). Причины, почему эти несопоставимые по масштабам явления подчиняются примерно одинаковым закономерностям, исследованы пока недостаточно. Создание теории или моделей сильноточной стадии молнии [7, 8] затруднено из-за отсутствия начальных условий развития ее канала разряда. Разработка экспериментальной модели молнии, каковой может быть СИ на стадии пробоя, представляется полезным для понимания процессов пробоя в молнии.

Цель данной работы — сравнительное сопоставление электрических полей СИ и молнии, генерируемых развивающимся лидерным процессом, а также сопоставление на этой основе последующих стадий пробоя. Данные о молнии взяты из литературы, исследования СИ в основном выполнены авторами.

Каждый импульс молнии начинается со слабосветящегося предразряда, который получил название лидерного процесса [1, 2, 9, 10]. Чаще всего лидер движется от облака к земле отдельными ступенями, характерная длина которых около 50 м. В конце каждой ступени лидер останавливается на время около 50 мкс, а затем проходит следующую ступень, поэтому его часто называют ступенчатым. После замыкания разрядного промежутка (РП) облако — земля по создавшемуся проводящему каналу от земли к облаку развивается так называемый возвратный удар (главный или обратный разряд), формирующий яркий светящийся искровой канал. После некоторой паузы распространяется второй (стреловидный) лидер и второй возвратный удар.

Существующие теории ступенчатого лидера не дают ясной качественной картины происходящих процессов. Многие исследователи ([10] и цитируемая литература) считают несомненным, что обнаруживаемые световые процессы: стример-пилот, который движется непрерывно со скоростью, равной эффективной скорости распространения ступенчатого лидера, коронный разряд с вершины лидера, радиальные токи короны, вследствие которых канал лидера окружен оболочкой из коронного разряда \mathcal{C} радиусом в несколько метров, первичные и вторичные стримеры, — все эти процессы пред-

шествуют наблюдаемому ступенчатому лидеру молнии. В [11] утверждается, что пространство непосредственно перед головкой канала лидера достаточно плотно заполнено стримерами, для их зарождения необходимо, чтобы напряженность поля E в области головки была не ниже $3 \cdot 10^4$ В/см.

Стримерной стадии и импульсной короне предшествует стадия, связанная с распространением пробойных волн, которые, по-видимому, присутствуют во всяком электрическом пробое [12] и наблюдаются в совершенно различных условиях [13]. Фронты свечения, движущиеся со скоростями около $1/3$ скорости света, имелись также в импульсной короне [9], в разрядах вдоль поверхности диэлектрика, в искрах и молнии [13].

Условие возникновения пробойных волн — наличие больших перенапряжений в РП. В коротких РП может наблюдаться несколько фронтов свечения, прямых и отраженных. В результате ионизации и возбуждения газа при движении этих фронтов РП светится однородно, как в квазистационарном тлеющем разряде [13].

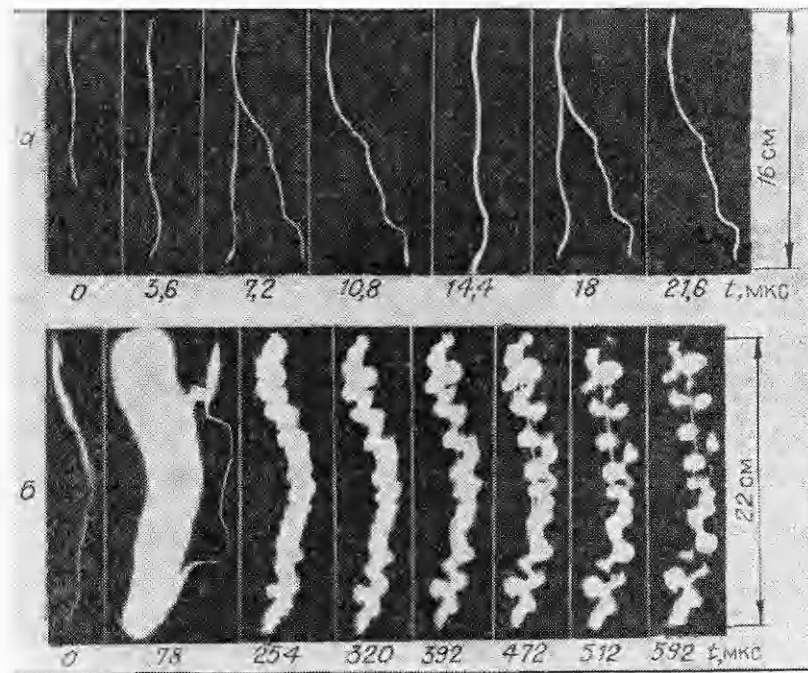
Рассмотрим основные процессы при пробое СИ. Для оценок возьмем следующие условия разряда: длина РП до 100 см, напряжение на высоковольтном электроде косинусоидальной формы $U_0 = 80-90$ кВ, толщина диэлектрика между высоковольтным электродом и проводником, расположенным под слоем диэлектрика (этот проводник называют инициатором), $d = 0,1$ см. Материал диэлектрика — полиэтилентерефталат с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 3 \div 3,2$. Более подробно техника эксперимента и метод управления СИ изложены в [14].

По сравнению с длинной лабораторной искрой и молнией СИ имеет два основных отличия: иную геометрию электрического поля, так как появляется нормальная к поверхности диэлектрика составляющая поля между высоковольтным электродом (или движущимся стримером) и инициатором, и возникающую при такой геометрии электрического поля поверхностную емкость между образующейся на поверхности диэлектрика плазмой и инициатором. Процесс пробоя СИ в существенной степени зависит от процессов зарядки и перезарядки этой емкости.

Единая терминология для обозначения фаз и стадий пробоя пока не установлена. Ступенчатым лидером назван процесс распространения фронта пробоя в молнии с характерной длиной ступеней 10—50 м. В аналогичном процессе в СИ характерная длина ступеней 10—20 см. Лидерным процессом в литературе называется процесс ступенчатого приращения длины канала пробоя в сравнительно коротких РП, где ступенчатый лидер, имеющий среднюю длину 50 м, образоваться не может. В СИ характерное приращение длины канала пробоя в этом случае 1—2 см. Для соответствия с терминологией, принятой в литературе, канал пробоя также обозначен нами термином лидер. Термином ступенчатый лидер назван процесс, имеющий длину ступени на порядок больше. Подобную терминологию нельзя признать удачной.

СИ начинается со стадии диффузного свечения поверхности диэлектрика. Свечение связано, вероятно, с двумя процессами: распространением пробойных волн [13] и поляризацией диэлектрика. Факт пробоя или неprobоя РП определяется распространением пробойных волн по всей его длине. При сопоставлении кинограммы завершенной и незавершенной СИ (рис. 1) можно отметить, что они отличаются с самого начала. Если в незавершенной СИ (рис. 1, а) видимые процессы ограничены движением лидера и последующим его разогревом, то в завершенной СИ (рис. 1, б) видимый процесс начинается с диффузного свечения траектории разряда, по которой развиваются стримеры. Это различие можно объяснить прохождением пробойной волны по всей длине РП, результатом чего является протекание начального сквозного тока по будущей траектории разряда. Соответственно должны меняться и условия формирования стримерной и лидерной стадий разряда в незавершенной и завершенной СИ, а также условия распространения стримеров на фронте пробоя и в радиальном направлении.

Диффузное свечение поверхности диэлектрика, кроме того, может быть вызвано его поляризацией в сильных электрических полях [15]. Возникающие при этом на поверхности связанные заряды существенно сказываются на распределении электрических полей по длине РП. Макси-

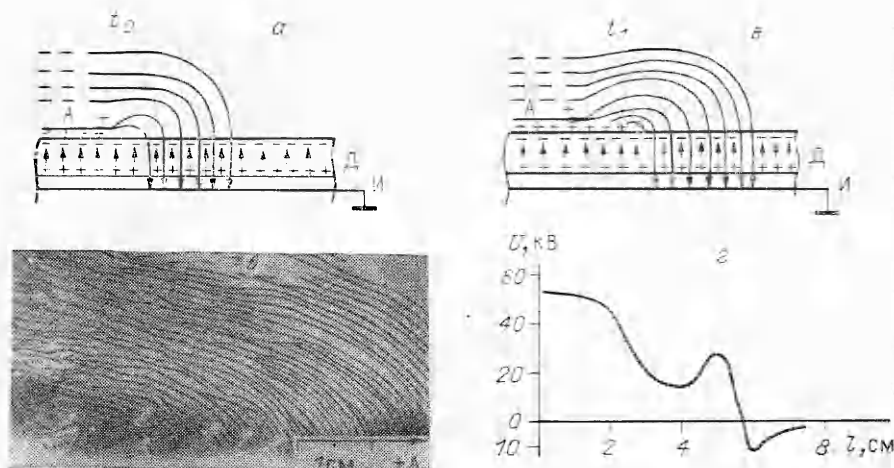


Р и с. 1

мальную величину заряда поверхности диэлектрика σ можно оценить, учитывая, что применяемые нами тонкопленочные диэлектрики, в частности полиэтилентерефталат, в электрическом поле обладают электретным эффектом [16] $\sigma = 100 \epsilon_0 [200 + (3 \epsilon/d)^{1/2}]^2$ К/м², где $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м, $\epsilon = 3$. Для диэлектрика $d = 0,1$ см $\sigma = 7,4 \cdot 10^{-9}$ К/см². Однако максимальная величина заряда электрета ограничена пробивной прочностью воздуха и не может превышать $\sigma = \epsilon \epsilon_0 U_{пр} = 2,65 \cdot 10^{-9}$ К/см² ($\epsilon = 1$, $U_{пр} = 30$ кВ/см). Если поле электрета в какой-то точке пространства превысит $U_{пр}$, возникнет пробой и заряд электрета уменьшится. Пробои будут происходить до тех пор, пока заряд электрета не станет меньше $2,65 \cdot 10^{-9}$ К/см². Эти частичные пробои и связанный с ним начальный ток могут восприниматься как диффузное свечение, не наблюдаемое фоторегистратором СФР-2М, но которое может быть зарегистрировано другими способами [17, 18]. Оценка σ для материалов, не обладающих электретным эффектом, мало изменится, однако время существования связанного заряда может оказаться существенно меньше.

Итак, граница раздела газ—диэлектрик в результате действия пробойных волн и поляризации диэлектрика на фронте пробоя в СИ получает начальную проводимость. Для пробоя в воздухе требуется продольная $E = 30$ кВ/см, однако поскольку граница раздела газ — диэлектрик уже находится в состоянии ударной ионизации, эта цифра может быть снижена примерно на треть в зависимости от толщины диэлектрика. По той же причине напряжение возникновения СИ при $d = 0,1$ см составляет 18—20 кВ.

Поскольку электрическое поле на некотором участке РП устанавливается раньше прохода пробойной волны, волна является как бы спусковым механизмом для начала процессов пробоя по поверхности диэлектрика, происходящего вследствие поляризации. Начальная проводимость незначительна и в длинных РП не может обеспечить развития пробоя. Но даже незначительное ее увеличение, например нанесение линии управления точками, отстоящими друг от друга на расстоянии 0,5 см, предопределяет траекторию разряда. Образующийся в канале начальной проводимости стример переносит заряд в глубину РП, при этом ток сквозной



Р и с. 2

проводимости (или ток фронта пробоя) направлен на компенсацию заряда. Поэтому линия управления с заметной начальной проводимостью, наоборот, препятствует развитию по ней пробоя.

При подходе к противоположному электроду ток сквозной проводимости возрастает, происходит более полная компенсация заряда лидера, пробойные напряжения также возрастают. В этом одна из причин перегиба на пробойных характеристиках СИ [19]. Другая возможная причина — образование встречного стримера с заземленного электрода. Он часто наблюдается в молнии [10], в СИ при длине РП около 1 м встречный стример почти совпадает по времени с моментом пробоя и выделить его образование сложнее. Встречный стример образуется в канале тока сквозной проводимости и, по-видимому, имеет избыточный заряд того же знака, что и на высоковольтном электроде. Образованию встречного стримера способствует наличие активного или реактивного сопротивления в цепи заземленного электрода.

Таким образом, поляризация диэлектрика создает начальную проводимость и играет важную роль в распределении электрических полей по длине РП. На рис. 2 представлен продольный разрез части РП с попыткой учета электрических полей поляризованного диэлектрика. На рис. 2, а дана графическая интерпретация распределения электрического поля на момент времени t_0 , основанием для которой является регистрация процессов пробоя методом автографов. При этом методе разряд проводится либо непосредственно по эмульсии фотопленки, наложенной на диэлектрик, либо фотопленка располагается перпендикулярно или под углом к поверхности диэлектрика. На рис. 2, б приведен автограф на пленке РТ-5, расположенной перпендикулярно поверхности диэлектрика Д по линии управления. В момент времени t_0 поле между инициатором И и положительно заряженным лидером А и всем фронтом пробоя приложено в основном к газовой среде, поле в диэлектрике ослаблено поляризацией. Электронные лавины развиваются в направлении поля, оставляя след на фотопленке и визуализируя распределение поля аналогично железным опилкам в магнитном поле. При $t_1 > t_0$ вследствие процессов ионизации и разделения зарядов поверхность диэлектрика, заряженная поляризацией отрицательно, связывает объемный положительный заряд, оставляемый электронными лавинами. Этот процесс интерпретируется как заряд емкости, удельная величина которой $C_{уд} \approx 3$ пФ/см², до $E = 100-200$ кВ/см в поперечном направлении и до $E = 20-30$ кВ/см в продольном. Длина по фронту пробоя такой единичной емкости 1—2 см, постоянная времени заряда $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ с. Эти параметры ограничены мощностью источника энергии, о чем будет сказано далее. Электрические поля единичной емкости и фронта пробоя складываются, вызывая усиление поля

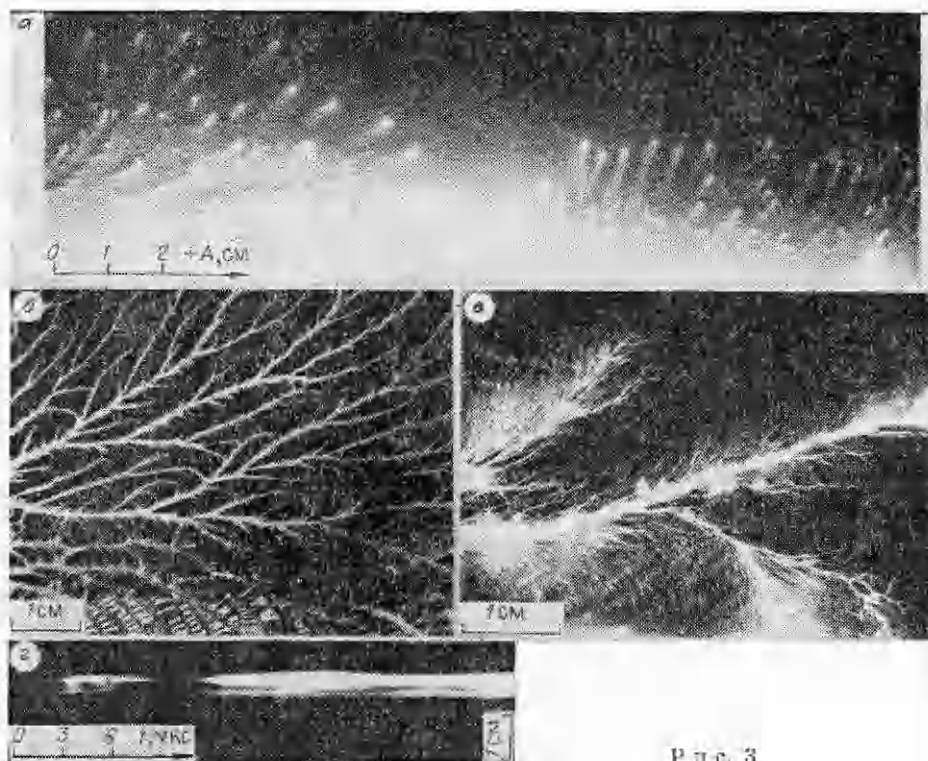
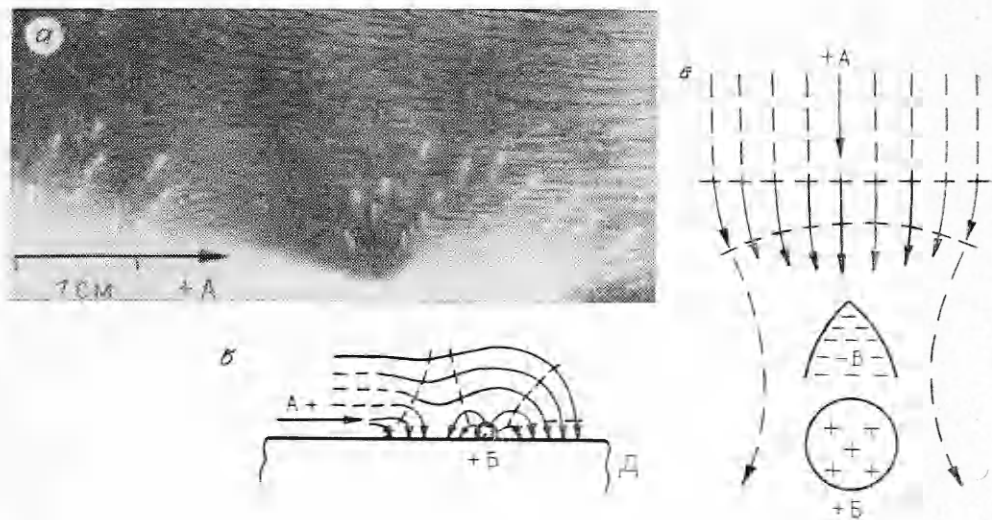


Рис. 3

за пределами заряженной поверхности диэлектрика (момент времени t_1 , рис. 2, *в*). Примерное распределение потенциала по длине РП на момент времени t_1 с учетом поляризации диэлектрика приведено на рис. 2, *г*.

Процесс формирования канала лидера представляет собой, по сути дела, серию вторичных пробоев по линиям максимального градиента потенциала, по которым развиваются стримеры в газовой среде над поверхностью диэлектрика, разогревающие канал лидера. Автограф рис. 3, *а* выполнен так же, как и на рис. 2, *б*, но не на фронте пробоя, а в канале лидера, автограф рис. 3, *б* — с применением пленочных фильтров для защиты от излучения лидерного канала. Использование фильтров вызывает некоторые сомнения из-за разрядов в воздушных зазорах, но в радиальном направлении от лидера можно наблюдать аналогичную картину (рис. 3, *в*). Так как поверхность диэлектрика уже заряжена положительно, канал лидера формируется в газовой среде над поверхностью. На рис. 3, *г* приведена фоторазвертка канала разряда, выполненная в ультрафиолетовой части спектра при расположении щели фоторегистратора перпендикулярно оси разряда. Точка регистрации по длине РП — область перегиба пробойной характеристики [19], т. е. область неустойчивого образования ступенчатого лидера. На линейной части пробойной характеристики образуется цилиндрическая плазменная оболочка [20]. Необходимо заметить, что развиваемые представления относятся только к линейной части пробойной характеристики СИ [19], где пробой происходит с образованием ступенчатого лидера. Плазменная оболочка к началу сильноточной стадии представляет собой в СИ полукольцо с диаметром 3—10 мм, которое сохраняется до конца разряда вследствие малой удельной энергии в разряде [20]. В молнии канал разряда перед началом сильноточной стадии — кольцо диаметром ~ 1 м [10].

Траектория лидера определяется каналом тока начальной проводимости, расположенным на поверхности диэлектрика. В дальнейшем этот канал сохраняется как канал компенсации положительного заряда диэлектрика (рис. 3, *г*). Однако время существования канала тока начальной проводимости превышает время тока разряда источника питания, он



Р и с. 4

существует на стадии развала плазмы (см. рис. 1, б). Видимо, еще до начала лидерной стадии в канале происходят существенные изменения. На рис. 4, а приведены автографы фронта пробоя, примерно соответствующие моменту времени t_1 (см. рис. 2), из которых можно сделать вывод, что оставляемый электронными лавинами положительный объемный заряд локализуется в небольшой зоне. Процесс локализации пока неясен. Регистрация нескольких одновременно возникающих зон свечения позволяет предположить, что процесс локализации положительного заряда начинается на быстрых, волновых стадиях пробоя в области распространения пробойной волны.

Локальный положительный заряд изменяет распределение электрического поля в РП (рис. 4, б). Штриховыми линиями показаны направления градиента поля, по которым развиваются стримеры. Они, по-видимому, приводят к частичной рекомбинации локального заряда Б, благодаря которой можно зарегистрировать его свечение. В воздухе возможна также частичная экранировка этого заряда отрицательными ионами, вследствие чего начальный канал тока сохраняет избыточный (относительно квазинейтральной плазмы) положительный заряд, постепенно рекомбинирующий. Иначе объяснить длительное существование этого канала тока трудно.

Метод автографов хорошо согласуется с методом регистрации заряда с помощью электрографии, применяемой для оценки заряда стримеров в длинной лабораторной искре [21, 22]. Если картину развития СИ перенести на длинную искру и молнию, то распределение электрических полей для участка молнии с лидером А при общем направлении поля от облака к земле на момент времени, соответствующий рис. 4, б для СИ и по аналогии с ней, будет выглядеть примерно так, как изображено на рис. 4, в. Отличия в основном в масштабах явления и в том, что траектория разряда молнии расположена в трехмерном пространстве, а не на плоскости. Кроме того, зона В с преимущественно отрицательным зарядом создается не за счет поляризации диэлектрика, как в СИ, а вследствие высокого (10^8 В) потенциала молнии, в результате чего процесс разделения зарядов более эффективен.

Из рис. 4 видно, что заряд Б создает противодействующее поле лидеру А, на что обратил внимание В. С. Комельков [23]. Им же высказана критика попытки М. Теплера перенести на молнию картину скользящего разряда. Противодействующее поле приводит к двум следствиям: 1) ступенчатому развитию лидера А, поскольку необходимо увеличение потенциала для его преодоления; 2) изгибу траектории лидера. Последнее об-

стоятельство объясняет, почему траектория как молнии [10], так и СИ всегда извилиста. В СИ извилистость увеличивается при подходе лидера к противоположному электроду, угол лидера с направлением развития пробоя может достигать 45° . Угол отклонения лидера зависит от E на данном участке РП. На рис. 1, *a* правый канал, развивающийся позже, т. е. при меньшей E , более извилист, чем левый. Вероятно, в молнии те же закономерности, если $U_0 \simeq U_{пр}$.

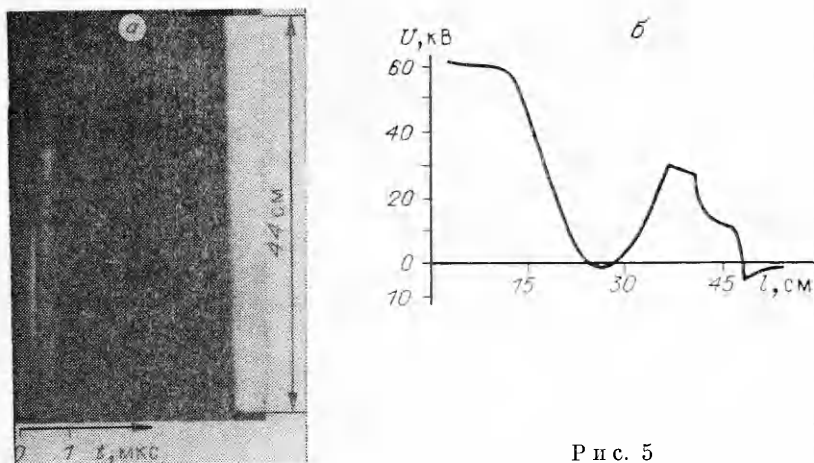
Большое значение для устойчивости канала лидера имеет чехол мало-подвижных ионов [23]. Вопрос об устойчивости стримера рассматривается в [2]. Чехол ионов создается стримерами (см. рис. 3, *a*), распространяющимися в радиальном направлении. Таким образом, процесс пробоя длинного РП следует рассматривать не только как процесс заряда и пробоя продольной (погонной) емкости. В радиальном направлении идут практически те же процессы. Процесс разделения зарядов значительно более эффективен в зоне максимальной E , т. е. на фронте пробоя. В радиальном направлении процесс пробоя существенно замедлен чехлом малоподвижных ионов, создающих противодействующее поле. Вероятно, в основном зарядом и пробоем радиальных емкостей при увеличении потенциала на канале объясняется электромагнитное излучение молнии на частотах от десятков килогерц до сотен мегагерц [10]. При учете затрат энергии на процессы пробоя нужно также учитывать и затраты на радиальное расширение канала, т. е. заряд радиальных емкостей. Пока трудно делать количественные оценки, для СИ энергия, необходимая для развития пробоя, составляет несколько джоулей на метр длины канала, и в то же время продвижение лидера на фронте пробоя ограничивается в основном мощностью источника питания. При бесконечной мощности картина разряда СИ будет несколько иной, но такой режим в молнии нереализуем из-за большого сопротивления канала разряда. Вместе с тем многие работы по СИ выполнены именно в этом режиме, и проводить аналогии с молнией следует с осторожностью.

Диаметр полуцилиндрического объема, в котором идут вторичные процессы пробоя в СИ, ~ 15 см. Экспериментальная оценка сделана методом автографов и представляется заниженной. В молнии этот диаметр, вероятно, на 2—3 порядка больше. Оценка для длинной искры в [23] явно занижена.

Стримеры, формирующие чехол ионов, можно классифицировать как первичные и вторичные. Обсуждаемые в литературе [24] принципиально различные модели распространения стримеров (квазиволновое перемещение заряженной головки, не оставляющей позади себя проводящего канала; формирование канала достаточно высокой проводимости) могут при данном подходе оказаться вполне совместимыми, если принять, что стримеры, развивающиеся по направлению максимального градиента потенциала, не оставляют проводящего канала. Это практически необходимое условие существования чехла вокруг лидера, а также плоского на расстоянии около 5 см от лидера для СИ (см. рис. 2, *b*) фронта пробоя. Стримеры, развивающиеся после прохода пробойных волн и формирующие траекторию лидера, могут иметь уже достаточно высокую проводимость.

При отрицательной полярности приложенного напряжения анализ происходящих процессов сложнее и требует отдельного рассмотрения. Сложность в том, что у развивающегося лидера избыточный заряд одного знака, причем времена жизни отрицательного и положительного избыточного зарядов различны. На рис. 1, *a*, например, незавершенный разряд СИ на каждом полупериоде знакопеременного напряжения развивается по одной из ветвей, что можно объяснить различиями в процессе компенсации избыточного заряда. При качественном анализе процессов пробоя этими различиями можно пренебречь и рассматривать более простой для понимания процесс пробоя при положительной полярности приложенного напряжения.

Процесс образования ступенчатого лидера представляется следующим. Распространение пробойной волны на некотором участке РП и ток



Р и с. 5

начальной проводимости создают на траектории лидера цепочку локальных зарядов того же знака, что и на высоковольтном электроде (см. рис. 4, а). Дальнейшее распространение фронта пробоя и радиальные процессы приводят к нейтрализации (рекомбинация и экранирование) локальных зарядов, что приводит к росту E на этом участке РП. Рост E будет до тех пор, пока не произойдет вторичный пробой участка РП, на котором была образована цепочка локальных зарядов и завершились лидерные процессы формирования канала. Пробой происходит по внешней границе цилиндрической оболочки лидера, так как осевой канал (см. рис. 3, з) имеет большое сопротивление. Чехол ионов препятствует пробоя по какой-либо иной траектории и поддерживает непрерывно действующее электрическое поле фронта пробоя. Бросок потенциала при вторичном пробое приводит к перераспределению электрических полей чехла, поэтому от конца ступенчатого лидера нередко можно наблюдать боковые ветви. На рис. 5, а приведена фоторазвертка ступенчатого лидера СИ (см. также рис. 3, а) и примерное распределение потенциала по длине РП перед возникновением второй ступени лидера (рис. 5, б).

В [25] для определения длинного РП принято, что в основное время развития процессов пробоя нет тока переноса через поверхность катода, ток во внешней цепи трактуется как ток смещения. Другое определение длинного РП может быть связано со средней E между электродами, которой в длинном РП можно пренебречь, при этом процесс пробоя длинного РП происходит с образованием ступенчатого лидера и является самораспространяющимся с линейной пробойной характеристикой. Она экспериментально получена в СИ [19], и с большой долей уверенности ее можно предполагать в молнии.

Длинный РП при $U_0 \approx U_{пр}$ содержит участок пробоя, в котором E между электродами пренебрегать нельзя (короткий РП). Можно считать, что значительная часть напряжения приложена к короткому РП. Длинная лабораторная искра моделирует именно короткий РП молнии. Механизмы пробоя длинного и короткого РП различны. Процесс пробоя короткого РП имеет при $U_0 = U_{пр}$ сравнительно длительную фазу разогрева канала сквозным током, который направлен на компенсацию избыточного заряда лидера и его чехла, вследствие чего образование лидера затруднено. При $U_0 = 1,1-1,2U_{пр}$ может оказаться, что время формирования лидера меньше времени разогрева канала пробоя сквозным током. Тогда траектория разряда меняется. Этим можно объяснить поражение молнией Останкинской телебашни [26]: разряд молнии поражает не вершину, а ее среднюю часть. Аналогично в СИ в случае заземленного стержневого электрода на поверхности диэлектрика траектория разряда заканчивается в его средней части.

Длина короткого РП в СИ легко определяется при $U_0 = U_{пр}$ по перегибу пробойной характеристики [19]. Для молнии оценка длины не имеет

большого смысла вследствие принципиальной неопределенности параметров источника энергии, а также длины самой молнии — разряд развивается как вниз, к земле, так и в глубину облака [10]. Кроме того, условие $U_0 = U_{пр}$ для молнии тоже имеет мало смысла. Вместе с тем практическое значение прогнозирования удара молнии при конструировании молниезащиты очень велико. СИ может оказаться здесь удобной моделью. Некоторую оценку длины короткого РП в молнии можно сделать на основании высоты ориентации лидера молнии [27]. Видимо, эта длина не менее 50 м.

Переход от длинного к короткому РП представляет для анализа происходящих процессов пробоя большие трудности, так как нужно учитывать оба механизма пробоя, их меняющееся соотношение. Однако подавляющее число работ по длинной лабораторной искре в СИ выполнено именно для таких условий. Экспериментальные данные в области перехода от одного механизма пробоя к другому становятся малодостоверными, поскольку сильно зависят от условий эксперимента. Например, даже в одних и тех же условиях пробойные напряжения в области перегиба пробойных характеристик [19] имеют разброс. Поэтому для исследования пробоя длинных РП условие образования ступенчатого лидера необходимо, первостепенное же значение приобретает исследование строения канала разряда СИ для выяснения механизмов локализации заряда в РП.

Строение канала разряда СИ обусловлено не только процессами замыкания межэлектродного расстояния сквозным каналом тока. Существенное значение имеет процесс нейтрализации избыточного заряда как в канале лидера, так и в его чехле процессами разряда радиальных емкостей, а в СИ — и процессом разряда поверхностной емкости. В молнии, вероятно, наиболее длительная фаза пробоя — время между замыканием РП и сильноточной стадией, в среднем примерно 0,2 с [10].

Таким образом, по мнению авторов, СИ подобна молнии прежде всего по распределению электрических полей в РП, что обуславливает и подобие последующих фаз и стадий пробоя, поэтому СИ может быть экспериментальной моделью молнии на стадии пробоя. Учитывая многообразие происходящих при пробое длинных РП процессов, для каких-либо количественных оценок экспериментальных данных пока явно недостаточно.

Авторы благодарны И. В. Подмошенскому за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Дж., Крэггс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: ИЛ, 1960.
2. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975.
3. Агапов В. Г., Ларионов В. П., Сергиевская И. М. Оценка надежности и условия испытаний молниезащитных устройств самолета // Электричество. — 1979. — № 7.
4. Базелян Э. М., Бранденбургский В. А., Пулавская И. Г., Строганов Б. А. Поражение молнией самолетов // Электричество. — 1980. — № 3.
5. Трунов О. К., Гапонов И. М., Лупейко А. В., Сысоев В. С. К методике исследований молниезащиты самолетов на моделях // Электричество. — 1985. — № 9.
6. Юман М. Сопоставление молнии и длинной лабораторной искры // ТИИЭР. — 1971. — Т. 59, № 4.
7. Горин Б. Н. Математическое моделирование главной стадии молнии // Электричество. — 1985. — № 4.
8. Костенко М. В. Сопrotивление канала главного разряда молнии // Электричество. — 1985. — № 3.
9. Стекольников И. С. Природа длинной искры. — М.: Изд-во АН СССР, 1960.
10. Юман М. Молния. — М.: Мир, 1972.
11. Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И. Физические и инженерные основы молниезащиты. — Л.: Гидрометеиздат, 1978.
12. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Марковец В. В., Токунов Ю. М. Исследование высокоскоростных пробойных волн при напряжении 250 кВ // ЖТФ. — 1987. — Т. 57, № 4.
13. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Марковец В. В. Волновой пробой газовых промежутков. Быстрые стадии пробоя // ТВТ. — 1983. — № 2.
14. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Метод управления и формирования системы параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении // ПМТФ. — 1976. — № 3.
15. Губкин А. Н. Физика диэлектриков. — М.: Высш. шк., 1971. — Т. 1.

16. Гольдаде В. А., Пинчук Л. С. Электретные пластмассы: физика и материаловедение. — Минск: Наука и техника, 1987.
17. Лимасов А. И., Покровский С. Ф. Использование ЭОПа для исследования скользящих разрядов по поверхности твердых диэлектриков // Тр. СибНИИЭ. — 1972. — № 10.
18. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. — М.: Атомиздат, 1972.
19. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе // ПМТФ. — 1978. — № 3.
20. Зобов Е. А., Литвинова И. Г., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры теневым методом // ПМТФ. — 1986. — № 1.
21. Белоедова И. П., Иванов А. В., Колечицкий Е. С., Ларионов В. П. Применение электрографии для исследования объемного заряда в длинных воздушных промежутках // Электричество. — 1980. — № 2.
22. Белоедова И. П., Иванов А. В. и др. Измерение заряда стримерных образований положительного импульсного разряда // Электричество. — 1981. — № 6.
23. Комельков В. С. Развитие электрического разряда в длинных промежутках // Изв. АН СССР. ОТН. — 1950. — № 6.
24. Базелян Э. М., Горюнов А. Ю. О механизме развития стримеров в резконеоднородном электрическом поле // Электричество. — 1986. — № 11.
25. Базелян Э. М. Лидер положительной длинной искры // Электричество. — 1987. — № 5.
26. Горин Б. Н., Шкилев А. В. Измерение токов молнии на Останкинской телебашне // Электричество. — 1984. — № 8.
27. Базелян Э. М. Выбор точки удара разрядом молнии // Электричество. — 1974. — № 10.

г. Ленинград

Поступила 13/III 1989 г.

УДК 533.9

Ю. С. Протасов, С. Н. Чувашев

О СКЕЙЛИНГЕ ПЛАЗМОФОКУСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА ЭРОЗИОННОГО ТИПА

Излучающие плазмодинамические разряды (ПДР) магнитоплазменного компрессора (МПК) эрозионного типа являются основными элементами различных перспективных практически важных плазменных систем [1—3]. Для ряда приложений необходимо существенное повышение энергоэффективных характеристик таких разрядов (до 10^{10} — 10^{11} Вт, 10^6 — 10^7 Дж). Высокая трудоемкость проведения многопараметрической экспериментальной оптимизации в указанной области делает весьма актуальной предварительную теоретическую оптимизацию. Изучению рабочих процессов в указанных разрядах посвящено значительное число работ ([4—7] и др.), на это нацелена программа исследований [8—12]. Серьезным препятствием здесь была недостаточная степень изученности одного из основных рабочих процессов — эрозионного плазмообразования, из-за чего в численных моделях поток массы плазмы $\rho_p v_p$ приходилось задавать из эксперимента или полуэмпирических зависимостей, надежных только в исследованной области энерговклада ($P = 10^7$ — 10^9 Вт, $W = 10^2$ — 10^6 Дж), для определенной геометрии и рабочих веществ. Данная работа — этап на пути к решению этих задач.

1. Механизм плазмообразования. МПК эрозионного типа представляет собой систему аксиально-симметричных электродов, между которыми организуется сильноточный (10^4 — 10^7 А) разряд. Плазма образуется при эрозии межэлектродной шайбы, ускоряется собственными магнитными полями в токовом слое у диэлектрика и тормозится при магнитной фокусировке на оси симметрии, образуя плазменный фокус (ПФ), где излучает часть своей внутренней энергии [7, 6, 13]. Ранее для $P = 0,05$ — 1 ГВт было установлено, что эрозия твердого диэлектрика в ПДР МПК связана с потоком излучения разряда [14], разложение диэлектрика — со сложными неравновесными химическими реакциями [15]. В самом начале разряда может быть значительна роль теплоотвода в глубь стенки, что приводит к запаздыванию начала эрозионного выхода массы относительно начала разряда [16]. На основе данных [6, 17] в [12] были получены полуэмпирические зависимости для мгновенного потока массы $\rho_p v_p$. Сопостав-