

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией

Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер

Рассматриваются физические процессы, определяющие способность молнии менять свою траекторию, выбирая для удара высокие сооружения. Разъясняется существо лидерного механизма продвижения молнии. Устанавливается критерий старта жизнеспособного восходящего лидера от сооружения. Проясняется механизм дальнего слабого взаимодействия встречного восходящего лидера от заземленного объекта и нисходящего от облака. Обсуждаются современные проблемы молниезащиты и проблема инициирования молний с помощью лазерной искры, последняя — в связи с недавним успешным экспериментом такого рода.

PACS numbers: 52.80. –s, 52.80.Mg, 51.50. +v, 52.90. +z

Содержание

1. Введение (753).
 2. Как устроен лидер молнии (753).
 3. Зарождение нисходящей молнии в облаке (756).
 4. Рост лидера нисходящей молнии и приносимый к земле потенциал (757).
 5. Притяжение молнии. Восходящий встречный лидер (759).
 6. Физический механизм притяжения молнии (760).
 7. Неблагоприятное влияние короны на инициирование восходящего и встречного лидеров и возможности его преодоления (761).
 8. Потребности, возможности и современные тенденции в молниезащите (763).
 9. Лазерное инициирование молний (765).
 10. Требования к каналу, созданному лазером (766).
 11. Заключение (768).
- Список литературы (768).

1. Введение

Эксперименты по инициированию высоковольтного разряда с помощью лазерной плазмы и направлению разряда вдоль канала длинной лазерной искры [1–12], достижения в области создания подходящих для этой цели лазеров стимулировали попытки лазерного управления молнией. Работы в этом направлении, которые

ведутся в США, Японии, Канаде, России [13–31], до недавнего времени не выходили за рамки лабораторных исследований, хотя и целенаправленных. Но в последние годы в Японии перешли к натурным экспериментам. В результате многих попыток в 1997 г. были зарегистрированы два факта успешного инициирования молнии с помощью лазерной плазмы, созданной около вершины высокой башни [17, 18, 21]. Эти безусловно впечатляющие результаты во многих вселили надежды на близость эпохи лазерных методов в молниезащите. В этой связи представляется особенно важным ясное понимание молниевых процессов, констатация того, что сегодня определено известно о ее основных механизмах, а что требует выяснения и углубленного исследования. Это поможет поискам эффективных путей управления молнией за счет лазерных воздействий как в исследовательских целях, так и в интересах молниезащиты и вместе с тем предостережет от чрезмерно оптимистических ожиданий, особенно там, где дело касается инженерной практики.

Ниже будут рассмотрены некоторые ключевые физические механизмы молниевых процессов, обсуждены возможности лазерного инициирования молний, требования к управляющей лазерной искре, выделены насущные проблемы физики молнии и молниезащиты, которые могли бы быть решены при помощи лазеров.

2. Как устроен лидер молнии

Главный интерес и для физики молнии, и для практической молниезащиты представляет нисходящая молния, которая, зарождаясь в облаке, распространяется к земле. В результате контакта молнии с землей облако или его часть (заряженная ячейка) в конечном счете разряжаются. Обычно вспышка молнии состоит из нескольких компонентов, которые следуют друг за другом по общему (а иногда и по различным) каналам с интер-

Э.М. Базелян. Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского, 117927 Москва, Ленинский просп. 19, Российская Федерация
Тел. (095) 955-31-39. Факс (095) 954-42-50

Ю.П. Райзер. Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, просп. Вернадского 101, Российская Федерация
Тел. (095) 434-01-94. Факс (095) 938-20-48
E-mail: raizer@ipm.msk.su

Статья поступила 23 марта 2000 г.,
после доработки 19 апреля 2000 г.

валами в десятки миллисекунд. Полная длительность вспышки достигает секунды; иногда "компонентное" мерцание канала различимо глазом. Первый компонент, который прокладывает путь по невозмущенному воздуху, имеет ту же природу, что и лидер лабораторной искры, который пробивает длинный промежуток, скажем, между высоковольтным стержнем и заземленной плоскостью.

Электрическое поле в таком промежутке резко неоднородно. Оно концентрируется около головки стержня малого радиуса. В результате начавшейся в этой области ионизации воздуха, для чего требуется поле $E > E_i \approx 30 \text{ кВ см}^{-1}$, при определенных условиях образуется тонкий плазменный канал, который растет в сторону плоскости. Хотя канал скоро вступает в область весьма слабого внешнего поля, далеко не достаточного для ионизации воздуха, он продолжает расти. Благодаря пока еще хорошей проводимости канала высокий потенциал электрода U без больших потерь переносится к переднему концу канала — головке малого радиуса r . Головка служит источником сильного поля $E_m \sim U/r$, и прилегающий к ней воздух ионизируется. Как только новый объем воздуха приобретает хорошую проводимость, высокий потенциал передается и к нему, и этот объем становится новой головкой. Длина плазменного канала увеличивается. Ионизационный процесс в области головки имеет характер распространения волны ионизации. Создаваемый ею бесструктурный плазменный канал называется стримером (рис. 1).

Теория стримера довольно хорошо продвинута и позволяет оценивать его основные параметры в согласии с опытом [32]. В воздухе при напряжениях 10–1000 кВ стример развивает скорость $v_s \sim 10^7 - 10^9 \text{ см с}^{-1}$, создает непосредственно за головкой плазму с плотностью электронов до 10^{14} см^{-3} в канале радиусом $r \sim 0,1 - 1 \text{ см}$. Но в холодном воздухе электроны за 10^{-7} с прилипают к

молекулам кислорода, а также быстро рекомбинируют с образующимися комплексными ионами O_4^+ . Поэтому холодный плазменный канал долго не живет и до очень большой длины не вырастает. Как показывают эксперименты, в холодном воздухе нормальной плотности положительный (движущийся к катоду) стример растет, лишь пока среднее внешнее поле на протяжении его длины не падает ниже $E_c \approx 4,5 - 5 \text{ кВ см}^{-1}$, для отрицательного стримера $E_c \approx 10 - 12 \text{ кВ см}^{-1}$. Значит, при почти предельном для лабораторных экспериментов напряжении $U = 5 \text{ МВ}$ отрицательный стример может вырасти не более чем на $U/E_c \approx 5 \text{ м}$. Между тем, в лаборатории (вернее, на открытых высоковольтных стендах) при таком напряжении получали искровые разряды длиннее 100 м, а молния вырастает на километры при среднем внешнем поле всего лишь $100 - 200 \text{ В см}^{-1}$.

Единственное, чем можно предотвратить распад воздушной плазмы в столь слабом поле, — это нагреть газ до высокой температуры. При $T \geq 5000 \text{ К}$ практически отсутствуют потери электронов за счет прилипания, из-за распада комплексных ионов замедляется электрон-ионная рекомбинация и убыль электронов восполняется в ходе ассоциативной ионизации с участием атомов O и N , не нуждающейся в электрическом поле. Но радиус канала, который можно нагреть, резко ограничен вследствие ограниченности энергии, которая может быть израсходована для этой цели. Как известно, при зарядке конденсатора емкости C до напряжения U диссипируется энергия $CU^2/2$, равная запасаемой электрической. Примерно так же обстоит дело и в растущей длинной линии с распределенными параметрами, каковой является канал [32]. Емкость единицы длины канала радиуса r и длины $L \gg r$ составляет приблизительно

$$C_1 \approx \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(L/r)} = \frac{0,555}{\ln(L/r)} \text{ пкФ см}^{-1}. \quad (1)$$

Емкость единицы длины его головки, если представить ее полусферой, $C_{11} \sim 2\pi\epsilon_0 r/r = 2\pi\epsilon_0$ в $\ln(L/r)$ раз больше и от радиуса вообще не зависит. На образование единицы длины канала, включая его нагрев, может быть израсходовано энергии не больше, чем $C_{11}U^2/2 = \pi\epsilon_0 U^2$. Например, 28 кДж см^{-1} , если $U = 10 \text{ МВ}$, что характерно для слабых молний; такой энергией можно нагреть до 5000 К столб воздуха радиусом $r \sim 1 \text{ см}$ (при давлении 1 атм удельная энтальпия равна 12 кДж г^{-1}), в лабораторных условиях при $U \sim 1 \text{ МВ}$ — $r \sim 1 \text{ мм}$.

Но при таком малом радиусе около головки канала возникло бы колоссальное поле $U/r \sim 10^6 - 10^7 \text{ В см}^{-1}$. Около цилиндрического канала поле $E \approx U[r \ln(L/r)]^{-1}$ также было бы очень большим ($\ln(L/r) \sim 10$). По окружающему головку и канал воздуху пошла бы сильнейшая волна ионизации, которая немедленно увеличила бы их радиус. Но тогда на нагрев газа не хватило бы энергии. Будучи холодным, канал быстро потерял бы проводимость и электрическую связь с источником напряжения. Он перестал бы расти. Получается замкнутый круг. Чтобы увеличить вкладываемую в канал энергию, нужно поднимать напряжение, но одновременно из-за ионизационного расширения возрастает объем проводящего и потому нагревающегося газа, так что удельный энергетический вклад не растет. Именно по этой причине длинная лабораторная искра и молния не могут представлять

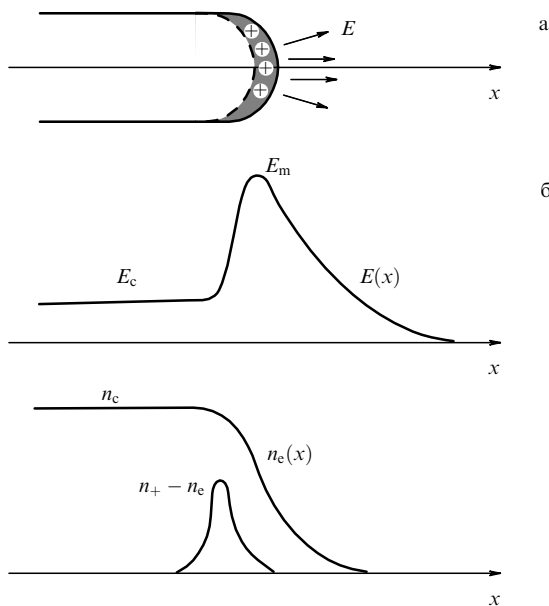


Рис. 1. Схема передней части положительного стримера (а) и качественные распределения плотности электронов n_e , разности между плотностями положительных ионов и электронов $n_+ - n_e$, определяющей плотность объемного заряда, и поля E вдоль оси в области головки (б).

собой бесструктурный плазменный канал, подобный стримерному. Они распространяются лидерным механизмом.

Лидер устроен много сложнее. Тонкий плазменный канал лидера окружен оболочкой объемного заряда того же знака, что и потенциал канала U (ее называют чехлом). Радиус чехла $R_L \gg r$. Потенциал U снижается теперь на радиусе порядка R_L , а не r , как было у стримера. Поэтому поля у поверхности канала и лидерной головки оказываются умеренными даже при очень больших потенциалах — в десятки мегавольт, как у молнии. Тем не менее поле у головки достаточно высоко для иницирования стримеров, $E_L \sim 30-50 \text{ кВ см}^{-1}$. Головка служит источником расходящегося веера многочисленных стримеров, которые непрерывно последовательно стартуют от нее, как от высоковольтного электрода. Пройдя расстояние порядка $R_c \sim U/E_c$, стримеры останавливаются. Для отрицательного лидера при $U \sim 10 \text{ МВ}$ $R_c \sim 10 \text{ м}$. Так перед лидерной головкой образуется стримерная зона (рис. 2). Ее наполняют движущиеся и уже омертвевшие стримеры. Заряд, внедренный стримерами, становится зарядом чехла. Растущий лидерный канал, проникая в уже созданную стримерную зону, как чулок натягивает на себя чехол радиуса $R_L \sim R_c$.

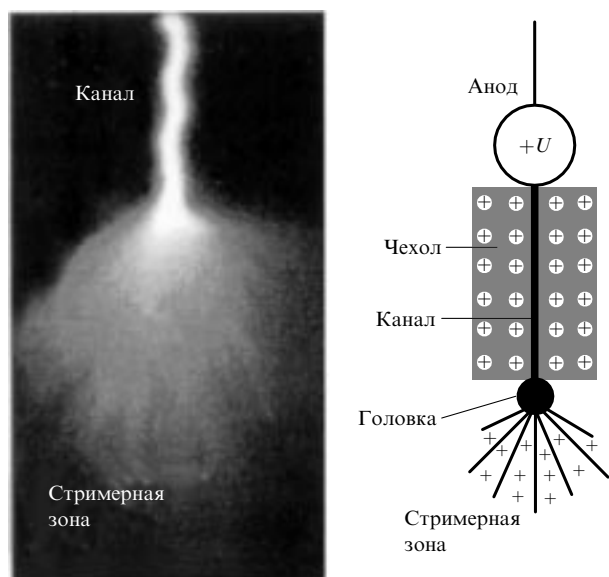


Рис. 2. Фотография (сделана в лаборатории) и схема положительно-го лидера.

Лидерная головка переходит на новое место, добавляя к каналу новый участок, когда ток многих "молдых", только что испущенных и пока еще хорошо проводящих стримеров концентрируется в тонком столбе, чтобы нагреть его до высокой температуры, обеспечивающей сохранение проводимости. Эта важная фаза лидерного процесса — стягивание тока в тонкий шнур сродни явлению контракции в тлеющем разряде и связана с действием ионизационно-перегревной неустойчивости [33]. Масштабом скорости лидера v_L , по-видимому, служит отношение длины сохраняющих хорошую проводимость стримеров $l \sim v_s/v_a$ (v_s — скорость стримеров в ближайшей окрестности лидерной головки, v_a — частота прилипания электронов) к харак-

терному времени развития неустойчивости τ_n . Пучок почти соприкасающихся проводящих стримеров, в которых плотность электронов еще значительна, по-видимому, образует то, что на фотографиях выглядит как яркая лидерная головка. Следовательно, радиус головки r порядка l . При значениях $v_s \sim 10^7 \text{ см с}^{-1}$, $v_a \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, типичных для стримерной зоны лабораторных лидеров, $l \sim 1 \text{ см}$. Время развития неустойчивости в этом случае, как показывают расчеты [32], имеет порядок $\tau_n \sim 10^{-6} \text{ с}$. Отсюда $v_L \sim l/\tau_n \sim 10^6 \text{ см с}^{-1}$. Оценки r и l по порядку величины совпадают с тем, что дают измерения. У лидера молнии скорость v_L на порядок больше, так как потенциал головки на 1–2 порядка выше, и все процессы протекают интенсивнее. Эффекты и процессы в лидерной головке и в стримерной зоне столь сложны, что сегодня трудно представить зависимость скорости лидера от внешних факторов в виде надежной и физически прозрачной формулы. Сегодня нет ни адекватной теории, ни численных расчетов и даже качественно понимание явлений, определяющих скорость лидера, не выходит далеко за рамки только что сказанного. Несколько подробнее вопрос обсуждается в [32]. Там проведено численное моделирование развития неустойчивости, приводящего к стягиванию тока в лидерной головке в тонкий шнур, что и позволяет плазме нагреваться до высокой температуры.

В лидере ионизационно-перегревная неустойчивость развивается несколько иначе, чем при контракции тлеющего разряда. Там процесс протекает при фиксированном напряжении, в лидере — при фиксированном токе. Источником этого тока является стримерная зона, обладающая огромным сопротивлением. Она служит как бы генератором тока, величину которого никакие процессы в лидерной головке (включая стягивание тока многих стримеров в тонкий шнур) изменить не могут.

Продвижение в направлении понимания молниевых процессов невозможно без задания какой-то разумной зависимости лидерной скорости от внешних параметров. Не располагая теоретической зависимостью, мы в дальнейшем (раздел 4) воспользуемся эмпирическим соотношением, физически обосновывая, естественно, какой из внешних параметров является для скорости определяющим. Заметим, что построение хорошей теории лидера, одним из результатов которой должно явиться нахождение его скорости, первейшая задача для будущего, если серьезно интересоваться процессами развития длинной искры и молнии.

Не многим лучше (в количественном отношении) обстоит дело и с теорией лидерного канала, без которой также трудно продвинуться в описании молниевых процессов. От величины продольного поля в канале лидера зависит падение напряжения на канале, а следовательно, и потенциал лидерной головки, ответственный за продвижение лидера. Лидерный канал похож на канал дуги. Квазистационарное состояние с нераспадающейся квазиравновесной плазмой плотности $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ поддерживается в лидерном канале и в дуге относительно слабым полем. Состояние в канале дуги определяется протекающим через дугу током. От тока зависит температура плазмы и продольное поле. При значительных токах $i \sim 100 \text{ А}$ плазма квазиравновесна в том смысле, что температуры электронного газа T_e и газа тяжелых частиц T_i , включая ионы, близки друг к другу: $T_e \approx T_i \approx 10000 \text{ К}$, и степень ионизации соответствует

этой температуре по законам термодинамического равновесия. При $i \sim 100$ А плазма канала дуги поддерживается полями в несколько вольт на сантиметр. Именно таковы токи лидера у молнии. У лабораторного лидера ток слабее, $i \sim 1$ А, поле в канале сильнее, по различным оценкам — несколько сотен вольт на сантиметр (сразу после зарождения нового участка канала $\sim 1-5$ кВ см⁻¹). У воздушной дуги атмосферного давления при столь малых токах поле слабее, но тоже близко к 100 В см⁻¹. В слаботочных дугах газовая температура заметно ниже 10⁴ К и имеется значительный отрыв температур: $T_e > T$. По-видимому, так же обстоит дело и в лидерном канале лабораторной искры. Поскольку теория лидерного канала тоже далека от завершения, а без знания поля в канале и его зависимости от лидерного тока нельзя продвинуться в понимании многих молниевых процессов, в дальнейшем мы воспользуемся аппроксимационной формулой

$$i \approx \frac{b}{E}; \quad b \approx 300 \text{ В А см}^{-1}, \quad (2)$$

которая приближенно описывает расчетные и экспериментальные результаты, касающиеся вольтамперной характеристики воздушной дуги атмосферного давления при умеренных токах $i \sim 1-100$ А [33]. Подробнее о сопоставлении лидерного и дугового каналов см. [32].

3. Зарождение нисходящей молнии в облаке

В среднем около 90 % нисходящих молний несут к земле отрицательный заряд, стартуя от нижней отрицательно заряженной части облачного диполя (рис. 3). Зарождение нисходящей молнии в облаках в буквальном смысле покрыто туманом. Этого никто никогда не видел и не регистрировал. По поводу механизма зарождения можно строить разные догадки, но одно ясно. Облако — не проводник и его нельзя уподоблять электроду большого радиуса, присоединенному к высоковольтному генератору. Отрицательный заряд облака сидит на

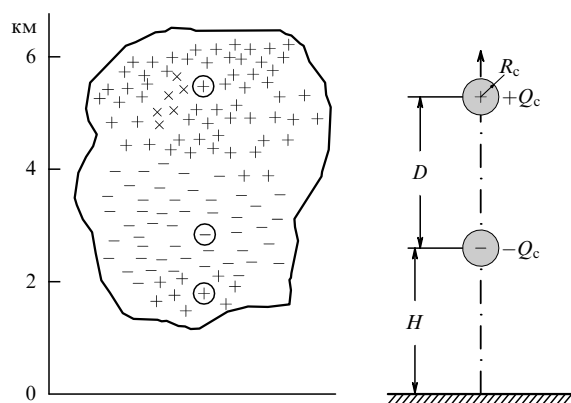


Рис. 3. Распределение зарядов в облаке и модель эквивалентного облачного диполя. Иногда ниже области отрицательного заряда располагается небольшой положительный, который не учтен в дипольной модели. Характерные геометрические и электрические масштабы: $H \approx D \approx 3$ км; $R_c \approx 0,5$ км; $Q_c \approx 10$ Кл. Потенциал в центре отрицательной заряженной ячейки относительно земли с учетом зеркального отражения заряда в идеально проводящей земли $U \approx -290$ МВ; потенциал на нижнем краю отрицательно заряженной сферы составляет -180 МВ.

малоподвижных и разделенных диэлектрической воздушной средой мелких макроскопических частицах — гидрометеорах (капли, снежинки). За короткое время пролета лидера молнии к земле и разряда облака носители облачного заряда, можно сказать, не успевают сдвинуться с места.

Среднее электрическое поле в облачной ячейке (порядка нескольких кВ см⁻¹) далеко не достаточно для ионизации воздуха, для чего на высоте 3 км требуется по крайней мере 20 кВ см⁻¹. Начальная ионизация, без которой не может возникнуть лидер, происходит благодаря случайному усилению поля в малом объеме. Возможно, к этому приводит локальное скопление (вихрь) заряженных гидрометеоров. Кстати, даже около незаряженных гидрометеоров максимальное поле по крайней мере втрое сильнее среднего, так как водяная капля с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 80$ поляризуется почти, как металлический проводник. В случае сферической капли заряда поляризации хватает для утроения поля; у вытянутых по полю каплей эффект еще сильнее. Высказывалась гипотеза, что начальный ионизованный след оставляет энергичная частица, входящая в состав космических лучей. Точно всего этого никто не знает. Не вызывает сомнения, что лидер молнии должен начинаться от какого-то ионизованного проводящего образования, вытянутого вдоль вектора поля облака E_0 . Вследствие поляризации проводника длины $l \gg r$ (рис. 4) поле у его концов усиливается как

$$E_m \approx E_0 + \frac{\Delta U}{r} \approx E_0 \left(1 + \frac{l}{2r} \right). \quad (3)$$

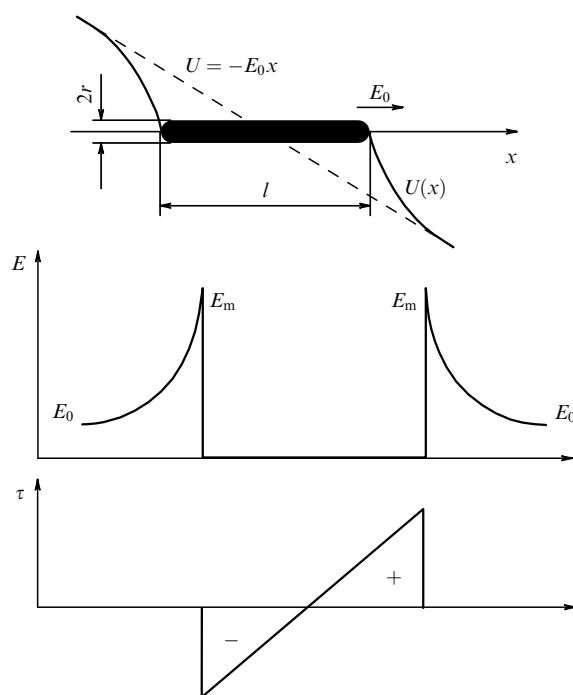


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая причину усиления поля у концов проводящего стержня, помещенного параллельно в однородное поле E_0 . Показаны распределения потенциала U (штрих — без стержня), поля E и заряда единицы длины стержня τ . Перепады потенциала у концов стержня по отношению к внешнему $\Delta U \approx \pm E_0 l / 2$.

Конец инициирующего проводника служит источником стримеров, в пучке которых рождается лидер [32]. В этом отношении оба конца равноценны, поэтому лидеров рождается два. Лидеры-близнецы движутся в противоположных направлениях. Один растет преимущественно вниз к земле, будучи отрицательным (если лидеры рождены в отрицательно заряженной ячейке облака, как это показано на рис. 5), другой, положительный, — вверх. Лидеры электрически связаны друг с другом и потому взаимозависимы: по мере их роста заряд перетекает из одного в другой. Заряд облака остается при этом на месте. Лидеры вообще могут миновать заряженные области при своем развитии, если возникли вне заряженной ячейки. Нисходящий лидер по мере своего роста снабжается отрицательным зарядом не из облака. Он отнимает его у своего близнеца, которому оставляет положительный. Роль облачного заряда сводится исключительно к созданию электрического поля, которое инициирует и движет лидерный процесс, снабжая его своей электрической энергией.

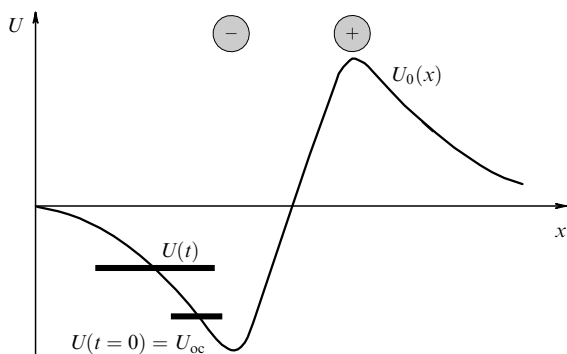


Рис. 5. Схема зарождения и распространения лидеров-близнецов, стартовавших в момент $t = 0$ вблизи нижней кромки нижнего облачного заряда. Показано распределение потенциала облачного диполя $U_0(x)$ (с учетом зеркального отражения) вдоль координаты x , отсчитываемой от земли вверх. Канал лидера предполагается идеально проводящим, так что его потенциал U повсюду одинаков, но меняется с течением времени.

Естественно, лидеры зарождаются с большей вероятностью там, где среднее облачное поле наиболее сильно. Если говорить об отрицательном нисходящем лидере, то это нижняя кромка отрицательно заряженной облачной ячейки. В центре ячейки поле почти нулевое, вне заряженной области оно ослабевает по мере удаления от нее. Надо сказать, что зарождение лидеров-близнецов наблюдают в лаборатории, помещая в электрическое поле, например, между плоскими электродами, металлический поляризующий стержень (рис. 6). В отношении молнии эта мысль, по-видимому, была впервые высказана Каземиром [34]. Мы наткнулись на его забытую и нигде не цитируемую статью качественного характера, когда развивали аналогичное представление количественно в книге о молнии [35].

Совершенно аналогичным образом лидеры-близнецы зарождаются и растут от концов изолированного от земли протяженного металлического тела, когда оно ориентировано своим большим размером вдоль вектора напряженности электрического поля грозового облака, даже не вполне созревшего. Это главная причина поражения молнией крупногабаритных авиалайнеров и ракет.

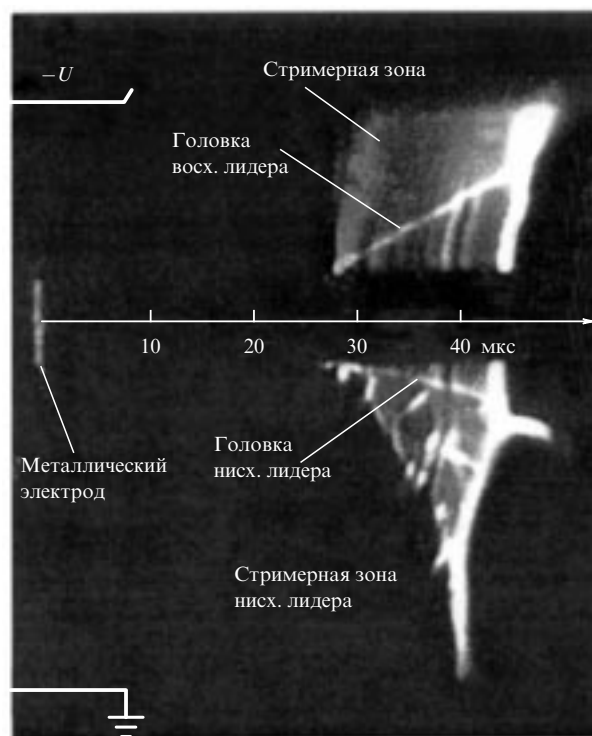


Рис. 6. Фоторазвертка лидеров-близнецов, стартовавших от металлического стержня длиной 0,5 м, помещенного в однородное поле в промежутке длиной 3 м. Видна взаимозависимость развития.

Они страдают от тех молний, которые сами же провоцируют, а вовсе не от случайных встреч с нисходящими или межоблачными лидерами. Забегая вперед, отметим, что таким же образом, в принципе, можно спровоцировать возникновение молнии длинной лазерной искрой. Ее проводящий канал хорошо было бы создать поближе к нижней кромке облака, но еще в видимой области, по возможности, параллельно вектору локального внешнего поля. Тогда удалось бы, заранее подготовившись, наблюдать зарождение и последующий рост нисходящего лидера. Именно такой эксперимент представил бы наибольший интерес для науки о молнии.

4. Рост лидера нисходящей молнии и приносимый к земле потенциал

В конечном счете, скорость лидера v_L определяется превышением потенциала лидерной головки U_t над внешним потенциалом $U_0(x)$ в месте нахождения головки x , $\Delta U_t = U_t - U_0$. В равной мере величину v_L можно считать зависящей от тока i_L , подтекающего к лидерной головке и питающего ее:

$$i_L = \tau v_L; \quad \tau = C_1(U_t - U_0); \quad C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(L/R_L)}, \quad (4)$$

где τ — заряд, а C_1 — емкость единицы длины лидера. Для последней справедлива та же формула (1), только радиус канала r надо заменить эффективным радиусом чехла R_L , где размещена подавляющая доля заряда лидера. Скорость не может непосредственно зависеть от внешнего поля $E_0(x) = -\nabla U_0$ в месте размещения головки. В самом деле, механизм продвижения лидера

связан с действием неизмеримо более сильных собственных полей, создаваемых собственными зарядами. В стримерной зоне отрицательного лидера $E_c \approx 10 \text{ кВ см}^{-1}$. Это поле определяет радиус зоны, а значит, и радиус чехла заряда вокруг канала: $R_L \sim \Delta U_t / E_c$. У лидерной головки поле еще сильнее ($E_i \approx 50 \text{ кВ см}^{-1}$), чтобы инициировать стримеры. В зоне контракции тока во время действия неустойчивости поле достигает по расчету 20 кВ см^{-1} [32]. Между тем лидер зачастую распространяется во внешнем поле $E_0 \sim 100 \text{ В см}^{-1}$, которое меньше даже случайных вариаций собственного.

Не предаваясь спекуляциям по поводу зависимости $v_L(\Delta U_t)$, воспользуемся эмпирической связью $v_L \sim (\Delta U_t)^{1/2}$, установленной в лабораторных экспериментах с положительными лидерами. В отличие от положительного лидера, который движется почти непрерывным образом, движение отрицательного и в лаборатории, и у молнии имеет явно выраженный прерывистый, скачкообразный характер. Такой лидер называют ступенчатым. Природа ступенчатости до конца не выяснена, она обсуждается в [32, 35]. Однако в экспериментах со стометровыми искрами не обнаруживается принципиальных различий между средними скоростями положительного и отрицательного лидеров. То же можно сказать и о положительных (непрерывных) и отрицательных (ступенчатых) лидерах молний. Поэтому при рассмотрении роста лидеров обоих знаков ниже принято

$$v_L = a\sqrt{|U_t - U_0|}; \quad a = 1500 \text{ см с}^{-1} \text{ В}^{-1/2}. \quad (5)$$

Вообще говоря, рассчитывать распределение потенциала вдоль лидера следует на основе теории длинной линии с распределенными параметрами. Но при характерном токе лидера молнии $i \sim 100 \text{ А}$ и поле в канале, оцененном по (2), падения напряжения на канале получаются довольно малыми по сравнению с ΔU_t . Следовательно, весь канал, образованный лидерами-близнецами (нисходящим и восходящим), в первом приближении можно считать в каждый момент времени находящимся под единым потенциалом U , как идеальный проводник. Тогда рост лидеров описывается простейшими уравнениями

$$\frac{dx_1}{dt} = -a\sqrt{|U - U_0(x_1)|}, \quad \frac{dx_2}{dt} = a\sqrt{|U - U_0(x_2)|}, \quad (6)$$

где x_1 и x_2 — координаты головок нисходящего и восходящего лидеров (ось лидеров отсчитывается от земли вверх). Мгновенное значение потенциала канала $U(t)$ определяется при этом условием равенства нулю полного заряда, распределенного вдоль объединенного канала лидеров погонной емкости C_1 :

$$\int_{x_1}^{x_2} \tau dx = 0, \quad \tau \approx C_1(U - U_0(x));$$

$$U = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} U_0 dx. \quad (7)$$

Пример расчета роста лидера молнии приведен на рис. 7. Ведущую роль играет нисходящий лидер, который почти не замедляется, двигаясь в направлении электрической силы внешнего поля, и питает своим током восходящий. Последний очень скоро начинает замедляться, так как попадает в область резко возрастающего облачного потенциала. Восходящий лидер движется при

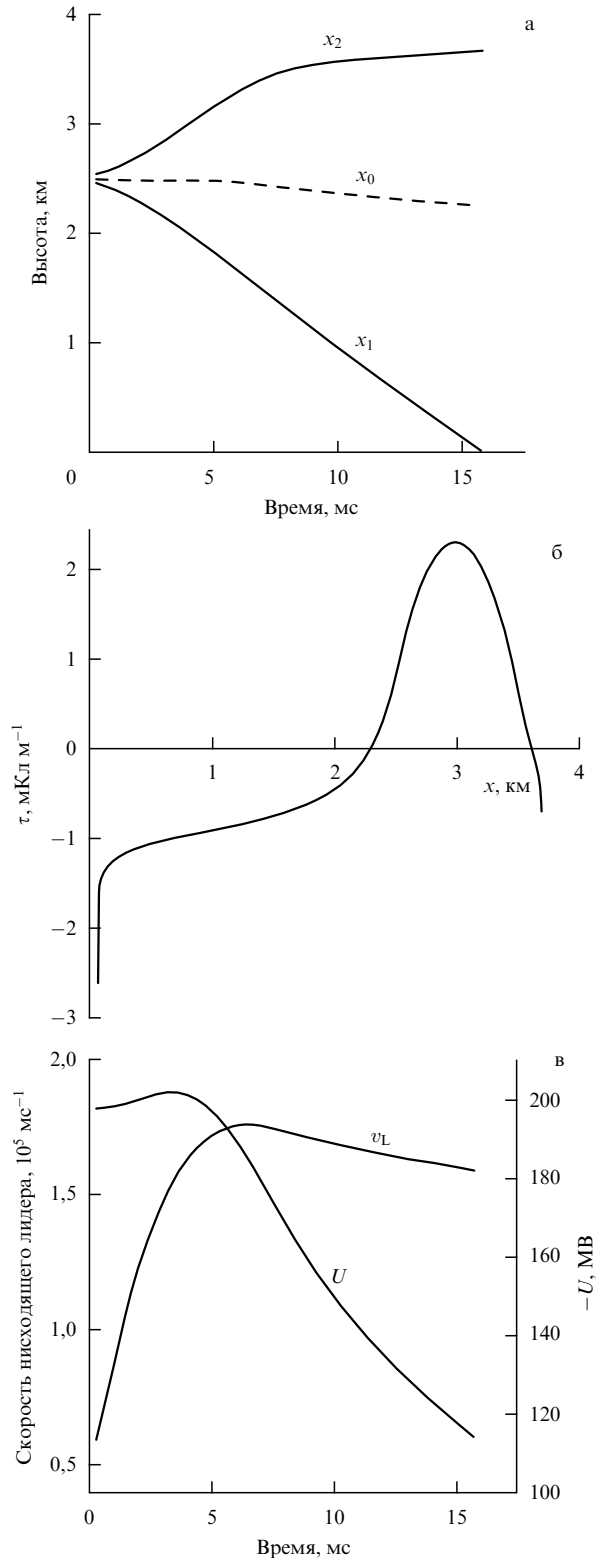


Рис. 7. Моделирование развития пары лидеров, стартовавших от нижней границы отрицательного заряда облачного диполя ($H \approx D \approx 3 \text{ км}$; $R_c \approx 0,5 \text{ км}$; $Q_c \approx 12,5 \text{ Кл}$): (а) положения головок отрицательного нисходящего (x_1) и парного ему положительного восходящего (x_2) лидеров, а также точки нулевого перепада потенциалов $U - U_0 = 0$ (x_0); (б) распределение погонного заряда вдоль лидерной оси; (в) потенциал и скорость нисходящего лидера.

этом против направления электрической силы (см. рис. 5) и растет лишь постольку, поскольку в него нагнетается

заряд от существенно более быстрого нисходящего. Нагнетание заряда в канал на мгновение прекращается, когда нисходящий лидер достигает земли и останавливается. Останавливается и восходящий лидер. Немедленно после этого вверх по каналу со скоростью, всего лишь в несколько раз меньшей скорости света, распространяется волна, несущая нулевой потенциал земли и сильнейший ток молнии. Но это уже совершенно иная стадия молниевых процесса. Она называется главной, или возвратным ударом, и мы на ней останавливаться не будем (она подробно рассматривается в книге [35]). Формально по (6) восходящий лидер останавливается, когда перепад на его головке $U - U_0(x_2) = 0$, фактически, когда эта разность падает до относительно малой величины $\Delta U_{\text{т min}} \approx 0,4 \text{ МВ} \ll U, U_0(x_2)$. Таков предел, ниже которого, как показывают лабораторный эксперимент и расчет, лидер расти вообще не может [32]. Таким образом, потенциал U_i , доставляемый нисходящим лидером к земле, можно оценить, даже не рассматривая эволюции лидеров, с помощью одних лишь равенств (7), если положить в них одновременно $U \equiv U_i \approx U_0(x_2)$ и $x_1 = 0$, что отвечает остановке обоих лидеров. Геометрически это соответствует равенству площадей двух фигур между кривой $U_0(x)$ и прямой $U = \text{const}$ на рис. 8¹.

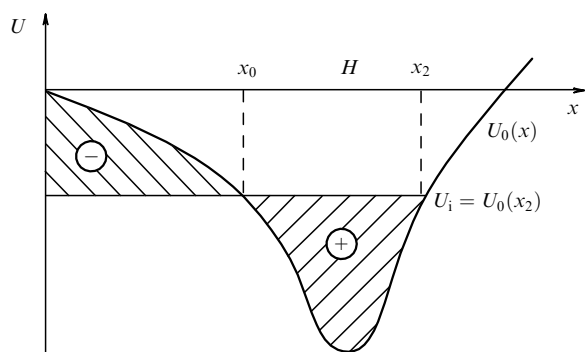


Рис. 8. Определение потенциала, приносимого к земле отрицательным лидером, из условия равенства площадей.

Приносимый нисходящим лидером к земле потенциал U_i существенно меньше по величине облачного потенциала U_{0c} в том месте, где он родился. И вопреки распространенному представлению происходит это вовсе не из-за падения напряжения в канале, которым в проведенных расчетах вообще пренебрегается. Потенциал идеально проводящего канала, рожденного в непроводящем пространстве с полем, не обязан все время совпадать с потенциалом этого поля в месте рождения. Так было бы, если бы канал был соединен с источником напряжения с нулевым внутренним сопротивлением или с обкладкой заряженного конденсатора неограниченной емкости. В рассматриваемом случае потенциал принимает среднее значение функции $U_0(x)$ на длине $x_2 - x_1$, сильно не симметричной относительно точки зарождения канала. По мере его роста $|U|$ все более и более уменьшается по сравнению с $|U_{0c}|$, поскольку

кривая $U_0(x)$ сильно вытянута от точки зарождения лидеров в направлении к земле, а в противоположном направлении имеет вид узкой и глубокой ямы (см. рис. 8). В случае вертикального неразветвленного канала, как на рис. 7, 8, к земле доставляется примерно половина потенциала ($U_i = -105 \text{ МВ}$ вместо $U_{0c} = -185 \text{ МВ}$ в точке старта молнии). Многочисленные ветвления и искривления траектории, обычно свойственные молнии, заметно снижают U_i , реально еще в несколько раз.

Величина приносимого к земле потенциала является важнейшим параметром молнии. Ему пропорционален разрушительный ток молнии после контакта лидера с землей: $I = U_i/Z$, где $Z \approx 500 \text{ Ом}$ — волновое сопротивление длинной линии, образованной лидерным каналом. Не исключено, что рекордные по силе токи молнии $\sim 200 \text{ кА}$ соответствуют не рекордно заряженным грозовым облакам, а тем редким случаям, когда нисходящий лидер развивается почти по вертикали и без ветвлений. Величина несомого к земле потенциала важна еще в одном отношении. От нее зависит "сила притяжения" молнии к высокому заземленному объекту, о чем сейчас пойдет речь. Чем выше $|U_i|$, тем раньше и с более далекого расстояния молния устремляется к объекту.

5. Притяжение молнии.

Восходящий встречный лидер

Известно, что молния проявляет избирательность, ударяя преимущественно в высокие объекты. Она как бы притягивается высокими заземленными проводниками. На этом основано действие молниеотводов. Как правило, удару молнии в заземленный объект предшествует возбуждение встречного лидера от его вершины. Нисходящий и встречный лидеры растут, притягиваясь друг к другу. Их объединение замыкает нисходящую молнию через проводящий объект на землю. В группе заземленных объектов встречных лидеров может быть несколько (например, они могут стартовать от вершин молниеотвода и от защищаемого им объекта). Чем раньше возникает встречный лидер и чем интенсивнее он развивается, тем больше у него шансов перехватить молнию. Восходящий лидер может возникать и в отсутствие нисходящей молнии, под действием поля одного лишь грозового облака (если объект достаточно высок, а поле облака сильно). Так организуют так называемую триггерную молнию, запуская к облаку небольшую ракету, которая тянет за собой тонкую (диаметром $0,2 - 0,3 \text{ мм}$) заземленную проволоку [37]. Восходящая молния стартует, когда ракета достигает высоты примерно 200 м . В экспериментах [17, 18] по лазерному инициированию молнии также возбуждался восходящий лидер от высокой башни.

Причина рождения восходящего лидера проста. Если заряды нисходящей молнии и (или) облака создают в области заземленного проводника высоты h вертикальное поле E_0 , то разность между нулевым потенциалом вершины проводника и потенциалом внешнего поля в месте ее расположения равна $\Delta U = E_0 h$. Благодаря этому у вершины создается область локального усиления поля. Этого поля и ΔU может оказаться достаточным для ионизации воздуха и зарождения лидера ($\Delta U > \Delta U_{\text{т min}} \approx 0,4 \text{ МВ}$). Но на молнию влияет только такой встречный лидер, который способен распространяться на расстояния L , по крайней мере сопоставимые с высотой объекта,

¹ Любопытно, что похожим условием равенства площадей в соответствующих координатах описывается статическое равновесие (сосуществование) самых различных состояний в физике, например, токовой и бестоковой областей в разрядах, сгоревшей и несгоревшей смесей при остановке пламени и многое другое [36].

т.е. на десятки-сотню метров. Только тогда станет весомым "прирост" высоты объекта за счет проводящего лидерного канала. Для этого перепад потенциала у головки встречного лидера $\Delta U_t = (E_0 - E_L)L + \Delta U_0$, где E_L — поле в его канале, не должен уменьшаться по сравнению с ΔU_0 (рис. 9). Требование жизнеспособности встречного лидера $E_0 > E_L$ оказывается более жестким, нежели условие его зарождения, $E_0 > \Delta U_{t\min}/h$.

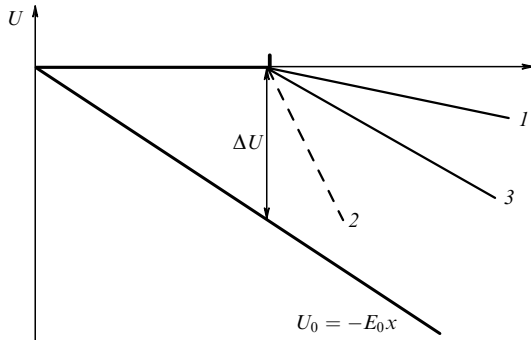


Рис. 9. Критерий жизнеспособности лидера, восходящего от заземленного сооружения высоты h во внешнем поле E_0 : 1 — лидер способен развиваться и ускоряться; 2 — замедляющийся нежизнеспособный лидер; 3 — лидер на пределе жизнеспособности.

Согласно (2) ток в канале жизнеспособного лидера превышает $i_{\min} \approx b/E_0$, где ток дается формулой (4). Требование $i > i_{\min}$ накладывает условия на начальный перепад потенциала $\Delta U = E_0 h$ у вершины объекта и его высоту при данном внешнем поле или на минимальную напряженность внешнего поля для объекта фиксированной высоты:

$$\Delta U_{\min} = \left(\frac{b \ln(L/R_L)}{2\pi\epsilon_0 a} \right)^{2/3} \frac{1}{E_0^{2/3}}, \quad (8)$$

$$h_{\min} = \left(\frac{b \ln(L/R_L)}{2\pi\epsilon_0 a} \right)^{2/3} \frac{1}{E_0^{5/3}}.$$

Со значениями b и a из (2), (5) и полагая $L/R_L \sim 10$ (зависимость от этого не слишком определенного параметра очень слабая), найдем, что при $E_0 = 150 \text{ В см}^{-1}$ $h_{\min} \approx 210 \text{ м}$, $\Delta U_{\min} \approx 3,2 \text{ МВ}$. Примерно такое поле создает у земли облачный диполь с нижним зарядом $|Q_c| = 10 \text{ Кл}$ на высоте $H = 3 \text{ км}$. Это вполне умеренные параметры для грозных облаков, а старт триггерной молнии при высоте подъема ракеты с проволокой на 200 м — вполне реальная ситуация. От строительных объектов типовой высоты, скажем, $h = 50 \text{ м}$ встречный лидер по (8) возбуждается при внешнем поле $E_0 \approx 350 \text{ В см}^{-1}$. На равнинной местности грозное поле от облачного заряда практически никогда не поднимается до такой величины (в горах бывает). Около 200 В см^{-1} должен добавить своим зарядом лидер нисходящей молнии. Такое может произойти, например, когда лидер, несущий к земле потенциал $U = 37 \text{ МВ}$, опустится по вертикальной траектории до высоты $H_0 = 5h = 250 \text{ м}$ на горизонтальном расстоянии $R = 3h = 150 \text{ м}$ от объекта. Основной вклад в лидерное поле у земли дает заряд, сосредоточенный на длине лидера порядка H_0 сразу за головкой. Здесь погонная плотность заряда составляет $\tau \approx C_1 U \approx 4,4 \text{ мКл см}^{-1}$ при $U = 37 \text{ МВ}$. От места с координатами H_0 , R , L ,

можно сказать, траектория молнии "целенаправленно" отклоняется от вертикали и устремляется к объекту вместо того, чтобы ударить в землю на расстоянии R от него. Приведенные расчетные цифры находятся в разумном согласии с наблюдениями.

6. Физический механизм притяжения молнии

Ясно, что за притяжение молнии к высокому сооружению, а чаще всего к его продолжению — встречному лидеру, ответственно электрическое поле, созданное зарядами, наведенными на этих телах зарядами облака и развивающейся молнии. Но подобное банальное утверждение лишено содержания, если не указано, на что действует это поле, если не раскрыт конкретный физический механизм взаимодействия двух лидеров. Ведь пока лидерные головки разделены расстоянием в сотни метров, действующее на каждую из них поле другого лидера не многим сильнее поля облака. Это всего лишь сотни вольт на сантиметр и они не оказывают сколько-нибудь заметного влияния на величину лидерной скорости. Это уже разъяснялось в разделе 4 и заложено в формулу (5). В чем же состоит механизм взаимного притяжения лидеров?

Позволим себе высказать гипотезу. Слабое внешнее поле E_0 , не влияя на скорость лидера v_L , которая определяется величиной перепада потенциала $|\Delta U_t|$ у его головки, воздействует на ускорение лидера:

$$\begin{aligned} \frac{dv_L}{dt} &= \mp \left(\frac{dv_L}{d|\Delta U_t|} \right) \left[\frac{dU}{dt} - \nabla U_0 \frac{dx}{dt} \right] = \\ &= \mp \left(\frac{dv_L}{d|\Delta U_t|} \right) \left[\frac{dU}{dt} + (E_0 v_L) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Верхний знак здесь относится к отрицательному лидеру, нижний — к положительному. Первый множитель в (9) от E_0 не зависит и всегда положителен, второй состоит из двух слагаемых, сопоставимых по абсолютной величине. Слагаемое dU/dt , связанное с перераспределением заряда вдоль растущего канала молнии, чаще всего способствует замедлению роста нисходящего лидера. Слагаемое же $(E_0 v_L)$ характеризует непосредственную зависимость ускорения лидера от внешнего поля. При прочих равных условиях оно тем больше, чем выше E_0 и меньше угол между векторами скорости лидера и электрической силы $\mp E_0$. Значит, лидер быстрее доберется до земли или заземленного проводника, если будет двигаться в направлении вектора электрической силы.

В реальности в процессе роста нисходящего лидера имеется элемент статистического характера. Как показывает кадровая съемка лабораторного лидера с экспозицией порядка 10^{-7} с , у растущего лидера всегда налицо несколько лидерных головок. Они связаны с основным каналом короткими случайным образом ориентированными лидерными "ветвями" (рис. 10). Из всех этих головок с наибольшей вероятностью выживает та, у которой ветвь растет ближе всего к направлению действия внешней электрической силы. Остальные головки в большинстве случаев быстро отмирают, потому что растущая по вектору $\mp E_0$ и оттого вырвавшаяся вперед мешает расти другим отставшим, отталкивающим действием собственного заряда. Редкое случайное выживание двух головок кладет начало "макроскопическому" ветвлению лидера, хорошо видимому на

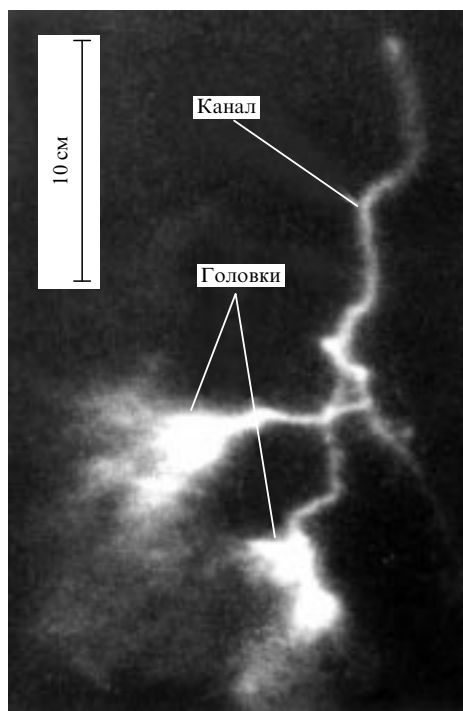


Рис. 10. Фотография лидера с несколькими головками; время экспозиции — 0,3 мкс.

фотографиях молнии, а иногда и длинной искры. Случайное выживание головки, отклонившейся от направления внешнего поля, ведет к изгибу траектории молнии. Впрочем, последнее событие становится редкостью, когда по какому-то из направлений развития нисходящего лидера внешнее поле нарастает по величине. Путь к встречному лидеру как раз таковым и является.

Можно высказать предположение о причине случайного рождения новых головок. Поверхность эквипотенциального плазменного проводника-канала обладает неустойчивостью. На случайном остром выступе возникает усиленное вдоль острия поле. Под его действием выступ начинает расти, причем в любом направлении, в том числе и под значительным углом к слабому внешнему полю.

Все сказанное, надо полагать, качественно объясняет, почему преимущественно лидер движется, держась в среднем силовой линии внешнего поля, хотя и не обязательно следует ей строго. Нисходящий лидер в целом направляется к земле. Но он с большей вероятностью отклоняется от основного направления, когда к полю облака добавляется иначе направленное сопоставимое по силе поле от какого-то иного источника, например от заряда, несомого встречным лидером. Разумеется, изложенные качественные соображения нуждаются в более основательном теоретическом подкреплении и, желательно, в численном моделировании, например, при помощи метода Монте-Карло.

7. Неблагоприятное влияние короны на инициирование восходящего и встречного лидеров и возможности его преодоления

Известно, что при прочих равных условиях восходящий лидер гораздо реже возбуждается от стационарного сооружения, чем от быстро движущейся вверх ракеты с

заземленной проволокой. Причина — в накоплении объемного заряда короны около вершины заземленного сооружения, тогда как перед ракетой, летящей со скоростью 100 м с^{-1} , такой заряд не успевает образовываться. Благодаря объемному заряду электрическое поле у вершины сооружения ослабевает и для возбуждения восходящего или встречного лидера требуется более сильное внешнее поле E_0 , рождаемое грозovým облаком или вместе с лидером нисходящей молнии. Речь сейчас идет о "тихой" стационарной короне, которую иногда называют ультракороней. Она развивается при сравнительно медленном подъеме напряжения на разрядном промежутке. В рассматриваемом случае поле нарастает по мере повторного накопления заряда грозовой ячейки после очередного разряда молнии или по мере приближения грозového фронта к месту дислокации заземленного сооружения. Речь, стало быть, идет о временах не менее секунды.

В тонком слое около поверхности вершины сооружения, где поле максимально², происходит ионизация воздуха. Если грозовое облако отрицательно, как это бывает в 90 % случаев, заземленный электрод (заземленное сооружение) заряжен положительно. Рождающиеся электроны входят в него, а положительные ионы дрейфуют от вершины в направлении к облаку. В ультракороне поле вблизи вершины электрода удерживается близким к тому, что определяется условием самостоятельности разряда, E_k [33]. При радиусе вершины в несколько сантиметров последнее почти совпадает с порогом ионизации, $E_k \approx E_i \approx 30 \text{ кВ см}^{-1}$. Поле регулируется автоматически. Если оно почему-либо усиливается, ионизация ускоряется, в пространство внедряется больше положительного заряда и он, индуцируя на вершине отрицательный заряд, ослабляет поле. Если поле становится ниже E_k , корона на какое-то малое время гаснет, ранее рожденные положительные ионы удаляются от электрода, их действие ослабляется, и поле у вершины поднимается, отчего возобновляется ионизация. Так случается только при сравнительно медленных изменениях напряжения, ибо регулирующий механизм зиждется на перемещении ионов, подвижность которых невелика. При резком подъеме напряжения у вершины электрода не успевает образовываться нужный для стабилизации объемный заряд, поле там сильно нарастает, порождая волны ионизации — стримеры. Стримерная вспышка (ее называют импульсной короной) может положить начало лидерному процессу. Именно так рождается встречный лидер, когда к объекту со скоростью $\sim 10^7 \text{ см с}^{-1}$ приближается канал нисходящей молнии. На рисунке 11 приведены результаты численного моделирования ультракороны у вершины заземленного стержня, находящегося во внешнем поле. В модели, разработанной совместно с Н.Л. Александровым, детально учтены влияние на распределение поля короны всех зарядов, включая наведенные по всей длине стержня.

Если корона в какой-то мере защищает сооружения от молнии, затрудняя возникновение встречного лидера, то эффективности молниезащита она вредит, ибо у него задача обратная — поскорее выпустить встречный лидер и перехватить нисходящую молнию на себя. В принципе, можно было бы помочь выполнению этой задачи,

² В отсутствие короны оно может быть оценено по формуле (3).

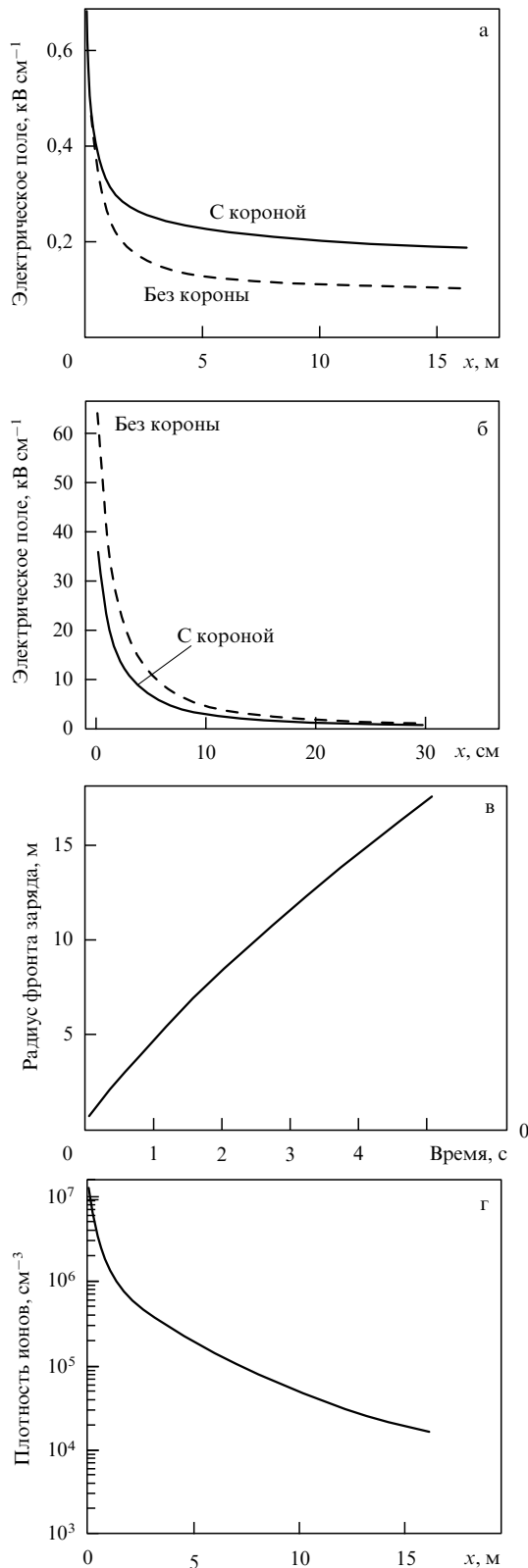


Рис. 11. Результаты численного моделирования короны около полусферической вершины заземленного стержня высоты 30 м и радиуса 3 см во внешнем поле; усредненная подвижность ионов $1,5 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$. Поле нарастает пропорционально времени до 100 В см^{-1} при $t = 1 \text{ с}$, а потом сохраняется постоянным. (а) Распределения поля вдоль оси x , отсчитываемой вверх от стержня в момент времени $t = 5 \text{ с}$ с короной и без нее. (б) То же в крупном масштабе вблизи вершины. (в) Радиус фронта ионного облака. (г) Распределение плотности ионов в момент времени $t = 5 \text{ с}$.

выстреливая в должный момент времени "гарпуном" с металлическим линем, привязанным к вершине молниеотвода, чтобы вывести вершину проводника за пределы ионного облака. Не исключено, что основная роль лазерной искры в эксперименте [17, 18] по инициированию восходящего лидера от башни как раз свелась к тому, чтобы вывести проводник за пределы коронного облака около вершины башни (см. раздел 9).

Чтобы получить представление о том, с какой скоростью и на какое расстояние нужно выбросить вверх "удлинитель" молниеотвода, рассмотрим простейшую модель короны. Пусть коронирует неподвижный сферический электрод радиуса r_0 , на который подано напряжение $U(t)$ (r_0 соответствует радиусу вершины стержневого молниеотвода высоты h , $U = E_0(t)h$ — разности потенциалов вершины и нарастающего внешнего поля $E_0(t)$ в месте ее размещения). Допустим, и для этого есть основания, что в сформировавшейся ультракороне состояние квазистационарно в том смысле, что радиальные распределения поля $E(r)$ и объемного заряда $\rho(r)$ быстро подстраиваются к сравнительно медленно меняющемуся во времени току короны $i(t)$. В каждый момент они соответствуют мгновенному значению $i(t)$, как если бы ток был постоянным. В этом случае ток через все сферические сечения облака заряда в данный момент времени одинаков, т.е. внедряемая в корону новая порция заряда $i dt$ расходуется исключительно на расширение ионного облака, приращение dR_ϕ — его радиуса $R_\phi(t)$. В этом допущении уравнения электростатики и сохранения заряда

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 E = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{i}{4\pi r^2 \epsilon_0 \mu_i E} \quad (10)$$

с типичным граничным условием ультракороны $E(r_0) = E_k = \text{const}$ легко интегрируются (μ_i — ионная подвижность). Не выписывая полных, немного громоздких формул, приведем лишь компактные асимптотические выражения, справедливые вдали от электрода в стадии, когда облако уже сильно расширилось и $R_\phi \gg r_0$, а объемный заряд в промежутке $Q \approx 4\pi \epsilon_0 R_\phi^2 E(R_\phi)$ много больше не меняющего при коронировании заряда электрода $q_k = 4\pi \epsilon_0 r_0^2 E_k$:

$$E(r) \approx \sqrt{\frac{i}{6\pi \epsilon_0 \mu_i r}}, \quad \rho(r) \approx \frac{1}{r} \sqrt{\frac{3\epsilon_0 i}{8\pi \mu_i}}. \quad (11)$$

Точнее, эти формулы справедливы там, где поле объемного заряда превышает поле заряда электрода $E_k (r_0/r)^2$.

Потенциал электрода вычисляется по одному из эквивалентных выражений

$$U = \int_{r_0}^{R_\phi} E dr + E_\phi R_\phi = E_k r_0 + \int_{r_0}^{R_\phi} \frac{\rho r dr}{\epsilon_0} \approx 3 E_\phi R_\phi, \quad (12)$$

где $E_\phi \equiv E(R_\phi)$. Радиус ионного облака и ток находятся в результате интегрирования уравнения $v_\phi \equiv \dot{R}_\phi = \mu_i E_\phi$ с (12) и задаваемой функцией $U(t)$. Последняя диктуется внешними условиями, в случае поля атмосферы — скоростью накопления заряда в грозном облаке. Так, при $U = at$

$$R_\phi = t \sqrt{\frac{\mu_i a}{3}}, \quad v_\phi = \sqrt{\frac{\mu_i a}{3}}, \quad i = 2\pi \epsilon_0 a t \sqrt{\frac{\mu_i a}{3}}. \quad (13)$$

Например, если поле облака достигает $E_0 = 100 \text{ В см}^{-1}$ через 1 с после начала роста, $h = 100 \text{ м}$ и $\mu_i = 1,5 \text{ см}^2 (\text{Вс})^{-1}$, то $a = 10^6 \text{ В с}^{-1}$ и в момент $t = 1 \text{ с}$ $U = 1 \text{ МВ}$, $i = 390 \text{ мкА}$, $R_\Phi = 7,1 \text{ м}$, $E_\Phi = 470 \text{ В см}^{-1}$, $v_\Phi = 7,1 \text{ м с}^{-1}$. Эти оценочные цифры находятся в разумном согласии с численными расчетами.

Если бы коронирующий электрод мог быстро двигаться и пронизывать уже сформировавшееся ионное облако со скоростью v , заметно большей v_Φ , через короткое время он обогнал бы ранее рожденные периферийные ионы, а создаваемая во время движения новая периферийная часть ионного облака теперь не смогла бы опережать электрод. Иными словами, заряд короны перестал бы накапливаться перед электродом. В радиальном распределении скоростей ионов $v_i = \mu_i E(R)$, которое дается первым равенством (11), есть сечение r_c , такое, что при $r > r_c$ $v_i < v$, а при $r < r_c$ $v_i > v$. Грубо говоря, в новом облаке участка от r_c до R_Φ нет. Исчезает и вклад соответствующего этому участку заряда в потенциал U . Но поскольку U остается неизменным, ибо задается внешним источником, эта убыль должна быть скомпенсирована увеличением заряда электрода $q = 4\pi\epsilon_0 r_0^2 E(r_0)$ и соответствующим усилением поля $E(r_0)$ у его поверхности. Оформляя эти качественные представления в рамках сферической модели, можно записать условное равенство, заменяющее второе выражение (12):

$$U = E(r_0)r_0 + \int_{r_0}^{r_c} \frac{\rho r}{\epsilon_0} dr. \quad (14)$$

Пусть скорость электрода обеспечивает повышение поля от прежнего E_k до половины максимального, $E_m = U/r_0$, которое было бы в отсутствие короны. Для приведенного численного примера при $r_0 = 3 \text{ см}$ $E_m = 333 \text{ кВ см}^{-1}$ и даже половины столь сильного поля может оказаться достаточным для возбуждения лидера. Имея в виду, что $E(r_0) = E_m/2 \gg E_k$ и $U \gg E_k r_0$, оценим r_c из условия, которое вытекает из (14):

$$\int_{r_0}^{r_c} \frac{\rho r}{\epsilon_0} dr \approx \frac{U}{2} \approx \frac{1}{2} \int_{r_0}^{R_\Phi} \frac{\rho r}{\epsilon_0} dr. \quad (15)$$

С помощью (11) найдем $r_c/R_\Phi \approx 1/4$; $r_c \approx 1,8 \text{ м}$ и $v_c \equiv v_i(r_c) = 2v_\Phi \approx 14,2 \text{ м с}^{-1}$. Эти цифры дают ориентацию в масштабах величин. Чтобы устранить действие короны, следует выстрелить вверх с вершины молниеотвода связанным с ней проводником на расстояние l в несколько метров ($l > r_c$) со скоростью в несколько десятков метров в секунду ($v > v_c$). Уточнению этих результатов помогло бы решение двумерной осесимметричной задачи о распределении поля и плотности объемного заряда при коронировании сферического электрода в потоке газа. При скорости потока v , превышающей какое-то значение v_c , решение с $E_k = \text{const}$ перестало бы существовать. В самом деле, если дуть со скоростью $v = \mu_i E_k \approx 450 \text{ м с}^{-1}$, поток сдует абсолютно все ионы, и потенциал $U \gg E_k r_0$ должен будет создаваться только увеличившимся зарядом электрода. Найденное критическое значение v_c и покажет, каков нижний предел скорости, с которой следует выбрасывать удлинитель молниеотвода. Заметим также, что численное решение задачи о коронировании быстро растущего электрода проблем не вызывает.

8. Потребности, возможности и современные тенденции в молниезащите

Полвека назад главным предназначением молниезащиты было исключение пожаров от контакта канала молнии с горючими материалами и защита линий электропередач от грозových перенапряжений, вызванных током и сильным электромагнитным полем молнии. С этой "грубой работой" вполне справляются молниеотводы. Достаточно отвести молнию от взрыво- или пожароопасной зоны, чтобы решить проблему. Провода линий электропередачи успешно защищаются молниезащитными тросами. Подвешенные над проводами, они выполняют роль протяженного молниеотвода, перехватывая канал молнии. Первым по-настоящему тяжелым симптомом несовершенства молниезащиты оказались так называемые индуктированные перенапряжения. Возбуждаемые током молнии с расстояния в сотни метров, они несут опасность распределительным сетям относительно низкого напряжения (до 10 кВ). Стало понятно, что по мере снижения рабочего напряжения в электрических устройствах опасность молнии будет нарастать. К сожалению, этот прогноз оказался пророческим с наступлением века микроэлектроники, когда появились и стали незаменимыми электронные устройства с рабочим напряжением в десятки и единицы вольт. Самолеты, космические аппараты, средства связи и обработки информации буквально начинены микроэлектроникой. "Дальнодействие" молнии проявляется здесь в полной мере. Вред могут нанести не только прямые удары молнии в объект, но и весьма удаленные разряды. Их электромагнитное поле бывает чрезвычайно сильным, ибо скорость роста тока молнии способна превысить 10^{11} А с^{-1} . Приходится предусматривать дорогие, часто тяжелые и громоздкие экранирующие устройства, либо ограждать объект от любых молний, в том числе и удаленных.

Не лучше обстоит дело и с легко воспламеняющимися топливами, с взрывчатыми веществами, с газовыми выбросами, которые образуются в атмосфере при работе некоторых технических сооружений. Все это — неотъемлемые атрибуты многих современных устройств. Скажем, взрывчатка давно перестала быть только средством разрушения. С ее помощью работают многие малогабаритные исполнительные элементы разового действия. Взрыв не разрушает, а совершает вполне конкретное заранее запланированное действие. Скверно, если молния приведет к несанкционированному срабатыванию такого пиротехнического устройства. Она вполне может сделать это дистанционно, возбудив ток в цепи электрического запала. Чтобы поджечь горючую газовую смесь, тоже не обязательно попадание в нее молниевых каналов. Встречные разряды, о которых шла речь выше, и всевозможные искрения от электромагнитных наводок вполне справляются с этой задачей. Бытовая пьезоэлектрическая зажигалка поджигает газ на кухне несоизмеримо более слабой электрической искрой.

Мечта отвести молнию в безопасное место, далеко от ответственного объекта, не покидает специалистов по молниезащите, как не покидает их мысль найти средство провокации молний, чтобы разряжать грозвые облака в безлюдной незастроенной местности, где молнии не принесут вреда. В том, что такое принципиально возможно, сомнений нет. Но когда встает вопрос об

использовании в молниезащите новых средств, на первый план выступают вопросы технической оправданности, надежности и стоимости. Эти факторы тесно переплетаются между собой. Например, нет смысла увеличивать мощность или энергоемкость сложного и потому дорогого устройства, добиваясь 100 %-ного перехвата молний с его помощью, если оно само не может формировать управляющие воздействия с надежностью большей, чем 0,9. Примитивный и дешевый металлический молниеотвод легко обеспечит в показателе надежности по крайней мере еще одну девятку.

Бывают, конечно, обстоятельства, когда традиционные молниеотводы принципиально не совместимы с технологическими функциями объекта. Молниеотвод нельзя поставить в поле зрения крупногабаритной радиолокационной антенны. Нельзя громоздить многометровые молниеотводы на стартовой площадке космического корабля. Они представляют реальную опасность при срабатывании системы спасения космонавтов, ибо отстреленная капсула может столкнуться с металлической фермой молниеотвода. Современная техника быстро множит список таких примеров, заставляя всерьез рассматривать и нетрадиционные средства защиты.

Далеко не всегда удастся создать электронные блоки, выдерживающие электромагнитное поле молнии благодаря применению металлических экранов или ограничителей импульсных перенапряжений. Для особо ответственных и легко уязвимых объектов было бы желательным устроить защиту так, чтобы вообще исключить сколько-нибудь близкие разряды молнии. Но соорудить частокот из молниеотводов на дальних подступах к объекту вряд ли реально, тем более, что и это не дает полной гарантии от прорыва молнии. В принципе, проблему решила бы мобильная лазерная установка, способная разряжать грозовое облако в безопасном месте. Лазер должен для этого "стрелять" на километры вверх, провоцируя нисходящие молнии нужным по протяженности и другим характеристикам плазменным образованием (см. ниже). Это оказало бы неоценимую помощь и исследователям нисходящих молний. Им не пришлось бы уповать на фортуна, дожидаясь удачного разряда в поле зрения кратковременно работающей регистрирующей аппаратуры. Молнии во время грозы можно было бы возбуждать в нужном месте, обеспечивая синхронизацию с точностью до микросекунд. Тем же способом можно было бы решать проблему моделирования ситуаций, характерных для инициирования молний от крупногабаритных летательных аппаратов. Это представило бы наибольший интерес и для науки о молниях, и для практической молниезащиты.

Лазерный способ возбуждения восходящих молний много проще, но и менее целесообразен в практическом отношении. Во-первых, требуется наличие высокого сооружения. Его "удлиняет" лазер, ибо создание лазерной искры очень большой длины (порядка 200 м, потому что поле у земли слишком слабое) и с должными проводящими свойствами потребовало бы огромных лазерных энергии и мощности. Во-вторых, такой способ все равно не дает абсолютной гарантии защищенности объекта. От вершины Останкинской телевизионной башни в Москве высотой 540 м часто возбуждаются восходящие лидеры. Но полностью облаков они не разряжают. Плотность нисходящих молний в окрестности башни хотя и меньше обычной, но далеко не нулевая,

и не все они попадают в башню. К тому же известно, что последующие компоненты молний не всегда идут след в след. Почти половина их не повторяет траектории первичного канала [38]. Значит, остается реальная опасность того, что один из компонентов спровоцированной молнии поразит не предусмотренное для этой цели сооружение, а близкий защищаемый объект. Это, конечно, не умаляет значения сделанного эксперимента как первого реального шага по лазерному управлению молнией.

Надо сказать, что возможны и иные, не лазерные способы инициирования молний и управления ими, причем зачастую они могут быть и более простыми в техническом отношении. Возбуждение триггерных восходящих молний, о котором уже говорилось выше, практикуется с 70-х годов, правда, в исследовательских целях. Для "удлинения" стационарного молниеотвода и повышения его эффективности годится хорошо нагретая газовая струя, выпускаемая с вершины молниеотвода. Понижение плотности газа, обязанное нагреву, снижает пороги ионизации и возбуждения встречного разряда. Известно, что длинный след горячих газовых струй из двигателей самолетов и ракет облегчает инициирование от них молний. Продукты горения нередко бывают частично ионизированными, существуют и специальные методы создания плазменных струй, что, в принципе, может давать эффект, подобный эффекту лазерной искры.

Возможно управление молнией и путем подачи высокого напряжения на объект. При этом есть выбор. При потенциале одной полярности с нисходящей молнией последняя должна отталкиваться от объекта (так, в принципе, можно было бы защищать сооружение). При противоположной полярности молния притягивается, так можно было бы повысить эффективность молниеотвода. Но ясно, что технически очень непросто подавать в нужный момент времени и с достаточной частотой повторения напряжения мегавольтного уровня. О меньших напряжениях и речи быть не может, мы уже показали это при оценке условий возбуждения встречных и восходящих лидеров. Проблема воздействия на молнию высокого напряжения неотвратимо возникла при строительстве линии электропередачи напряжением 1150 кВ. Амплитуда переменного напряжения на ее проводах относительно земли близка к 1 МВ, что уже соизмеримо с потенциалом лидера молнии. Это создает вполне ощутимые трудности при проектировании надежной молниезащиты линии. О возможности преодоления действия короны уже говорилось в разделе 7. Того же эффекта можно достичь и подачей на электрод напряжения, полярность которого противоположна полярности облака. Речь идет о вполне умеренных напряжениях, порядка $E_0 h$, где h — высота электрода, $E_0 \sim 100 \text{ В см}^{-1}$.

Нет сомнений, что перечисленные и им подобные воздействия на молнию правомочно обсуждать в исследовательском плане, но как средства практической молниезащиты они пока особого внимания не привлекают. Скептическое отношение инженеров базируется на соображениях прагматического толка: стоит ли овчинка выделки. Повторяем, надежность молниезащиты определяется не столько эффективностью самого управляющего воздействия на молнию, сколько надежностью срабатывания всей последовательности сложных технических устройств, это воздействие формирующих. При-

ходится учитывать возможность перерыва электроснабжения управляющей техники, спровоцированного грозой, выработку ресурса, затраты на обслуживание и т.п. Обычные молниеотводы свободны от таких проблем и потому именно к ним чаще всего обращаются дилетанты-изобретатели, а иногда и солидные фирмы, предлагая дешевые и якобы эффективные средства для увеличения надежности или радиуса защиты. Сошлемся как пример на радиоактивные и пьезоэлектрические насадки. И те, и другие по замыслу их производителей ионизируют воздух, подготавливая наиболее легкий путь молниевому каналу. На деле их действие сродни действию ультракороны. Если эффект и существует, то совершенно обратный предполагаемому. Фактически же нет и его. Слабый радиоактивный источник, тем более пьезоэлемент с короной конкурировать не могут. Действие радиоактивных источников безопасной интенсивности многократно проверялось в лаборатории. На старт и развитие длинной искры они не влияют.

9. Лазерное инициирование молний

Сейчас разрабатываются две схемы создания лазерной плазмы для управления молнией. Одна из них уходит корнями в прошлое тридцатилетней давности, когда была создана длинная лазерная искра [7, 39–43]. Ее делают с помощью неодимового или CO_2 -лазеров, в рекордных вариантах с энергией 2 кДж и даже 5 кДж [31] и длительностью основной части импульса примерно 50 нс. Пороговые интенсивности для пробоя, содержащего аэрозоли воздуха, составляют 10^9 Вт см^{-2} и 10^7 – 10^8 Вт см^{-2} соответственно. Достоинство этой схемы с использованием CO_2 -лазера в том, что канал может быть нагрет до нескольких тысяч градусов. Уменьшение плотности газа N на порядок сильно облегчает ударную ионизацию электронами, константа скорости которой определяется приведенным полем E/N_0 . При температуре свыше 4000 К становится весомой ассоциативная ионизация $N + O \rightarrow e + \text{NO}^+$, от поля вообще не зависящая. Нагрев также сильно подавляет потери электронов из-за прилипания и рекомбинации. Но сплошной лазерная искра получается только если она не слишком длинная, при указанной энергии — не более нескольких метров. При фокусировке излучения на расстояние в десятки и сотни метров также получается искра, но состоящая из отдельных плазменных очагов, тем более редких, чем больше фокусное расстояние. Отсутствие сплошности проводника препятствует его поляризации во внешнем поле как единого целого и не дает возможности эффективно использовать в качестве "удлинителя" молниеотвода или для инициирования молнии в свободной атмосфере.

От этого недостатка свободна другая схема, развиваемая в работах [14, 16, 20, 22]. Предполагается применить короткий, но чрезвычайно мощный импульс ультрафиолетового излучения, которое осуществляет трехфотонную ионизацию молекул O_2 и четырехфотонную — N_2 . К нему добавляется более длительный импульс видимого излучения, которое освобождает электроны из отрицательных ионов. При этом для ионизации воздуха требуется гораздо меньше энергии, чем при пробое CO_2 -лазером, так как фактически больше ни на что энергия не тратится. Предполагается создать длинный тонкий ионизованный канал в свободной атмосфере.

Он будет поляризоваться в поле облака и от его концов возбуждаться лидеры.

В лабораторных экспериментах с применением таких лазерных импульсов наблюдалось снижение пробивного напряжения промежутка и направление искрового разряда по созданному лазерному каналу [14, 20]. Многокаскадная лазерная система формировала ультрафиолетовое излучение с $\lambda = 248$ нм на основе четвертой гармоники неодимового лазера с окончательным усилением эксимерным на KrF. Был получен импульс длительностью 10 пс с энергией 10 мДж (мощность 1 ГВт). На этот луч накладывался импульс лазера на александрите с $\lambda = 750$ нм, энергией 0,21 Дж и длительностью 2 мкс. Авторы проектируют систему, которая обеспечит импульс $\lambda = 248$ нм с энергией 50 мДж и длительностью 200 фс (мощность 250 ГВт), а также и импульс с $\lambda = 750$ нм, энергией несколько джоулей и длительностью в десятки микросекунд. Ими проведено численное моделирование начальной стадии эволюции ионизированного лазерным излучением тонкого канала длиной в несколько десятков метров в свободной атмосфере на небольшой высоте. Видно, что поле у концов постепенно усиливается (вычисления доведены до двукратного усиления). Однако заложенный в расчет определяющий параметр — внешнее поле $E_0 = 6,5$ кВ см^{-1} представляется нереалистически завышенным, что, по-видимому, и привело авторов к неоправданно оптимистическому прогнозу в отношении достаточности малоэнергетичных лазерных импульсов. Реальные грозовые поля у земли в десятки раз слабее, даже на высоте 2 км они все еще слабее в 2–3 раза введенных в модель.

Эксперименты [17, 18] по лазерному моделированию молнии проводились на берегу Японского моря в период типичных для этого района интенсивных зимних гроз с низкой облачностью (рис. 12). Поле на уровне моря при этом обычно близко к 100 В см^{-1} . Для инициирования восходящего лидера на 200-метровом холме была воздвигнута башня высотой $h = 50$ м (важнейшего для анализа параметра h авторы не приводят; цифра почерп-

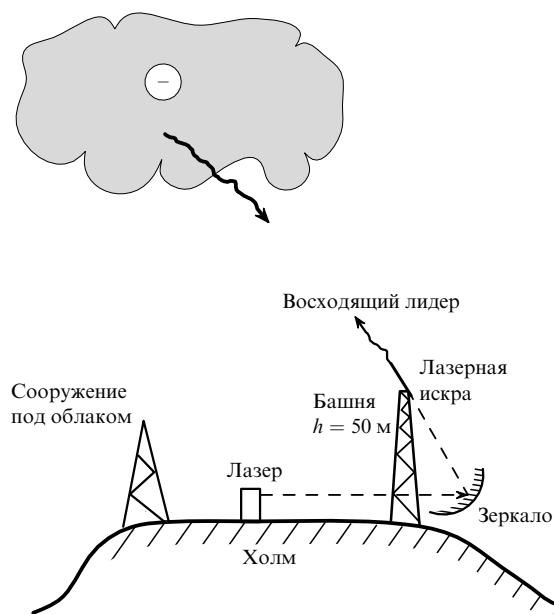


Рис. 12. Принципиальная схема эксперимента [7, 8] по лазерному инициированию молнии.

нута из совершенно другого источника [23]). Данные о поле в районе башни также не приводятся, но, надо полагать, из-за влияния холма оно было существенно выше (в хрестоматийной задаче о проводящей полусфере на заземленной плоскости в однородном поле максимальное у вершины полусферы поле втрое сильнее внешнего).

На земле стояли два CO_2 -лазера, дающие импульсы 50 нс с энергией 1 кДж. Луч одного из лазеров фокусировался зеркалом на диэлектрическую мишень у вершины башни с целью создания начальной плазмы. Другой луч, также сфокусированный зеркалом, формировал двухметровую лазерную искру от вершины башни. В дополнение при помощи ультрафиолетового лазера (как во второй описанной выше схеме) создавался слабо ионизованный канал для направления лидера к облаку, которое находилось несколько в стороне от вертикали, проходящей через башню.

Исполнители эксперимента считали одним из наиболее ответственных элементов операции выбор момента срабатывания лазеров. Если это будет сделано слишком рано, ничего не получится из-за малости поля E_0 . Если слишком поздно, может возникнуть самопроизвольная нисходящая молния, которая ударит в сооружение, находящееся под облаком. Специальная СВЧ-аппаратура следила за состоянием в облаке, и лазеры включались в момент начала облачного разряда, который можно рассматривать как предвестник нисходящей молнии. Как считают авторы, среди многих попыток две были успешными; спровоцированная молния была синхронизированной с лазерными импульсами. Авторы говорят, что от башни вверх пошел восходящий лидер. В результате близлежащая область облака с размерами около 2 км разряжалась через башню на 3 Кл типичным для молнии током 35 кА.

Надо полагать, поле облака E_0 в районе башни было столь высоким, что естественный перепад потенциала $\Delta U = E_0 h$ был близок к тому, чтобы спровоцировать восходящий лидер, если бы не экранирующее действие короны. Естественно, нельзя требовать, чтобы числовое значение ΔU при этом буквально удовлетворяло оценочной формуле (8), в которую заложены не слишком надежные закономерности (2) и (5). Маловероятно также, что условие (8) не выполнялось без лазерной искры и стало выполняться, когда 50-метровая башня стала на 2 м длиннее. Весь опыт экспериментальных исследований длинных искровых разрядов показывает, что статистический разброс их пороговых величин намного больше. Вполне возможно, что роль лазеров состояла в том, что не очень длинная и потому сплошная лазерная искра, "простреливая" корону, мгновенно выводила вершину проводника за пределы некоторой части ионного облака, отчего и возникал восходящий лидер. После его проникновения в грозовое облако или в результате перехвата уже продвигающегося нисходящего лидера и завершался разряд молнии, возможно, многокомпонентный со своими главными стадиями, для которых типичен ток измеренной амплитуды 35 кА. В трактовке результата эксперимента есть некоторые основания отдавать предпочтение перехвату нисходящего лидера. Во всяком случае, на осциллограмме тока, приведенной в статье, нет типичного для восходящей молнии длительно нарастающего токового импульса величиной до нескольких сотен ампер.

10. Требования к каналу, созданному лазером

С нашей точки зрения, наибольший интерес для науки о молнии и молниезащиты, в частности, для моделирования зарождения молнии от летательных аппаратов, представила бы возможность инициирования молнии высоко в небе. Посмотрим, каковы должны быть параметры канала между облаком и землей, чтобы от его концов смогли возбудиться жизнеспособные лидеры. Канал должен действовать как хороший проводник. Следовательно, поле внутри него должно быть в большой степени уничтожено, а на концах усилено. Когда это произойдет, на единице длины будет располагаться заряд $\tau \approx 2\pi\epsilon_0 E_0 x / \ln(L/r)$, где E_0 — внешнее поле, параллельное каналу, L — его длина, r — радиус, x — координата, отсчитываемая от середины. Это поясняется рис. 4 и формулой (1). Возникшая на концах начального проводника разность потенциалов $\Delta U = E_0 L/2$ должна обеспечивать лидерам жизнеспособность. Необходимая для этого длина L определяется формулой (8):

$$L_{\min} \approx \left(\frac{b \ln(L/R_L)}{2\pi\epsilon_0 a} \right)^{2/3} \frac{1}{E_0^{5/3}}.$$

Например, чтобы возбудить молнию при $E_0 = 1 \text{ кВ см}^{-1}$ (скажем, на высоте 2 км, на 1 км ниже центра облачного заряда в 10 Кл), нужна длина $L_{\min} = 20 \text{ м}$ ($\Delta U = 1 \text{ МВ}$). Для поляризации плазменного проводника из одной его половины в другую должен перетечь заряд

$$Q \approx \pi\epsilon_0 \frac{E_0 L^2}{4 \ln(L/r)} \approx 90 \text{ мк Кл}.$$

На пределе возможного он обеспечивается средней по длине ионизацией $N_{e \min} = 2Q/(eL) = 5,5 \times 10^{11} \text{ электронов см}^{-1}$. Чтобы электроны перетекали из одной половины проводника в другую до того, как рекомбинируют, току i надо обеспечить достаточно большое сечение. Величина плотности электронов $n_e = N_e/(\pi r^2)$ на это мало влияет, так как время переноса заряда $t_p \approx Q/i \sim n_e^{-1}$ и характерное время рекомбинации $t_{\text{рек}} = (\beta n_e)^{-1}$ одинаково пропорциональны n_e^{-1} (β — коэффициент рекомбинации). Время переноса заряда и заметного уничтожения поля внутри плазменного проводника равно примерно

$$t_p \approx \frac{Q}{\pi r^2 e \mu_e n_e E_0} \approx \frac{1}{\ln(L/r)} \left(\frac{L}{2r} \right)^2 \tau_M,$$

где $\tau_M = \epsilon_0/(e\mu_e n_e)$ — максвелловское время, $\mu_e \approx 600 \text{ см}^2(\text{В с})^{-1}$ — электронная подвижность. В отличие от плазменного образования, одинаково протяженного во всех направлениях ($L/2r \sim 1$), когда время рассасывания объемного заряда и уничтожения поля $t_p \approx \tau_M$, в случае длинного тонкого проводника $t_p \gg \tau_M$.

Требование $t_p < t_{\text{рек}}$ определяет нижний допустимый предел радиуса начального плазменного канала

$$r_{\min} \approx \frac{L}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \beta}{e \mu_e \ln(L/r)}} \approx 3,8 \text{ см}.$$

Числовое значение r_{\min} соответствует значению $\beta = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, свойственному холодному воздуху. Меньшим радиусом в схеме с многофотонной иониза-

цией обойтись нельзя. Впрочем, быть может, сделать длинный канал более тонким все равно окажется затруднительным по условиям фокусировки излучения, но это уже совсем другой вопрос. Длинная искра, образованная СО₂-лазером, если она сплошная, обычно оказывается нагретой, и это обстоятельство благоприятно, так как от высокой температуры значительно подавляется действие и рекомбинации, и прилипания. Однако за это приходится платить гораздо большими затратами лазерной энергии.

Вернемся к схеме с многофотонной ионизацией. Для создания нужного перепада потенциала ΔU , обеспечиваемого перетеканием заряда Q , хватило бы совсем небольшой ионизации: $n_{e \min} = N_{e \min} / (\pi r_{\min}^2) \approx 1,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Но при такой низкой плотности электронов ток был бы слишком слабым, $i \approx 0,1 \text{ А}$ (даже при поле, сохраняющемся еще на уровне начального, $\sim 1 \text{ кВ см}^{-1}$), а время перетекания заряда $t_p \approx 1000 \text{ мкс}$. В течение, как минимум, такого времени пришлось бы освобождать электроны из отрицательных ионов при помощи лазера. Сейчас речь идет о реальном лазере с длительностью импульса $t \approx 10 \text{ мкс}$. Чтобы заряд перетек за такое время, нужны ток $i \approx 10 \text{ А}$ и начальная плотность электронов $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (при поле порядка начального). Создавать при помощи ультрафиолетового лазера на порядки более высокую плотность электронов особого смысла нет, так как из-за рекомбинации она все равно опустится до уровня 10^{12} см^{-3} за те же $t_{\text{рек}} = (10^{-7} n_e)^{-1} \approx 10 \text{ мкс}$. Чтобы ионизовать столб воздуха длиной $L = 20 \text{ м}$ и радиусом $r = 3,8 \text{ см}$ до уровня $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, нужна энергия ультрафиолетового излучения $W \approx \pi r^2 L n_e I \approx 200 \text{ мДж}$ ($I \approx 15 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации).

Однако на этом проблемы не кончаются. До сих пор речь шла о создании условий для образования перепада потенциала и резкого усиления поля у концов длинного искусственного проводника. Между тем, на формирование лидеров также требуется время. Оценить его трудно, но судя по лабораторным экспериментам, это — десятки микросекунд. Значит, разрушать отрицательные ионы нужно будет дольше, хотя рекомбинации это и не предотвратит. Но главное — лидерный процесс, т.е. распространение двух лидеров в противоположные стороны, потребует непрерывного перетекания заряда из одного канала в другой, т.е. протекания характерных лидерных токов 1–100 А через проводник, первоначально сделанный искусственным путем. Чтобы лидер беспрепятственно пошел и спровоцировал настоящую молнию, канал, созданный лазером, должен приобрести свойства настоящего лидерного канала, т.е. стать тонким, сильно нагретым, как дуговой, и в нем должна произойти дополнительная ионизация. В лидерной головке все это происходит в результате действия ионизационно-перегревной неустойчивости, но там начинается этот процесс с гораздо более тонкого канала в более сильном поле и при большей плотности электронов $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, которая в нашем случае без нагрева не может продержаться больше $t_{\text{рек}} \sim 10^{-7} \text{ с}$. В сущности то, о чем сейчас идет речь, это тот же вопрос о преобразовании тлеющего разряда в дуговой, вопрос о контракции, шнуровании, дугообразовании в слабо ионизованной холодной плазме (терминов много), который в настоящее время весьма далек от своего решения [33].

Возможен и другой сценарий развития событий. Если проводимость в холодном лазерном канале как-то поддерживать в течение такого времени, что лидер сформируется и пройдет расстояние L , то в результате получится по крайней мере один (если разнополярные лидеры ведут себя по-разному) жизнеспособный проводник той же длины L . Потом, если лазерный канал распадется, этот новый проводник поляризуется во внешнем поле и от его концов продолжится развитие лидеров. При лидерной скорости $v_L \approx 2 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ и $L = 20 \text{ м}$ на это требуется примерно $L/v_L = 100 \text{ мкс}$. На развитие контракции также понадобятся десятки микросекунд (по расчетам [32], относящимся к формированию лидерного канала в лидерной головке, где, повторяем, условия более благоприятные, это происходит быстрее, за $t \sim 1 \text{ мкс}$). Поэтому искусственно поддерживать ионизованное состояние в холодном лазерном канале требуется, как минимум, десятки микросекунд. Какой из описанных сценариев реализуется и реализуется ли вообще, покажут пристальное теоретическое рассмотрение и численные расчеты, возможно, подкрепленные специальным экспериментом — задача не из простых.

Не исключено, что без начального искусственного нагрева исходного канала вообще нельзя будет обойтись и тогда придется отдать предпочтение длинной лазерной искре, создаваемой СО₂-лазером. Это потребует большой лазерной энергии, ибо тот же 20-метровый канал (при внешнем поле 1 кВ см^{-1}) нужно будет делать сплошным. Чтобы стало ясным, о какого масштаба энергиях должна будет идти речь, укажем, что столб холодного воздуха диаметром 1 см и длиной 20 м, будучи нагрет до 4000 К при 1 атм (чему соответствует равновесная плотность электронов $n_e \approx 7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$), содержит 16 кДж энергии. Сегодня реализуют импульсы СО₂-лазера с энергией 2–5 кДж.

Короче, до окончательного решения проблемы инициирования молний на большой высоте сегодня еще, по видимому, далеко, хотя принципиальных препятствий к тому не видно. Ведь естественным путем молнии возникают, причем, надо полагать, из того же сорта холодных плазменных образований, о которых идет речь. Мы не обсуждаем здесь проблемы фокусировки мощного лазерного излучения на высоте и доставки его туда при условии, что оно не должно пробивать воздух или поглощаться по пути. Когда дело касается небольших высот, у энтузиастов лазерного инициирования молний эта проблема скепсиса не вызывает [16]. Но требования к длине начального канала L и лазерной энергии ужесточаются при уменьшении высоты из-за усиления поля облака: $L \sim E_0^{-5/3}$. Трудности с доставкой излучения и фокусировкой, напротив, возрастают при увеличении высоты. Условия для выбора подходящей высоты, как видим, противоречивы. Таким образом, в перспективе работа должна вестись не только в отношении повышения энергии и мощности лазерных импульсов. Придется также искать пути беспрепятственной транспортировки излучения на возможно большую высоту.

Подчеркнем еще раз, что сама возможность возбуждения лидеров-близнецов от изолированного проводника, помещенного во внешнее поле, никаких сомнений не вызывает. Именно так зарождаются молнии от самолетов и такого типа эксперименты с небольшими металлическими стержнями неоднократно проводились в лаборатории (см. рис. 6). Весь вопрос, как добиться

"правильного" поведения плазменного проводника, обладающего гораздо меньшей начальной проводимостью и склонного к ее потере. Этот вопрос можно и нужно изучать в лаборатории целенаправленно, применительно к проблеме инициирования молнии, а не интересуясь снижением пробивных напряжений в длинных промежутках или направлением высоковольтной искры лазерной искрой, как это в основном делалось до сих пор. Быть может, для простоты следует попробовать в качестве инициаторов твердотельные стержни существенно меньшей проводимости, чем у металлов.

Укажем на экспериментальный факт, который может иметь отношение к поведению несплошной (очаговой) длинной искры. Хорошо известно, что высоковольтный разряд может распространяться по траектории, вдоль которой с интервалами размещены небольшие металлические стерженьки. По-видимому, по мере приближения лидера каждый из них, поляризуясь во внешнем усилившемся поле, испускает пару лидеров: один навстречу основному, другой по его ходу, и так продвигается искра. Показательно, что таким образом распространяется только отрицательная искра, но не положительная, что явно ассоциируется с фактом ступенчатого характера лидерного процесса у первой и отсутствием ступеней у второй.

11. Заключение

Итак, выше было показано, как и почему молния, распространяющаяся от облака к земле, выбирает для удара высокое сооружение, даже отклоняясь для этого от своего первоначального пути. Под действием электрического поля, созданного зарядами лидера молнии, на заземленном сооружении наводятся электрические заряды и у его вершины усиливается электрическое поле тем значительнее, чем выше сооружение. Это приводит к возникновению от вершины восходящего лидера, который ведет себя как высоковольтный электрод. Критерий жизнеспособности встречного лидера накладывает условие на минимальную высоту сооружения или действующее на него суммарное поле зарядов молнии и облака. Взаимное притяжение нисходящего и встречного лидеров, когда они разделены большими расстояниями (более сотни метров) и взаимодействуют посредством слабых полей, определяется тонким и нетривиальным механизмом, воздействующим на ускорение. При этом абсолютные величины скоростей лидеров, определяемые на порядки более сильными собственными полями в области головок, практически не меняются.

Объединение притягивающихся друг к другу лидеров ведет к замыканию электрической цепи между облаком и землей. В последующей (не рассматриваемой в статье) главной стадии плазменный канал от вершины сооружения до земли перезаряжается, приобретая потенциал земли, отчего через сооружение проходит сильнейший ток. Для защиты сооружений используют молниеотводы, воздвигая их на еще большую высоту по соседству с защищаемым объектом, чтобы встречный лидер возбуждался от молниеотвода, а не от объекта.

В стремлении повысить надежность защиты особо уязвимых и ответственных объектов принципиально возможны различные варианты управления молнией. Для этой цели пытаются использовать и лазеры. Лазерное инициирование молнии основано на создании в

воздухе ионизированного канала с помощью лазерного излучения. На этом пути возможны две основные схемы. В одной из них плазменный канал создается лазером около вершины высокой башни и это способствует более раннему возбуждению восходящего лидера, который перехватывает молнию. Именно такой эффект был недавно зафиксирован в Японии в результате большой подготовительной работы и после многих безуспешных попыток. Не исключено, что роль лазерной плазмы свелась к выведению вершины заземленного проводника за пределы слоя заряда короны, препятствующего возбуждению лидера.

В другой разрабатываемой схеме предполагается с помощью лазера создать плазменный канал в свободной атмосфере с тем, чтобы от его концов возбудились лидеры, провоцирующие молнию, подобно тому, как это делают крупногабаритные авиалайнеры. Условие возбуждения жизнеспособных лидеров от плазменного проводника то же самое, что и от заземленного сооружения. Оно тоже определяет минимальную длину проводника. Такой путь лазерного инициирования молнии, гораздо более трудный, представляет гораздо больший интерес и для науки о молнии, и, в перспективе, для молниезащиты. Так можно было бы возбуждать нисходящую молнию в нужном месте в нужное время, синхронизировав регистрирующую аппаратуру с точностью до долей миллисекунды, а с другой стороны, — разряжать облако в безопасном месте. На этом пути имеется много трудностей принципиального и практического характера, но работы начаты и скорее всего их фронт будет расширяться. Одна из основных трудностей — сфокусировать лазерное излучение на возможно большей высоте, но так, чтобы воздух по пути транспортировки излучения не пробились. Чем выше создан плазменный канал для возбуждения лидеров, тем короче он может быть, так как облачное поле на большой высоте сильнее. Короткой лазерной искре потребуется меньше лазерной энергии. Низко над землей сфокусировать лазерное излучение легче, но здесь резко возрастают необходимая длина начального лазерного канала и лазерная энергия.

Список литературы

1. Ахматов А Г, Ривлин Л А, Шильдяев В С *Письма в ЖЭТФ* **8** 147 (1968)
2. Wili S R, Tidman D A *Appl. Phys. Lett.* **17** 20 (1970)
3. Норинский Л В *Квантовая электроника* **5** 108 (1971)
4. Koopman D W, Wilkerson T D J. *Phys. D* **42** 1883 (1971)
5. Норинский Л В, Прядеин В А, Ривлин Л А *ЖЭТФ* **63** 1649 (1972)
6. Данилов О Б, Тульский С А *ЖТФ* **48** 2040 (1978)
7. Зворыкин В Д и др. *Физ. плазмы* **5** 1140 (1979)
8. Александров Г Н и др. *ЖТФ* **47** (10) 2122 (1977)
9. Guenter A H, Bettis J R J. *Phys. D* **11** 1577 (1978)
10. Асиновский Э И, Василяк Л М, Нестеркин О П *Письма в ЖТФ* **13** 249 (1987); *ТВТ* **25** 447 (1987)
11. Василяк Л М и др. *УФН* **164** (3) 263 (1994)
12. Василяк Л М Направляемые лазером электрические разряды, в сб. *Плазма, XX в. Материалы Всероссийской научно-образовательной Олимпиады, включающие доклады Конференции ФНТП-98 и лекции школы молодых ученых, Петрозаводск, 1998 г.* (Под ред. А Д Хахаева) Ч. 2 (Петрозаводск: Изд-во Петрозав. ун-та, 1998) с. 135–156
13. Ball L M *Appl. Opt.* **13** 2292 (1974)
14. Zhao X, Diels J-C, Cai Yi Wang, Elizondo J *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-31** 599 (1995)

15. Wang D et al. *J. Geophys. Res. D* **99** 16907 (1994); *J. Atmos. and Terrestrial Phys.* **55** 459 (1995)
16. Diels J et al. *Scientific Am.* **277** 50 (1997)
17. Yasuda H et al. *Pris. CHEO Pacific Rim. Optical Soc. Am. Paper PDI.* 14 (1997)
18. Учида Ш и др. *Оптический журн.* **66** (3) 36 (1999)
19. Мики М, Уада А Шиндо Т *Оптический журн.* **66** (3) 25 (1999)
20. Рэмбо П и др. *Оптический журн.* **60** (3) 30 (1999)
21. Uchida S et al., in *Intern. Forum on Advanced High-Power Lasers and Appl. AHPLA'99, Osaka 1–5 Nov. 1999.* Paper 3886-22
22. Diels J et al. *AHPLA'99* Paper 3886-23
23. Uchiumi M et al. *AHPLA'99* Paper 3886-24
24. Rezunkov Y, Borison M, Gromovenko V, Lapshin V *AHPLA'99* Paper 3886-25. Борисов М Ф и др. *Оптический журнал* **60** (3) 30 (1999)
25. La Fontaine et al. *AHPLA'99* Paper 3886-26
26. Apollonov V, Kazakov K, Pletnyev N, Sorochenko V *AHPLA'99* Paper 3886-27
27. Yamauro M, Ihara S, Satoh C, Yamabe C *AHPLA'99* Paper 3886-28
28. Shimada Y, Uchida S, Yamanaka C, Ogata A *AHPLA'99* Paper 3886-93
29. Miki M, Wad A, Shindo T *AHPLA'99* Paper 3886-95
30. Aleksandrov G, Daineko G, Lekomtsev *AHPLA'99* Paper 3886-104
31. Apollonov V et al. *AHPLA'99* Paper 3886-34
32. Базелян Э М, Райзер Ю П *Искровой разряд* (М.: Изд-во МФТИ, 1997) [Bazelyan E M, Raizer Yu P *Spark Discharge* (Boca Raton, Fla.: CRC Press, 1998)]
33. Райзер Ю П *Физика газового разряда* 2-е изд. (М.: Наука, 1992) [Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag, 1991)]
34. Kazemir H *J. Geophys. Res.* **65** 1873 (1960)
35. Базелян Э М, Райзер Ю П *Физика молнии и молниезащиты* (М.: Наука) (в печати) [Bazelyan E M, Raizer Yu P *Lightning and Lightning Protection Physics* (Philadelphia: IOP Publ., 2000)]
36. Райзер Ю П *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974) [Raizer Yu P *Laser-Induced Discharge Phenomena* (New York: Consultants Bureau, 1977)]
37. Uman M A *The Lightning Discharge* (Orlando: Academic Press, 1987)
38. Rakov V, Uman M, Thottappillil R *J. Geophys. Res.* **99** 10745 (1994)
39. Басов Н Г и др. *ДАН СССР* **173** 538 (1967)
40. Hagen W F *J. Appl. Phys.* **40** 511 (1969)
41. Парфенов В Н и др. *Письма в ЖТФ* **2** 731 (1976)
42. Caressa J P et al. *J. Appl. Phys.* **50** 6822 (1979); Smith D C, Meyerand R G, in *Principles of Laser Plasmas* (Ed. G Bekefi) (New York: Wiley, 1976)

Lightning attraction mechanism and the problem of lightning initiation by lasers

É.M. Bazelyan

Krzhizhanovsky Power Engineering Institute,
Leninskiĭ prosp. 19, 117927 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 955-31 39. Fax (7-095) 954-42 50

Yu.P. Raizer

Institute for Problems in Mechanics, RAS
prosp. Vernadskogo 101, 117526 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 434-01 94. Fax (7-095) 938-20 48
E-mail: raizer@ipm.msk.su

Physical processes determining the ability of a lightning to change its trajectory to strike the highest construction available are discussed. The leader mechanism of lightning propagation is explained. The criterion for a viable upward leader to start from a construction is established. The mechanism of a weak long-distance interaction between the upward leader starting from a construction and the downward leader counterpropagating from a cloud is analyzed. Current problems concerning lightning protection and lightning initiation by a laser are discussed, the latter being of special interest owing to a recent successful experiment of this kind.

PACS numbers: **52.80.** –s, **52.80.Mg**, **51.50.** +v, **52.90.** +z

Bibliography — 42 references

Received 23 March 2000, revised 19 April 2000