

## МЕХАНИЗМ РАЗВИТИЯ СТУПЕНЧАТОГО ЛИДЕРА И ВНУТРИОБЛАЧНОГО ВЕТВЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ МОЛНИИ

*А. И. Григорьев, С. О. Ширяева*

Предполагается, что зарождение разряда линейной молнии происходит в области с характерным линейным размером  $\sim 1$  см при развитии неустойчивости заряженных капель в электрическом поле, являющемся суперпозицией квазипостоянного внутриоблачного поля и импульсно изменяющегося поля пролетающей крупной, сильно заряженной градины. В зоне, занятой неустойчивыми каплями, зажигается коронный разряд и формируется область, заполненная разрядной плазмой. Поляризация этой плазмы во внутриоблачном поле приводит к усилению поля вблизи вершин плазменной области (ПО) и к удлинению ПО в направлении поля. Прорастание ПО в грозовом облаке связано с неустойчивостью заряженных капель в окрестности вершин ПО в суммарном электрическом поле. Предлагаются механизмы развития ступенчатого и стреловидного лидеров линейной молнии, а также механизм сбора молнией отрицательных зарядов с отдельных капель. Аналогов предложенной модели в научной литературе нет.

Несмотря на многолетнее пристальное внимание к линейной молнии и значительное количество публикаций (см., например, [1-3] и указанную там литературу), много задач, связанных с этим природным явлением, остаются нерешенными. Так, до сих пор не выяснены механизмы зарождения линейной молнии, формирования и распространения ступенчатого лидера, а также сбора молнией электрических зарядов с отдельных капель в грозовом облаке.

В соответствии с существующими представлениями [4] в разряде молнии естественно выделяются (по данным радиолокационного наблюдения за молниями) три стадии разряда: 1) стадия подготовки разряда (длительностью  $\sim 100$  мс), 2) ступенчатый лидер ( $\sim 10$  мс), 3) возвратный удар ( $\sim 0.2$  мс). Ветвление канала разряда происходит как во время второй и третьей стадий, так и при повторных разрядах молнии [5]. В то время как теория возвратного удара разработана достаточно хорошо [3], первые две стадии разряда исследованы весьма схематично и лишь на феноменологическом уровне. В настоящей работе предлагаются модели начальной стадии разряда линейной молнии и ветвления канала ее разряда, основанные на представлениях о неустойчивости заряженных капель в электрических полях [6-11].

Как будет показано ниже, стадия подготовки разряда линейной молнии связана с возникновением в облаке (на уровне мокрого роста града и интенсивного разделения электрических зарядов 4-5 км) некой плазменной области (ПО). ПО появляется в результате неустойчивости заряженных капель и обводненных градин в импульсном поле пролетающей крупной ( $R \sim 1$  см), сильно заряженной градины. Поляризация ПО во внутриоблачном электрическом поле  $E_*$  и прорастание ее вдоль  $E_*$ , контролируемое поступлением в ПО из окружающего ее пространства электрических зарядов, образовавшихся в результате неустойчивости заряженных же капель, приводят к возникновению ступенчатого лидера и ветвлению канала разряда.

Известно [6], что капля воды исходного радиуса  $R$  и с коэффициентом поверхностного натяжения  $\sigma$ , несущая электрический заряд  $Q$ , станет неустойчивой при выполнении критерия Рэлея

$$W \equiv \frac{Q^2}{16\pi\sigma R^3} \geq 1. \quad (1)$$

Незаряженная капля в однородном электростатическом поле  $E$  принимает форму вытянутого по полю сфероида с эксцентриситетом  $e$ , определяемым в линейном по  $e^2$  приближении соотношением [7]

$$e^2 \approx \frac{9}{16\pi} \frac{E^2 R}{\sigma} \equiv \frac{9}{16\pi} w, \quad (2)$$

и становится неустойчивой при выполнении критерия Тейлора [8]

$$w \geq 2.6. \quad (3)$$

Заряженная зарядом  $Q$  капля в поле  $E$  в линейном по  $e^2$  приближении также сохраняет сфероидальную форму с эксцентриситетом  $e_0$  в отличие от (2), где он определяется через  $W$  и  $w$  соотношением [9]

$$0.18w = e_0^2(1 - W). \quad (4)$$

Критические значения параметров  $W$  и  $w$ , характеризующих условия развития неустойчивости капли, в этом случае определяются с учетом (4) соотношением [10]

$$(1 + 2.07e_0^2)W + 0.092(1 + 6.62e_0^2)w \geq 1. \quad (5)$$

В переменном электрическом поле  $E_0 \cos \omega_0 t$  незаряженная капля становится неустойчивой и распадается, если частота поля  $\omega_0$  попадает внутрь некоторой резонансной зоны в окрестности удвоенной частоты основной моды собственных колебаний капли, а амплитуда  $E_0$  удовлетворяет критерию [11]

$$\frac{E_0^2 R}{\sigma} \geq 235\nu \sqrt{\frac{\rho}{\sigma R}}, \quad (6)$$

где  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $\rho$  — плотность жидкости.

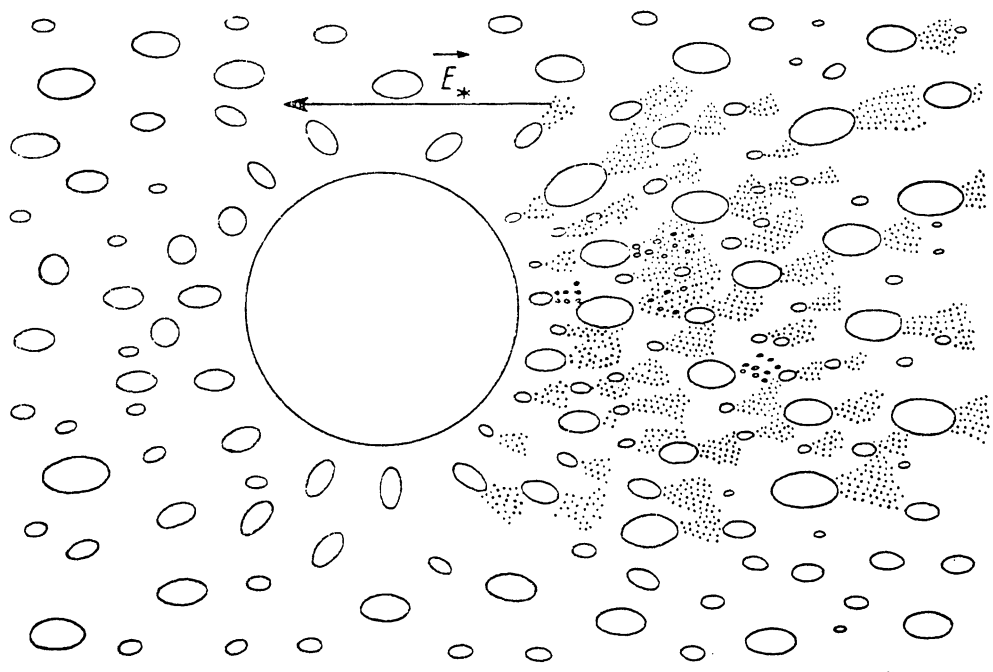
В случае импульсно изменяющегося электрического поля (например, для прямоугольного импульса с амплитудным значением напряженности  $E_0$ ) критические условия развития неустойчивости в капле отличаются от (6) лишь численным множителем  $\sim 2$ , становясь более жесткими.

Из численных оценок по (3), (5), (6) несложно видеть, что в случае периодических и импульсных полей критическая величина напряженности внешнего поля, при которой капля становится неустойчивой, существенно меньше, чем в случае постоянных полей. Так, в переменных полях капли воды радиусом  $r \sim 100$  мкм становятся неустойчивыми на резонансных частотах при амплитудах поля  $E_0 \geq 3 \cdot 10^4$  В/см, тогда как в постоянных полях при  $E \approx 3 \cdot 10^4$  В/см неустойчивы лишь крупные капли с  $r \geq 1$  мм, а увеличение напряженности поля до более высоких значений (чтобы добиться неустойчивости мелких капель) в условиях грозового облака нереально. Наличие на каплях воды электрического заряда приводит к снижению критической величины внешнего поля, при которой наступает неустойчивость как в постоянных, так и в переменных полях [10, 11].

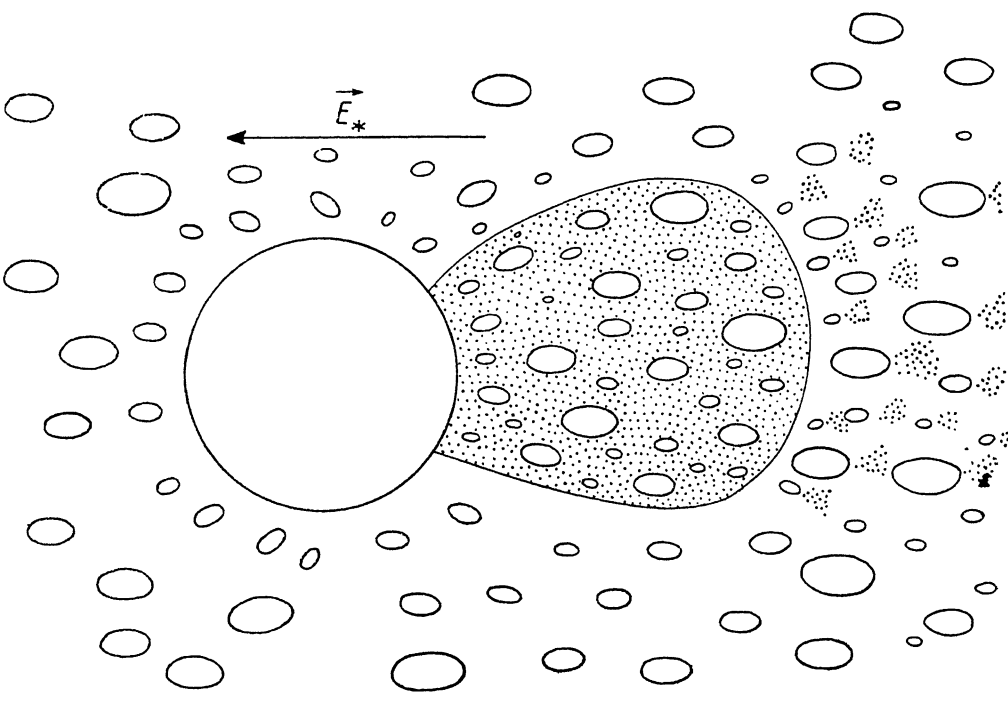
Возникновение в грозовом облаке импульсных электрических полей в области с характерным линейным размером  $L \sim 1$  см может быть связано с пролетом через такую область крупной градины с зарядом порядка половины предельного в смысле устойчивости по Рэлею. При скорости падения  $\sim 10$  м/с градины радиуса  $R \sim 5$  мм она будет создавать в выделенной области с характерным линейным размером  $L \sim R$  импульс длительностью  $t \sim 5 \cdot 10^{-4}$  с и амплитудным значением  $E_0 \sim 10^4 - 10^5$  В/см. При этом в указанной области капли воды с радиусом  $R_0 \geq 30$  мкм, концентрация которых в грозовом облаке  $\sim 10^2$  см $^{-3}$  [12], станут неустойчивыми. Это проявится в том, что они за характерное время

$$\tau \sim \sqrt{R_0^3 \rho \sigma^{-1}} \quad (7)$$

вытянутся в сфероиды, ориентированные по полю [13, 14], и с их вершин начнется эмиссия высокодисперсных сильно заряженных капелек [15-17]. Согласно



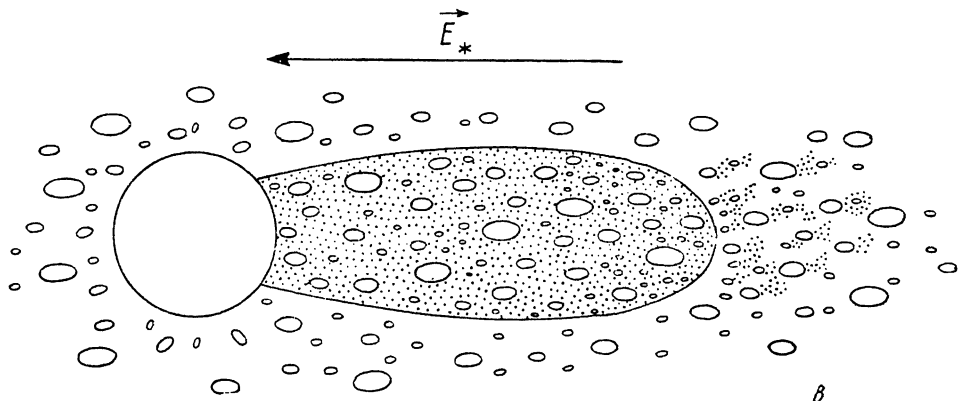
a



b

термодинамическим расчетам [16, 18], характерные размеры эмиттированных при этом капелек  $r$  примерно на два порядка меньше размеров исходных капель  $R_0$ , а заряды таковы, что эмиттированные капельки с самого начала неустойчивы по Рэлею и за время порядка периода колебаний их основной моды  $\tau \sim \sqrt{r^3 \rho \sigma^{-1}}$  распадаются, теряя при этом примерно треть своего заряда, 0.005 массы и выбрасывая порядка сотни еще более мелких и также неустойчивых по Рэлею капелек. Напряженность поля собственного заряда в окрестности эмиттированных капелек оказывается достаточно большой для зажигания, самоподдерживающегося за счет фотоионизации коронного разряда. [15]. В итоге у вершин исходных капель появляются веерообразные области, занятые разрядной плазмой [15, 17].

Принимая во внимание, что характерный линейный размер таких областей, занятых плазмой, примерно на один—два порядка превышает радиусы ка-



б

пель [17], можно ожидать, что при концентрации крупных капель ( $R_0 > 30$  мкм)  $n \sim 10^2$  см $^{-3}$  веерообразные области в окрестностях отдельных капель перекроются и образуется единая плазменная область (ПО) с характерным линейным размером  $L \sim R \sim 1$  см (рис. 1а, б). Поляризация плазмы в постоянном внутриоблачном поле напряженностью  $E_* \approx 3 \cdot 10^3$  В/см [19] приведет к усилению внешнего поля у вершин ПО, ориентированных по полю, в области пространства с характерным линейным размером  $\sim L$ . Так, для сфероидальной области с эксцентриситетом  $e$  внешнее поле увеличится в  $K$  раз [20]

$$K = e^3 (1 - e^2)^{-1} (\text{Arth } e - e)^{-1}. \quad (8)$$

Видно, что значение  $K$  быстро увеличивается с увеличением эксцентриситета от  $K=3$  для сферы ( $e=0$ ) до  $K \rightarrow \infty$  ( $e \rightarrow 1$ ), т. е. при вытягивании сфероида в фигуру, близкую к цилиндру. В итоге напряженность поля у вершин ПО при  $E_* \approx 3 \cdot 10^3$  В/см достигнет величины  $\sim 10^4$  В/см уже для сферы. В соответствии с вышесказанным в таком поле более крупные капли ( $r \sim 1$  мм) станут неустойчивыми. Кроме того, при  $E \approx 10^4$  В/см и давлении окружающего воздуха  $\approx 400-500$  Тор (что соответствует высотам  $\approx 4-5$  км, на которых и зарождаются молнии [5, 19]) коэффициент размножения электронов в электронных лавинах, порождаемых случайными электронами, становится больше единицы и у вершин ПО начинают развиваться лавины. ПО будет удлиняться в направлении, коллинеарном  $E_*$ , принимая более вытянутую форму (рис. 1, в), что приведет к дальнейшему усилению поля у ее вершин и к дальнейшему удлинению ПО.

Формирование ПО идет за счет двух различных физических явлений: неустойчивости капель в электрическом поле, характеризующейся временами порядка периода колебаний капель  $T \sim R^3 \rho^{-1} \sigma^{1/2}$  ( $T \sim 10^{-4}-10^{-3}$  с для крупных облачных капель с  $R \sim 0.1-1$  мм), и газоразрядных процессов развития электронных лавин, идущих с характерным временем  $\sim 10^{-7}$  с [21]. Учет того, что характерное время релаксации электрического заряда в газоразрядной плазме ПО  $\sim 10^{-7}$  с, позволяет в соответствии с вышесказанным оценить

время формирования ПО  $\tau \sim T \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  с. Остановимся подробнее на начальной стадии формирования ПО, а также на закономерностях ее эволюции в условиях грозового облака.

### Формирование исходной плазменной области (стадия подготовки разряда молнии)

Как отмечалось выше, образование ПО происходит в результате развития неустойчивости Тонкса—Френкеля в каплях воды в некотором объеме облака с характерным линейным размером  $\sim 1$  см при пролете через него крупной ( $R \sim 1$  см), сильно заряженной градины. Для определенности примем, что градина несет отрицательный заряд порядка предельного в смысле устойчивости по Рэлею, т. е. напряженность собственного электрического поля у ее поверхности определится выражением [13]

$$E_Q = \frac{Q}{R^2} \approx \sqrt{\frac{16\pi\epsilon}{R}}. \quad (9)$$

Помимо того, необходимо учесть, что под влиянием внутриоблачного поля  $E_0$  на градине появятся поляризационные заряды, в несколько раз усиливающие внешнее поле в окрестности вершин градины. Результирующее электрическое поле вокруг градины будет описываться выражением

$$\mathbf{E} = \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right) \mathbf{E}_0 + 3 \frac{R^3}{r^3} (\mathbf{E}_0 \mathbf{n}_r) \mathbf{n}_r + \frac{\sqrt{16\pi\epsilon}}{\sqrt{R} r^2} \mathbf{n}_r. \quad (10)$$

Отсюда можно, в частности, получить при  $R=0.5$  см,  $E_0=3 \cdot 10^3$  В/см, что в непосредственной окрестности той из вершин градины, где ее собственное поле совпадает по направлению с внешним внутриоблачным  $E_0$ , величина результирующего поля  $E \approx 3.9 \cdot 10^4$  В/см. На расстоянии  $r=2R$  от центра градины  $E$  понизится лишь до  $1.2 \cdot 10^4$  В/см, а при  $r=2.5R$  — до  $E \approx 8 \cdot 10^3$  В/см. Если учесть, что обсуждаемое явление имеет место на высотах 4000—5000 м, где давление воздуха  $\approx 400$  Тор, то электронные лавины, зародившиеся на случайных электронах вблизи поверхности градины, будут распространяться на расстоянии  $\approx 2.5R$  от ее центра до некоей границы, положение которой определится условием поддержания лавины  $E/P \geq 20$  В/см·мм рт. ст. [21] (при выполнении этого условия скорость образования электронов в лавине превышает скорость их расходования на образование отрицательных ионов и процессы рекомбинации).

Следует учитывать, однако, что вероятность появления в ближайшей окрестности сильнозаряженной градины свободного электрона весьма мала. Мала вероятность появления свободного электрона и в результате распада в поле  $E$  отрицательного иона, так как для этого процесса  $E$  должно превышать  $7 \times 10^4$  В/см [21]. Поэтому наиболее вероятным источником электронов может служить распад в  $E$  отрицательно заряженных крупных  $R \geq 30$  мкм капель [10, 16, 17]. Эмиттируемые при таком распаде капельки несут заряд чуть больший предельного в смысле устойчивости по Рэлею. Напряженность же собственного поля у их поверхности увеличивается с уменьшением радиуса в соответствии с выражением (10). При этом в качестве внешнего поля следует брать поле  $E$  в окрестности градины, которое само примерно на порядок превышает, согласно вышеприведенным оценкам по (10), внутриоблачное поле  $E_0 \approx 3 \times 10^3$  В/см. Учитывая также тот факт, что размеры капелек, эмиттируемых при указанном процессе, на два порядка меньше  $R$ , найдем, что напряженность поля у поверхности эмиттированной капельки будет  $\sim 10^7$  В/см. При такой величине поля становится возможной автоэмиссия электронов из капли, несмотря на высокое значение работы выхода электронов из воды  $\varphi \approx 6.1$  эВ [22]. Если же напряженность поля у поверхности эмиттированной капельки недостаточно высока для автоэлектронной эмиссии (плотность тока которой весьма резко зависит от  $E$ ) и возле эмиттированной капельки не окажется свободного электрона для инициирования электронной лавины и зажигания коронного раз-

ряда [15], то через время  $\approx \sqrt{R^3 \rho \sigma^{-1}}$  она сама распадется, выбросив еще более мелкие капельки с еще большими значениями напряженности поля собственного заряда у их поверхности ( $E_0 \sim 10^8 - 10^9$  В/см) [15-18]. При таких значениях напряженности поля плотность тока автоэлектронной эмиссии будет уже достаточно высока, чтобы внести заметный вклад в физическую картину образования электронных лавин у вершин формирующейся ПО.

Для оценки плотности автоэлектронного тока воспользуемся известной формулой Фаулера—Нордгейма [22]

$$j \approx 1.36 \cdot 10^{-6} E \varphi^{-1} \exp \{ 9.5 \sqrt{\varphi} - 6.35 \cdot 10^9 \varphi^{3/2} E^{-1} \}, \quad (11)$$

где  $\varphi$  измеряется в эВ, а  $E$  и  $j$  — в единицах СИ.

Из (11) следует, что уже при  $E = 3 \cdot 10^7$  В/см плотность автоэлектронного тока будет  $\approx 1.5$  А/м<sup>2</sup>. Для эмиттированной капельки радиусом  $r \sim 1$  мкм такая плотность тока означает, что эмиссия электронов идет с частотой  $\sim 10^7$  Гц, т. е. через  $10^{-7}$  с после эмиссии такой капельки она в свою очередь эмиттирует свободный электрон, инициирующий электронную лавину, которая в указанных выше условиях в области сильного поля в окрестности градины пройдет расстояние  $\approx 2.5R$ , а через время  $\sim 10^{-7}$  с будет эмиттирован следующий электрон, и все повторится сначала. В создание повторных лавин внесут вклад и процессы фотоионизации, обусловленные существованием значительного количества возбужденных атомов, остающихся в следе каждой лавины (их концентрация примерно на порядок превышает концентрацию электронов в лавине [15]). Механизм появления фотоэлектронов подробно описан в [15], здесь не будем на нем останавливаться. Отметим лишь, что частота образования фотоэлектронов в окрестности точки старта лавины характеризуется временами того же порядка, что и автоэлектронная эмиссия ( $\sim 10^{-7}$  с).

Таким образом, вторичные лавины будут распространяться по следу первичных, т. е. по их положительно заряженным остовам. Поскольку пока все рассмотрение проводится на временном интервале  $\sim 10^{-7}$  с, то положительные ионы, составляющие положительно заряженный остов уже прошедших лавин, можно считать неподвижными. Часть электронов вторичных лавин будет задерживаться положительно заряженным остовом и связываться с ним, образуя плазму, внутри которой электрическое поле будет ослабляться вследствие поляризации плазмы, т. е. образуется некая ПО. Когда напряженность поля внутри такой ПО упадет ниже  $8 \cdot 10^3$  В/см, электронные лавины перестанут возникать. Характерное время формирования ПО на этом этапе  $\tau_0$  будет, очевидно, на порядок превышать время распространения одной лавины, т. е.  $\tau_0 \sim 10^{-6}$  с.

Принимая, что в зоне формирования ПО начальное значение напряженности поля  $\approx 4 \cdot 10^4$  В/см, а конечное, установившееся после образования ПО,  $\sim 8 \times 10^3$  В/см, т. е. примерно на порядок меньше, чем в начальный момент, и что такое падение напряженности происходит в слое плазмы толщиной в дебаевский радиус  $r_0$  плазмы, оценим концентрацию зарядов в ПО. Напряженность поля на границе ПО, вызванного разделением заряда в слое толщиной  $r_0$ , определится выражением

$$E = 4\pi (r_0 L^2 n_e e) \approx \sqrt{4\pi k T_e n_e}, \quad (12)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $n_e$  — концентрация электронов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — температура электронов.

При  $L = 1$  см,  $T_e \sim 1$  эВ,  $E \approx 4 \cdot 10^4$  В/см из (12) найдем  $n_e \sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Таким значениям температуры и концентрации электронов соответствует  $r_0 \sim 10^{-5}$  см, т. е.  $r_0 \ll L$ , и сформировавшееся плазменное образование может быть определено в качестве начальной стадии зарождающегося стримера.

Характерное время формирования ПО определится наиболее длительным из вовлеченных в описанный выше механизм процессов, а именно временем распада облачных капель  $t \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  с и временем существования в выделенной области импульсного поля пролетающей градины  $\sim 10^{-3}$  с, т. е. будет  $\sim 10^{-3}$  с. Дальнейшая эволюция ПО будет связана с ее удлинением в направлении внутриоблачного поля  $E_0$ , что возможно в связи с локальным усилением

(вследствие поляризации плазмы) поля в окрестности вершин ПО до значений, обеспечивающих возникновение и распространение электронных лавин на расстояния порядка среднего радиуса кривизны  $R_*$  вершины ПО. Так, принимая, что форма сформировавшейся ПО в нулевом приближении может быть аппроксимирована сфероидом с меньшей полуосью  $b \approx R$ , большей  $a \approx 1.5R$ , несложно получить, что поле в окрестностях вершин ПО усилится, согласно (8), примерно в шесть раз. Электронные же лавины, образующиеся в соответствии с вышеизложенным механизмом в окрестностях вершин плазменной области, будут за характерное время порядка существования десятки последовательно возникших лавин ( $\sim 10^{-6}$  с) удлинять ПО вдоль  $E_0$  на расстояние  $\approx R_*$ . Тогда за характерное время стадии подготовки разряда  $\sim 0.1$  с ПО удлинится до  $\sim 10^5 R_* \sim 10^3$  м.

Представляется важным проследить судьбу капель воды, попадающих внутрь ПО. Пусть исходный заряд капель на пути растущей ПО отрицателен и много меньше предельного в смысле устойчивости по Рэлею. Электронные лавины, движущиеся впереди удлиняющейся ПО, будут сообщать каплям максимум возможный при их размерах заряд и, следовательно, приводить к неустойчивости капель. Поскольку характерное время развития неустойчивости  $\tau_*$  для капель с  $R \geq 30$  мкм больше  $5 \cdot 10^{-5}$  с и быстро растет с увеличением радиуса капель, то за характерное время удлинения ПО  $\sim 10^{-6}$  с капли не успевают распасться и попадают внутрь ПО. Их дальнейшая судьба определится высокой электропроводностью ПО: капли полностью отдадут свой заряд, высвободив значительное количество свободных электронов, которые примут участие в поддержании электропроводности ПО и в поддержании постоянства напряженности поля в ней. Следует отметить факт, упоминаемый еще в [21]: отрицательно заряженный конец прорастающего стримера движется вдоль силовых линий  $E_0$ , так как электроны из него выходят непрерывно и в большом количестве, а порождаемые ими лавины распространяются вдоль силовых линий в области наибольшей величины суммарного поля. Положительный же конец ПО удлиняется за счет относительно малого числа начальных электронов, возникающих перед ним в сильном поле ПО по статистическим законам и образующих короткие мощные лавины, направленные к вершине ПО. Важную роль в развитии положительно заряженного конца ПО должна играть и автоэлектронная эмиссия с отрицательно заряженных капель в сильном поле вершины ПО. Одновременное развитие нескольких мощных лавин из разных точек в окрестности положительно заряженной вершины стримера приведет к ветвлению канала стримера. Этот же механизм, т. е. автоэлектронная эмиссия с отрицательно заряженных капель в непосредственной близости от вершин разветвлений положительно заряженного конца стримера, а также распад капель, попавших внутрь стримера, объясняют и сбор отрицательных зарядов с отдельных капель в процессе развития молнии.

Из сказанного выше ясно, что электроны внутрь растущего стримера поступают двумя путями: 1) с электронными лавинами, развивающимися к разветвленному положительно заряженному концу стримера; 2) с отрицательно заряженными каплями, попадающими внутрь стримера как с отрицательно заряженного конца, так и с разветвленного положительно заряженного конца.

### Ступенчатый лидер. Возвратный удар молнии. Стреловидный лидер

По окончании стадии подготовки разряда через  $\sim 0.1$  с отрицательно заряженный конец стримера выходит на нижнюю границу грозового облака. Дальнейшее прорастание стримера к земле происходит в среде, не содержащей отрицательно заряженных капель, и осуществляется исключительно за счет электронов, эмиттируемых вершиной стримера. Приток электронов внутрь стримера теперь происходит только за счет электронных лавин, входящих в разветвленный положительно заряженный конец стримера. Поддержание потенциала отрицательно заряженной вершины стримера осуществляется исключительно электрическим током электронов, текущим между концами стримера. Прорастание отрицательно заряженного конца стримера к земле будет идти за счет

зависанной в его головке электростатической энергии. Когда эта энергия кончается, отрицательно заряженный конец стримера останавливается до тех пор, пока запас энергии головки стримера не пополнится за счет тока электронов из разветвленного положительно заряженного конца стримера. Остановки отрицательного конца стримера связаны, таким образом, с тем, что скорость расходования электростатической энергии головки стримера превышает скорость ее поступления с током электронов. Отмечающееся при приборных наблюдениях увеличение длины шагов ступенчатого лидера с увеличением номера шага объясняется увеличением силы тока с увеличением степени разветвления положительно заряженного конца стримера.

По достижении ступенчатым лидером поверхности земли начинается стадия возвратного удара, достаточно подробно уже разобранный (см., например, [3]). Для настоящего рассмотрения важно, что при возвратном ударе потенциал земли передается по проводящему каналу, проложенному ступенчатым лидером, в облако. В результате напряженность поля в окрестности всех разветвлений канала ступенчатого лидера резко увеличится, что приводит к развитию неустойчивости в еще нераспавшихся заряженных каплях воды в окрестностях ответвлений канала, появлению значительного количества свободных электронов, порождающих лавины, направленные к проводящим разветвлениям канала молнии. Канал молнии еще более разветвится, так как прохождение по одному и тому же пути серии последовательных электронных лавин, порождаемых затравочными электронами, поочередно эмиттируемыми неустойчивой каплей, приведет к появлению отростка канала в сторону такой капли. В ходе описываемого процесса в канал молнии вольется значительное количество электронов, которые, двигаясь к земле по сохранившему высокую электропроводность каналу возвратного удара, образуют стреловидный лидер. Время формирования стреловидного лидера будет порядка характерного времени неустойчивости облачных капель ( $\sim 5 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-3}$  с), что и отмечается в наблюдениях [1, 2].

В заключение отметим, что капли воды, находившиеся в канале ступенчатого лидера, при возвратном ударе испаряются.

#### Литература

- [1] Юман М. М. Молния. М.: Мир, 1972. 326 с.
- [2] Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И. Физические и инженерные основы молниезащиты. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 223 с.
- [3] Трофимов Ю. В., Синкевич О. А. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 5. С. 1097—1099.
- [4] Beasley W., Uman M. A., Rustan P. L. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. NCT. P. 4883—4902.
- [5] Фью А. // УФН. 1976. Т. 119. С. 735—748.
- [6] Rayleigh // Philosophical Magazin. 1882. Vol. 14. P. 184—186.
- [7] O'Konski C. F., Jhacher H. C. // J. Phys. Chem. 1953. Vol. 57. P. 955—958.
- [8] Taylor G. // Proc. Roy. Soc. (London). 1964. Vol. A. 280. P. 383—397.
- [9] Панченков Г. М., Цабек Л. К. Поведение эмульсий во внешнем электрическом поле. М.: Химия, 1969. 190 с.
- [10] Григорьев А. И. // Тез. докл. III Всесоюз. симп. по атмосферному электричеству. Тарту, 1986. С. 144.
- [11] Gershenson N. I., Gokhberg M. B., Grigoryev A. I. // Proc. XIX General Assembly. Vancouver, Canada, 1987. Vol. 1. P. 390.
- [12] Шметер С. И., Мазин И. П. Облака. Строение и физика образования. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 279 с.
- [13] Григорьев А. И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1272—1278.
- [14] Григорьев А. И., Синкевич О. А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 6. С. 10—15.
- [15] Григорьев А. И., Синкевич О. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1276—1283.
- [16] Ширяева С. О., Белавина Е. И. // Тез. докл. II Всесоюз. конф. молодых исследователей «Актуальные вопросы физической гидрогазодинамики». Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1987. С. 21—22.
- [17] Григорьев А. И., Синкевич О. А. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 3. С. 182—187.
- [18] Григорьев А. И., Ширяева С. О., Белавина Е. И. // Тез. докл. IV Всесоюз. семинара по гидромеханике и теплообмену в невесомости. Новосибирск, 1987. С. 7—8.
- [19] Имянитов И. М. // Тр. II Всесоюз. симп. «Атмосферное электричество». Л.: Гидрометеоиздат, 1983. С. 94—99.
- [20] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1957. 532 с.
- [21] Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 271 с.
- [22] Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наукова думка, 1981. 339 с.