

*Н.И.Петров, И.Н.Сисакян*

## ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛНИЕВОГО РАЗРЯДА

### Введение

Исследование излучения молниевых разрядов представляет научный и практический интерес. Известно, что флуктуации электромагнитного поля, связанные с молниевыми разрядами, влияют на работу радиотехнических устройств в диапазоне сверхдлинных волн [1]. В этом же диапазоне работают радиостанции, обеспечивающие службу единого времени.

Излучение молнии охватывает практически весь диапазон длин волн, начиная с нескольких Гц до ультрафиолета. Энергия импульса, излучаемая в интервале длин волн от 4000 до 11000 Å, доходит до 870 Дж/м, что составляет около 0,4% начальной энергии, накопленной грозовым облаком. Энергия импульса, излучаемая в интервале частот от 1 кГц до 100 МГц, составляет несколько сотен кДж [2].

Молния является также источником излучения нейтронов. Согласно теоретическим предсказаниям [3], выход нейтронов должен составлять  $\approx 10^{15}$  на единичный удар. Эксперименты [3] показывают  $10^7$ - $10^{10}$  нейтронов на один разряд. Отметим, что космический фон составляет  $\approx 2,5 \cdot 10^{10}$  нейтронов за 7 месяцев.

Разряд молнии можно разделить на несколько стадий. Первая начальная стадия связана с коронными разрядными процессами в грозовых облаках. Далее идет процесс зарождения лидера и его распространения, причем возможны как непрерывное, так и ступенчатое его продвижение. Затем следует главный (обратный) разряд, при котором фронт импульса тока и свечение плазмы газового разряда движется от Земли к облаку. После главного разряда возможны повторные разряды, которым предшествуют стреловидные лидеры [4]. Основные характеристики молниевых разрядов приведены в [5-7].

Каждая из стадий молниевых разрядов возбуждает электромагнитные импульсы. Обычно их называют атмосфериками или атмосферными помехами. В настоящее время

накоплено большое число осциллограмм атмосфериков и изучены их параметры, характеризующие их форму на различных расстояниях от места удара молнии. Однако анализ форм атмосфериков, проведенный различными авторами, к согласованной классификации не привел. Прежде всего это связано с тем, что отсутствуют физические представления о многих процессах, протекающих в разряде молнии.

В настоящей работе предлагаются физические модели процессов, протекающих в каждой из стадий молниевых разрядов. Получен ряд важных результатов, позволяющих интерпретировать формы регистрируемых атмосфериков. Предлагается механизм, объясняющий излучение и аномально сильное отражение электромагнитных волн грозовыми облаками. Для анализа рассеяния радиоволн неоднородностями грозового облака предлагается использовать методы компьютерной оптики. Предложен физический механизм образования плазменных сгустков, определяющих ступенчатое распространение и ориентировку канала молнии в пространстве. Предсказывается существование плазменного сгустка на фронте стримерной зоны положительного лидера. Показано, что молния обладает фрактальной природой, а случайный характер искривления оси канала является внутренним свойством молнии и не зависит от внешних случайных отклонений температуры и плотности воздуха. Установлена связь между параметрами электромагнитного излучения молнии и характеристиками канала. В частности, показано, что длительность импульса излучения растет с увеличением длины стримерной зоны лидера и насыщается при больших длинах канала молнии. Показано, что существует корреляция между амплитудой импульса излучения обратного удара молнии и его длительностью.

### 1. Излучение грозового облака

При грозе электромагнитное излучение

начинается задолго до первого молниевых разряда, причем его амплитудно-частотные характеристики отличаются от атмосфериков. Можно предположить, что излучение возникает вследствие ускоренного движения заряженных частиц. Тогда мощность излучения отдельной заряженной частицы равна [8]:

$$W = 6,67 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{Z^2 \cdot \theta^2 \cdot w^2}{c^3}, \quad (1)$$

где  $Z_e$  - заряд частицы,  $w$  - ускорение,  $c$  - скорость света.

Отсюда видно, что мощность излучения пропорциональна квадрату заряда частицы. Известно [9], что при заданном размере частицы существует максимально возможный заряд частицы. Он определяется из условия, что напряженность поля на поверхности частицы становится равной напряженности спонтанной эмиссии ионов или электронов. Предельный заряд сферической частицы равен:

$$q_{\max} = \frac{E_s \cdot d^2}{4e}, \quad (2)$$

где  $E_s$  - поверхностная напряженность электрического поля, при которой начинается эмиссия зарядов,  $d$  - диаметр частицы,  $e$  - элементарный заряд. Для ионов  $E_s = 6,67 \cdot 10^5$  ед. СГСЭ/см, для электронов  $E_s = 3,3 \cdot 10^4$  ед. СГСЭ/см. Отсюда следует, что чем больше размер частицы, тем больше ее предельный заряд. Поэтому казалось бы, что при наличии больших частиц можно получить достаточно большую мощность излучения. Однако в реальности этого не происходит, поскольку с увеличением размера частицы на величину заряда накладывается дополнительное ограничение, известное как предел Рэлея [9]. Дело в том, что при превышении силы электрического поля на поверхности капли внутренней силы ее поверхностного натяжения капля разрывается на части и образуется несколько более мелких капелек. Количество электронов на капле, необходимое для ее разрыва, равно [9]:

$$N_r = \frac{1}{e} \sqrt{2\pi\gamma d^3}, \quad (3)$$

где  $\gamma$  - поверхностное натяжение жидкости. Например, предел Рэлея для водяной капли диаметром 1 мм равен  $N_r = 4,45 \cdot 10^4$  зарядов.

Оценки мощности излучения заряженных частиц показывают, что она существенно меньше мощности, регистрируемой экспериментально. Поэтому причина излучения до-

жна быть связана с другими процессами. Наиболее вероятным источником излучения могут быть разрядные процессы, протекающие в коронной и лидерной формах [10]. Известно, что при коронном разряде возникает электромагнитное излучение с частотами от десятков герц до десятков мегагерц. При этом мощность излучения для  $f = 0,1$  МГц достигает  $10^{-10} + 10^{-9}$  Вт. Поскольку мощность излучения пропорциональна числу коронирующих частиц  $N$ , то можно предположить, что такие разряды могут быть обнаружены существующими приемниками.

С разрядными процессами в заряженных облаках может быть связано также аномально сильное отражение радиоволн грозowymi облаками. Известно, что диэлектрические частицы рассеивают излучение слабо и максимальное сечение рассеяния частицы может достигать лишь ее геометрического размера. Заряженные же аэрозольные облака рассеивают излучение существенно сильнее. Например, известно мощное отражение радиоволн грозowymi облаками, рассеяние радиоволн заряженными частицами межзвездной пыли и т.д. Недавно эффект аномального рассеяния радиоволн заряженными аэрозольными частицами наблюдался в лабораторных условиях [11]. Для объяснения такого аномального рассеяния волн используются различные модели. В частности, в [11] в качестве механизма рассматривается явление дипольного плазменного резонанса избыточных электронов на поверхности частицы.

В настоящей работе для объяснения аномального рассеяния заряженными облаками предлагаются физические механизмы, связанные с разрядными процессами и коллективными эффектами, обусловленными интерференцией волн.

Можно предположить, что рассеяние волн сильно возрастает вследствие большого количества зарядов в частицах. Сечение рассеяния частиц при этом может возрасти в  $10^6 + 10^8$  раза. Однако это сечение рассеяния оказывается слишком малым, чтобы его можно было регистрировать современными радиолокационными приборами. Приближенное выражение для сечения рассеяния облака может быть представлено в виде [11]:

$$\sigma_{\text{обл}} = \sigma_{\text{геом}} \left[ \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 2} \right]^2, \quad (4)$$

где  $\sigma_{\text{геом}}$  - геометрическое сечение облака,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость облака.

Так как  $\epsilon \approx 1$ , то из (10) видно, что сечение рассеяния оказывается слишком малым.

Известно, что сильное отражение электромагнитных волн металлической поверхностью обусловлено электронами проводимости, концентрация которых составляет  $n_e \approx 10^{22} + 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Можно оценить предельную концентрацию свободных зарядов в заряженном облаке. Предельная концентрация будет определяться максимальным потенциалом облака, при котором еще отсутствует пробой в воздухе. При пробое заряд в облаке нейтрализуется. Однако при непрерывном поступлении зарядов в облако возможно стационарное существование микроразрядов, так называемых коронных разрядов, не приводящих к полной нейтрализации зарядов в облаке. Коронный разряд может существовать в лавинной или стримерной формах.

Стримерные разряды в воздухе - это плазменные нитевидные образования длиной несколько сантиметров при атмосферном давлении. Распространение стримера происходит благодаря ионизационным процессам впереди его головки. Плотность частиц на фронте ионизации растет лишь до определенной величины  $\rho_0$ . Диффузное и кулоновское расталкивание увеличивает радиус головки. Однако потери частиц из головки стримера компенсируются за счет ионизации.

В случае, когда определяющими являются кулоновские силы и ионизационные процессы, равновесная плотность  $\rho_0$  в первом приближении оказывается равной:

$$\rho_0 = \frac{\epsilon_0 E_0 \alpha_0}{e} = \text{const}.$$

Радиус стримерной головки устанавливается равным:

$$r_0 = \frac{\epsilon_0 E_0}{\rho} = \frac{1}{\alpha_0},$$

где  $\alpha_0$  - коэффициент ионизации газа,  $E_0$  - критическое поле для развития лавины. Так в воздухе радиус стримера равен  $r_{\text{стб}} \approx 10^{-2} \text{ см}$ . Недавние эксперименты [12] показали, что радиус стримера в воздухе равен  $r \approx 175 \text{ мкм}$ , т.е. хорошо согласуется с приведенными оценками.

Отметим, что продвижение стримера возможно благодаря вытеснению электрического поля из головки стримера. Скорость вытеснения поля, задающая скорость распространения стримера, определяется проводимостью головки  $\sigma_c (\tau_w \approx 1/\sigma)$ , т.е. увеличивается с ростом

концентрации зарядов. Плотность зарядов в стримере, от которой зависит отражение электромагнитного поля, оказывается равной  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Отражение от одиночного стримера определяется диэлектрической проницаемостью канала стримера и его геометрическими параметрами. Диэлектрическая проницаемость и проводимость стримерного плазменного канала зависят от частоты излучения и равны [13]:

$$\epsilon_\omega = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m(\omega^2 + \nu_m^2)},$$

$$\sigma_\omega = \frac{e^2 n_e \nu_m}{m(\omega^2 + \nu_m^2)}, \quad n_e = \frac{\rho_e}{e},$$
(5)

где  $n_e$  - концентрация электронов,  $\omega$  - частота излучения,  $\nu_m$  - частота столкновений.

Коэффициент поглощения электромагнитной волны плазмой стримерных каналов равен [13]:

$$\mu_\omega = \frac{4\pi e^2 n_e \nu_m}{mc(\omega^2 + \nu_m^2)} \approx 0,1 n_e \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2}, \quad \text{см}^{-1}$$
(6)

При атмосферном давлении частота  $\nu_m$  в воздухе равна  $\nu_m \approx 1,3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ .

Найдем критическую плотность электронов, при которой электромагнитная волна испытывает полное отражение. Это происходит, когда диэлектрическая проницаемость обращается в нуль и становится отрицательной. Из (5) получаем, что:

$$n_{e\text{кр}} = \frac{m(\omega^2 + \nu_m^2)}{4\pi e^2}.$$
(7)

Пусть частота излучения падающей волны равна  $f = 3 \text{ ГГц}$  ( $\lambda = 10 \text{ см}$ ). Тогда критическая концентрация электронов равна  $n_{e\text{кр}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , т.е. больше реальных значений. Излучение затухает на длине  $l \approx 1,0 \text{ см}$ . Поскольку диаметры стримерных каналов малы, то затуханием можно пренебречь. Таким образом, сечение рассеяния  $\sigma$  одиночного стримера равно  $\sigma \approx \sigma_{\text{геом}} \approx 10^{-2} \text{ см}^2$ .

При выполнении условий для коронного разряда грозное облако покрывается "сеткой" из стримеров или проводящих нитей. Коэффициент прохождения  $\tau$ , равный отношению прошедшей энергии к энергии, падающей на такую "сетку", равен [14]:

$$\tau \approx 3,8 \cdot 10^2 \frac{a^4}{\lambda^4}, \quad (8)$$

где  $a$  - расстояние между стримерами,  $\lambda$  - длина волны излучения. Отсюда следует, что отражение становится существенным для длин волн порядка или больше размера ячейки сетки, т.е. для длин волн  $\lambda \geq 5a$  отражение эквивалентно отражению сплошного плазменного экрана. Отражение сильно падает при уменьшении длины волны излучения, поэтому предлагаемый механизм нетрудно проверить экспериментально. При уменьшении длины волны условие полного отражения выполняется лишь для больших плотностей электронов, и предложенный механизм заметного вклада в отражение коротких волн не дает. Другим механизмом мощного отражения радиоволн заряженным облаком могут быть интерференционные эффекты, приводящие к локализации волн. Обычно различают два типа локализации: слабую локализацию и андерсоновскую сильную локализацию [15, 16]. Параметром, определяющим степень локализации, является отношение длины волны  $\lambda$  к длине свободного пробега  $l$ , связанного с упругим рассеянием фотонов на неоднородностях:

$$\gamma = \frac{\lambda}{2\pi l}. \quad (9)$$

При  $\gamma < 1$  имеет место слабая локализация, а при  $\gamma = 1$  - выполняется условие андерсоновской сильной локализации. Слабая локализация обусловлена интерференцией волн при многократном рассеянии на частицах. В условиях слабой локализации существует эффект: появляется пик в рассеянии на угол  $\approx 180$ . При сильной локализации на случайно расположенных центрах (случайном интерферометре) происходит образование стоячей электромагнитной волны. Эффекты локализации становятся сильными, если размеры неоднородностей  $a = \lambda$ , а длина  $l \leq \lambda$ . Если в качестве неоднородностей рассматривать стримеры длиной несколько сантиметров, то локализация будет иметь место для радиоволн диапазона ГГц. При этом длина  $l$  затухания волн в плазме стримера удовлетворяет условию  $l \leq \lambda$ .

Отметим, что отражение излучения может быть обусловлено также кристалликами льда в облаках. Однако размеры кристалликов слишком малы, чтобы линейные эффекты приводили к наблюдаемым значениям интенсивности отражения.

Задача рассеяния излучения грозowymi

облаками во многом аналогична задаче статистической теории антенн, связанной с дифракцией на отверстиях со случайными границами или возбуждением случайными токами. Для анализа рассеяния радиоволн на таких неоднородностях могут быть использованы методы компьютерной оптики [17]. В частности, рассеянное частицами в облаках электромагнитное излучение можно разложить в ряд по такому базису ортогональных функций, который обеспечивает быструю сходимость ряда и дает возможность непосредственно определять параметры частиц.

Отметим, что в стримерной короне возникают также условия для генерации света. Физическая картина генерации может быть описана следующим образом. На фронте стримеров, где достигается высокая напряженность электрического поля, вследствие ударной ионизации и туннельного эффекта происходит быстрое увеличение концентрации неравновесных носителей. Для получения инверсной населенности и генерации света необходимо быстрое выключение электрического поля за время  $\tau_E$ , значительно меньшее времени жизни носителей тока  $\tau_R$  ( $\tau_E \ll \tau_R \approx 10^{-9}$  сек). Такая ситуация реализуется в объеме с характерным размером порядка диаметра головки стримера. Эта область перемещается со скоростью  $\approx 10^8$  см/сек, причем время, за которое спадает сильное электрическое поле за передним фронтом стримера, равно максвелловскому времени релаксации электрического поля в проводящей среде  $\tau_m = \epsilon / 4\pi \sigma$ . При концентрации свободных носителей в головке стримера  $n_s \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup> величина  $\tau_E \approx 10^{-11}$  сек, что значительно короче времени жизни неравновесных носителей тока  $\tau_R \approx 10^{-9}$  сек.

Таким образом, стримерный заряд в газах может быть использован в качестве источника излучения, причем с помощью изменения формы прикладываемого импульса напряжения можно управлять длительностью и мощностью коротких импульсов света, а также их последовательностью.

## 2. Излучение в лидерной стадии

В лидерной стадии происходит формирование траектории канала молнии. Лидером называют сильно ионизированный, высоко проводящий канал, который в гораздо большей степени, чем стример переносит потенциал облака в область слабого поля.

В экспериментах различают три основных структурных элемента лидера: канал, головку и стримерную зону. В видимом диапа-



зоне интенсивность излучения максимальна в головке лидера. Распространение лидера существенным образом зависит от величины и полярности потенциала облака, а также от влажности воздуха. При положительной полярности облака возможно непрерывное развитие лидера практически с постоянной скоростью  $v_n \approx 15$  см/мкс. Средний ток, текущий по каналу лидера при этом равен  $I_n \approx 10 \div 100$  А [2].

В большинстве же наблюдаемых случаев развитие лидера происходит ступенчатым образом. Ступенчатый лидер, движущийся светящимися ступенями, вносит существенный вклад в электромагнитное излучение в высокочастотной области. Частота излучения при этом может достигать нескольких сотен МГц. Характерная длина ступеней составляет 50 м, а интервал между ступенями - около 50 мкс. В интервалах между ступенями канал лидера не светится. Время удлинения отдельной ступени меньше 1 мкс. Средняя скорость ступенчатого лидера составляет  $1,5 \cdot 10^5$  м/с.

Отметим, что термины непрерывное и ступенчатое распространение лидера, встречающиеся в литературе, являются условными и относятся ко временному разрешению процесса распространения больше, чем несколько мкс. Временные развертки с большим разрешением показывают, что распространение лидера всегда происходит ступенчато, однако пространственные масштабы ступеней оказываются существенно меньше. Так, "непрерывный" положительный лидер удлиняется толчками (с частотой около  $10^6$  с<sup>-1</sup>), причем длина ступени равна приблизительно диаметру головки лидера. Диаметр головки лидера в воздушных промежутках длиной порядка нескольких десятков метров равен  $\approx 1$  см. Процессы в головке лидера определяют рождение нового элемента лидера и являются важными для понимания устойчивости его распространения. Плотность тока в головке за время меньше чем 1 мкс увеличивается в  $10^4$  раза, т.е. происходит шнурование головки лидера и образование новой головки. Существуют различные гипотезы, объясняющие процесс шнурования. В частности в [18] в качестве механизма шнурования предлагается низкотемпературная перегревная неустойчивость. Однако скорость шнурования в этом случае будет ограничиваться тепловыми процессами.

В настоящей работе предлагается механизм шнурования, не связанный с тепловыми процессами. Качественная картина может быть описана следующим образом. Образование новой головки лидера происходит на фронте канала лидера, представляющего собой тонкий

проводящий плазменный шнур с радиусом  $r_{\kappa, n}$ . Распределение электрического поля на фронте является сильно неоднородным как в продольном  $z$ , так и в поперечном  $r$  направлениях. Поскольку коэффициент ионизации  $v_i$  зависит от величины электрического поля  $E$  ( $v_i = v_0 e^{-E_0/E}$ ), то распределение зарядов  $\rho$ , рождающихся в этом поле, также является неоднородным, т.е. создается неоднородное в пространстве распределение проводимости головки  $\sigma(r, z) = ebn(r, z)$ . Поэтому токи, текущие в периферийных областях, стягиваются в центральную область, причем процесс имеет положительную обратную связь, т.е. возникает неустойчивость. Скорость нарастания возмущений в данном случае не лимитируется нагреванием газа, как это имеет место при ионизационно-перегревной неустойчивости. Отметим, что поперечная составляющая тока растет с увеличением поперечной составляющей электрического поля  $E$ . В свою очередь, увеличение  $E$  приводит к росту  $\sigma$ . Скорость же роста  $E$  определяется скоростью вытеснения поля из центральной области ( $\tau_\sigma \approx \frac{1}{4\pi\sigma}$ ).

Две первоначальные теории ступенчатого лидера были предложены Шонландом [7] и Бруком [16]. Основные положения этих теорий остаются и до сих пор наиболее признанными. В настоящее время феноменологическая картина распространения отрицательного лидера может быть описана следующим образом. От отрицательно заряженной головки лидера стартует первичная стримерная зона. На фронте стримерной зоны формируется плазменный сгусток, от которого в обратном направлении распространяется положительный объемный лидер. Скорость распространения положительного объемного лидера существенно больше скорости объемного отрицательного лидера. Поэтому время перекрытия отдельной ступени практически определяется временем прохождения положительного лидера. Далее процесс повторяется.

Физический механизм образования плазменного сгустка не ясен. При положительной же полярности не существует даже феноменологической картины, описывающей ступенчатое распространение лидера. Предполагается, что ступенчатость имеет случайный характер [2].

В настоящей работе приводится физический механизм образования плазменного сгустка на фронте стримерной зоны лидера и на его основе строится теория ступенчатого распространения положительного лидера. Извест-

тно, что длина ступени связана с длиной стримерной зоны. Поэтому параметры электромагнитного излучения в лидерной стадии могут быть выражены через геометрические параметры стримерной зоны. В свою очередь, длина стримерной зоны определяется потенциалом головки лидера и зависит от длины промежутка  $H$ . Оптимальное (стационарное) распространение лидера возможно, если радиус головки и плотность заряда в ней не меняется, т.е. плотность тока в канале лидера сохраняется  $j_{к.л.} = \text{const}$ . Тогда условия для ионизации на фронте и скорость лидера не изменяются. С другой стороны, плотность тока можно выразить через потенциал головки лидера  $\phi_{r,л.}$  и емкость  $C$  относительно поверхности земли:

$$j_{к.л.} = C_r \phi_{r,л.} \cdot v_{л.} \quad (10)$$

Емкость  $C$  в момент зарождения лидера определяется емкостью облака. Отметим, что плотность заряда в головке и, соответственно, плотность тока в канале лидера зависят лишь от свойств газа. Поэтому зависимость потенциала головки лидера от длины промежутка  $H$  будет определяться лишь емкостью облака ( $\phi_r = 1/C$ ). Зависимость же емкости облака от расстояния до Земли определяется его геометрическими параметрами. Так, если облако имеет вид диска размером  $a_0$ , то емкость его будет равна:

$$C \approx \ln^{-1}(H/a_0) \quad (11)$$

Отсюда получаем, что потенциал головки лидера равен:

$$\phi_r \approx \ln(H/a_0) \quad (12)$$

Таким образом, с увеличением длины промежутка происходит насыщение потенциала головки лидера. Этот факт подтверждается экспериментом [18].

Потенциал головки лидера можно выразить через напряженность электрического поля в стримерной зоне:

$$\phi_r \approx \int_0^{l_{стр}} E dl \quad (13)$$

Известно, что напряженность электрического поля в стримерной зоне не изменяется вдоль оси стримерной зоны и составляет 5кВ/см в воздухе. Тогда длина стримерной зоны, как и потенциал головки лидера, насыщается с увеличением расстояния от облака до Земли:

$$l_{стр} \approx \phi_{r,л.} \quad (14)$$

Постоянство плотности тока в головке лидера обеспечивается токами переноса, создаваемыми стримерными головками:

$$j = \rho_{стр} \cdot v_{стр} \quad (15)$$

Заряд стримерной зоны в основном сосредоточен на фронте, где идут интенсивные ионизационные процессы. Толщина этой области не изменяется, а объем растет с удалением от головки лидера пропорционально квадрату расстояния. Тогда заряд, остающийся за фронтом ионизации, будет также пропорционален квадрату расстояния  $Q \approx R^2$ , т.е. плотность распределения зарядов в стримерной зоне будет уменьшаться с удалением от головки лидера как  $\rho \approx \frac{1}{R}$ . Тогда из уравнения Пуассона

$\text{div} E = 4\pi \rho$  следует, что напряженность электрического поля  $E$  вдоль стримерной зоны сохраняется постоянной и равна:

$$E_{стр.з.} = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 R_c^2} \quad (16)$$

Заряд  $Q$  стримерной зоны при  $E_{стр} \approx 5\text{кВ/см}$  и длине стримерной зоны  $R_c \approx 1\text{м}$  будет равен  $Q \approx 10\text{мкКл}$ , т.е. согласуется с экспериментальными измерениями [5].

Отметим, что заряд на фронте отдельного стримера  $Q_0$  не изменяется, поскольку радиус его головки и плотность зарядов в ней сохраняется в процессе распространения. Сохранение же плотности зарядов на фронте стримерной зоны имеет место благодаря ветвлению стримеров. Процесс размножения стримеров имеет случайный характер. Однако можно показать, что стримерная зона представляет собой фрактальную структуру, веростность удлинения которой удовлетворяет уравнению Лапласа. Поэтому можно ввести параметр, характеризующий процесс ветвления стримеров - фрактальную размерность  $D$ . Она определяется путем подсчета числа стримеров, содержащихся в гиперсфере радиуса  $R$  при различных  $R$ :

$$N(R) = \frac{Q}{Q_0} = \int_0^R \rho(r) r^{(d-1)} dr = R^D,$$

где  $d$  - размерность пространства.

Отсюда следует, что плотность распределения

стримерных головок удовлетворяет закону

$$\rho(r) \approx r^{-(d-D)}.$$

Напряженность электрического поля вдоль стримерной зоны будет сохраняться, если  $D \approx 2$ .

Тогда плотность  $\rho(r) \approx \frac{1}{r}$ . Таким образом, стримерная зона представляет собой фрактальную структуру с размерностью  $D \approx 2$ .

Рассмотрим теперь динамику стримеров в электрическом поле канала лидера и собственного пространственного заряда. Известно [18], что стримеры, стартующие с головки лидера, не теряют гальваническую связь с ней до расстояний порядка нескольких сантиметров. Максимальная длина определяется временем распада  $\tau_p$  плазмы в старых участках канала стримера:

$$l_{max} \approx \frac{v_{стр}}{v}, \quad \tau_p \approx \frac{1}{v}.$$

Это время в воздухе составляет  $\tau_p \approx 10^{-7}$  сек. Дальнейшее распространение стримеров происходит при отсутствии гальванической связи с головкой лидера, а потери энергии при этом компенсируются за счет энергии внешнего электрического поля. Плазменные образования длиной порядка 1 см поляризуются во внешнем поле  $E_{вн}$ . Заряд поляризации стримеров определяется из условия равенства кулоновского притяжения между разноименными зарядами в стримере с поляризующей силой внешнего поля. Отсюда следует, что заряд поляризации в стримере равен  $Q_n \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon l \approx 10^{-9}$  Кл. Отметим, что в электроположительных газах канал стримера не теряет гальваническую связь с электродом и ток проводимости играет определяющую роль в распространении стримера. Этим обусловлено отсутствие плазменных сгустков на фронте стримерной зоны и, как следствие, непрерывное распространение лидера в электроположительных газах.

В электроположительных газах при распространении стримера определяющую роль играет ток проводимости, а в электроотрицательных газах - ток переноса. Этим объясняется слабая чувствительность скорости распространения стримеров в электроположительных газах к изменению напряженности электрического поля. Уравнения, описывающие распространение плазменных диполей в неоднородном электрическом поле имеют вид:

$$\begin{aligned} m\ddot{r} &= -F_r, \\ m\ddot{z} &= -F_z. \end{aligned} \quad (17)$$

Сила, действующая на диполи в неоднородном электрическом поле, равна [20]:

$$\vec{P} = \bar{p} \nabla \cdot \vec{E} \quad (18)$$

Таким образом, плазменные диполи в неоднородном поле втягиваются в область сильного поля. Расстояние, на котором происходит фокусировка диполей, определяется выражением:

$$z_\phi \approx \frac{q_r U_0}{p \frac{\partial E}{\partial z}} \approx \frac{U_0}{l \frac{\partial E}{\partial z}}, \quad (19)$$

где  $p = ql$  - дипольный момент стримера,  $U_0$  - потенциал, задающий начальную скорость диполей,  $q_r$  - заряд головки стримера. При  $U_0 \approx 5 \cdot 10^5$  В,  $l \approx 10^{-2}$  м и  $\frac{\partial E}{\partial z} \approx E_{стр}/l \approx 5 \cdot 10^7$  В/м получаем

$$z_\phi \approx \frac{5 \cdot 10^5}{10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^7} \approx 1 \text{ м}.$$

Параметрами стримерной зоны и канала лидера во многом определяется и ориентировка молнии на изолированные объекты. Обычно при определении высоты ориентировки молнии учитывают лишь степень искажения поля объектом. Объект поляризуется во внешнем электрическом поле и притягивает к себе канал молнии. Однако возможны случаи, когда молния, ориентируясь на объект, в последующем как бы отражается от него. Дело в том, что при касании стримерной зоной объекта, объект заряжается тем же знаком заряда  $Q_{стр.з.}$ , что и головка лидера. При этом включаются силы отталкивания одноименных зарядов. Если заряд поляризации  $Q_n$ , зависящий от емкости или размера объекта, окажется меньше чем  $Q_{стр.з.}$ , то головка лидера отразится от объекта, в противном случае разряд проходит через него. Вероятность попадания молнии на объект будет определяться произведением вероятностей:

$$w = w_1 \cdot w_2,$$

где  $w_1$  - вероятность попадания, обусловленная степенью искажения поля,  $w_2$  - вероятность, обусловленная степенью компенсации наведенного заряда зарядом стримерной зоны.

Поэтому при заданном размере объекта (или емкости) существует критический заряд

головки лидера и стримерной зоны  $Q_{кр}$ , при превышении которого вероятность обращается в нуль. Это необходимо учитывать при разработке методики определения высоты ориентировки молнии на изолированные и заземленные объекты.

Рассеянием на плазменных сгустках можно объяснить также существование характерного масштаба искривления оси канала молнии, сравнимого с длиной стримерной зоны. Отметим, что искривление оси канала является внутренним свойством молнии и не зависит от внешних случайных отклонений температуры и плотности воздуха.

Траектория молнии представляет собой изрезанную ломанную линию, меняющуюся от разряда к разряду. Однако можно показать, что динамика канала описывается с помощью детерминированной модели. Можно ввести ряд количественных характеристик, которые определяют внутренние свойства процесса и не изменяются при сохранении внешних условий. Такими характеристиками являются фрактальные размерности. Так, длина канала молнии, измеренная наложением участков длиной  $\epsilon$ , зависит от  $\epsilon$  по степенному закону  $L(\epsilon) \approx \epsilon^{1-D}$ , где  $D$  - фрактальная размерность. Для молниевых каналов  $D \approx 1,3$ . Дробную степень имеет также зависимость разброса длины траектории лидера от длины промежутка  $d$  в лабораторных испытаниях  $\sigma_L \approx d^{0,2}$  [21]. Можно предположить, что амплитудно-частотные характеристики излучения молнии также обладают фрактальной природой. Это свойство может быть использовано при выделении импульса излучения, соответствующего лидеру, из общего сигнала, содержащего также случайные помехи.

### 3. Излучение в стадии обратного удара

Обратный удар молнии начинается с момента касания стримерной зоны лидера поверхности Земли и характеризуется яркой вспышкой всего канала, обусловленной резким возрастанием тока, текущего по каналу. При касании стримерной зоны поверхности Земли кроме тока смещения возникает ток переноса, обусловленный перемещением со скоростью  $v_{стр}$  заряженных стримерных головок и ток проводимости по стримерным каналам. В этой сквозной фазе, в отличие от лидерной, ток в канале определяется уже не лидерной скоростью, а скоростью стримеров [18]:

$$I = C_{эфф} \cdot v_{стр} \cdot \Phi_{г.л.},$$

где  $C_{эфф}$  - эффективная погонная емкость канала,  $\Phi_{г.л.}$  - потенциал головки лидера.

В сквозной фазе стримеры распространяются в поле, напряженность которого существенно больше по сравнению с напряженностью поля вдали от Земли. С другой стороны, скорость стримеров пропорциональна коэффициенту ионизации  $\alpha(v_{стр} = \alpha r_0, r_0$  - радиус стримера). Поскольку  $\alpha \approx \alpha_0 \exp(-E_0/E)$ , то скорость резко возрастает. Поэтому происходит резкое возрастание тока, значение которого может достигать до 200кА. Фронт этого импульса пробоя распространяется от Земли к облаку со скоростью  $\approx 10^8$  м/сек. Вслед за импульсом тока пробоя начинается процесс обратной короны, связанный с нейтрализацией пространственного заряда вокруг канала лидера. Обычно выделяют три основных составляющих импульса тока обратного удара (рис. 1). Первая составляющая относится к моменту касания лидером поверхности Земли и называется импульсом пробоя. Как правило от поверхности Земли успевает сформироваться встречный лидер и точка касания находится на высоте 100м от Земли. Вторая составляющая связана с нейтрализацией пространственного заряда чехла канала. Имеется также постоянная составляющая с амплитудой 1000А и длительностью 10мс.

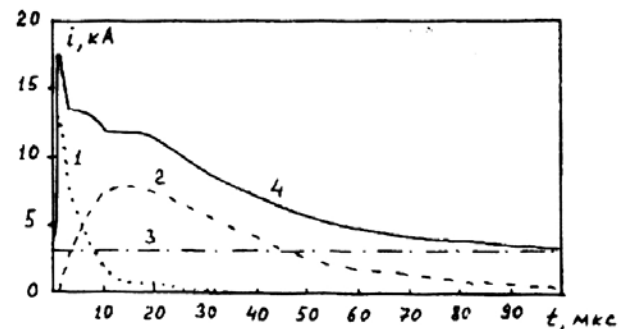


Рис.1 Импульс тока обратного удара.

- 1 - импульс пробоя;
- 2 - импульс нейтрализации пространственного заряда;
- 3 - постоянная составляющая тока;
- 4 - суммарный импульс тока

Рассмотрим физические процессы, связанные с каждой из этих составляющих тока, и найдем связи между параметрами импульса тока и канала молнии. Импульс пробоя формируется в основном токами переноса стримерных головок и током проводимости по каналу лидера. Эти токи резко усиливаются в конечной фазе, когда происходит касание лидера с поверхностью Земли. Фронт импульса пробоя определяется потенциалом головки лидера и



равен величине порядка нескольких десятков долей мкс. Длительность же импульса определяется временем нейтрализации заряда стримерных головок и лидера. По мере продвижения области нейтрализации заряда вверх по каналу начинается процесс нейтрализации пространственного заряда чехла, протекающий в виде обратной короны между чехлом и каналом лидера. Длительность фронта этого импульса определяется временем достижения импульса пробоя до облака, т.е. скоростью распространения волны пробоя или проводимостью канала лидера  $\sigma_n$ . Амплитуда тока нейтрализации определяется длиной канала молнии и может достигать величин порядка 100кА. Длительность импульса нейтрализации определяется проводимостью чехла канала  $\sigma_c$ :

$$\tau_n \approx \frac{C_n}{\sigma} \approx \pi C_n R_n l_{стр}^2,$$

где  $l_{стр}$  - длина стримерной зоны,  $C_n$  - погонная емкость,  $R_n$  погонное сопротивление.

Поскольку длина стримерной зоны с увеличением длины промежутка быстро насыщается, то время нейтрализации пространственного заряда практически не изменяется от разряда к разряду и составляет 50+100мкс. Отметим, что амплитуда импульса изменяется гораздо сильнее при изменении длины канала. Однако существует корреляция между амплитудой импульса и его длительностью, причем с увеличением амплитуды длительность импульса тока растет. Постоянная составляющая тока связана с токами, разряжающими облако, и длится до тех пор, пока канал не потеряет свою проводимость.

Таким образом, параметры излучения молнии в стадии обратного удара зависят от проводимости канала и чехла вокруг него, от характеристик почвы в точке удара молнии и от длины канала.

Из приведенного анализа следует, что по измеренной форме импульса электромагнитного излучения можно определить длину канала молнии, проводимость почвы в точке удара, а также потенциал облака относительно Земли до начала разряда.

Существует несколько подходов математического моделирования излучения тока обратного удара. Наиболее простой подход основан на задании формы тока в канале молнии и использовании ее в вычислениях поля излучения. Форма тока задается при этом из измерений тока в основании канала молнии.

Следующий подход основан на рассмотрении канала молнии как распределенной  $RLC$

длинной линии. Из этой модели можно получить распределение тока по высоте канала и во времени. Вычисленное поле при этом удовлетворительно согласуется с измеренным [4].

Наиболее сложные модели основаны на описании физических процессов, используя уравнения сохранения массы, энергии, уравнения состояния и уравнения Максвелла. К сожалению, этот подход требует знания физических параметров, таких как коэффициенты ионизации и рекомбинации и термодинамических характеристик теплопроводности и электропроводности. К настоящему времени этот подход к приемлемым результатам не привел.

Характеристики излучения молнии тесно связаны с пространственновременными изменениями зарядов и токов. Поэтому для вычисления электромагнитного поля молнии необходимо знание параметров импульсов тока, текущих при разряде. Как правило молния представляется в виде вертикального канала, по которой движется импульс тока (рис.2).

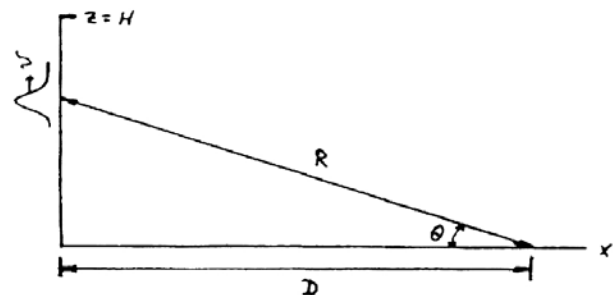


Рис.2 Схема для расчета напряженности электрического поля на расстоянии  $D$  от вертикального канала молнии.

Электрическое и магнитное поля в дипольном приближении в дальней зоне вычисляются по формулам [4]:

$$E_z(x,y,0,t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[ \int_0^H \frac{(2-3\sin\theta)}{R^3} \int_0^t i(z,\tau-R/v) d\tau dz + \int_0^H \frac{(2-3\sin\theta)}{cR^3} i(z,t-R/v) dz + \int_0^H \frac{\sin^2\theta}{c^2R} \frac{\partial i(z,t-R/v)}{\partial t} dt \right], \quad (20)$$

$$B_{\phi}(x, y, z, t) = \frac{\mu_0}{2\pi R} \left[ \int_0^H \frac{\sin\theta}{R^2} i(z, t - R/v) dz + \int_0^H \frac{\sin\theta}{cR} \frac{\partial i(z, t - R/v)}{\partial t} dt \right], \quad (21)$$

где  $i(z, t)$  - импульс тока,  $H$  - высота канала,  $R$  - расстояние до точки наблюдения,  $c$  - скорость света.

Выражения (20) и (21) справедливы для выполнения условия, что  $R \gg H$ . Первый член в правой части (20) соответствует электростатическому полю, второй член - индукционному, а третий - радиационному полю. Радиационный член существенен при больших  $R$ , когда остальными членами можно пренебречь.

Отметим, что пространственные размеры импульса тока обратного удара, распространяющегося по каналу молнии, обычно существенно меньше длины канала. Так характерный масштаб импульса тока пробоя составляет около 50 м при длине канала молнии несколько километров. Тогда поле излучения в дипольном приближении может быть представлено в виде:

$$E_{\text{изл}}(t) = \frac{\sin\theta}{2\pi\epsilon_0 Rc^2} \int_0^{\delta} \left( \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial i}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \right) dz,$$

где  $\delta$  - характерный масштаб импульса тока. Если форма импульса тока при распространении не изменяется, то  $\frac{\partial i}{\partial t} = 0$ , и поле излучения принимает вид:

$$E_{\text{изл}}(t) = \frac{\sin\theta}{2\pi\epsilon_0 Rc^2} \int_0^{\delta} v \frac{\partial i}{\partial z} dz, \quad (22)$$

где  $v$  - скорость распространения импульса.

При формировании же импульса тока  $\frac{\partial i}{\partial t} \neq 0$ , и поэтому необходимо вычислять интеграл:

$$\int_0^{\delta(\eta)} \left( \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial i}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} \right) dz, \quad (23)$$

$$\text{где } \delta(t) = \int_0^t v(t) dt.$$

Приведенные выше выражения являются приближенными и не учитывают волновых эффектов, связанных с интерференцией различных составляющих электрического поля. Более полным является подход, основанный на решении волнового уравнения [22]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - k_0 U(z, x) A = \frac{4\pi}{c} j(z, x), \quad (24)$$

где  $j(z, x)$  - плотность тока источника,  $U(z, x)$  - потенциал.

Используя функцию Грина, можно записать решение уравнения (24):

$$A = \frac{4\pi}{c} \int dx e^{ikx} \int G_k(z, z') j_k(z') dz',$$

где  $j_k(z) = \frac{1}{2\pi} \int e^{ikx} j(z, x) dx$ ,  $G_k(z, z')$  - функция

Грина для левой части уравнения (24).

Отметим, что интерференционные эффекты будут приводить к осцилляциям амплитуды поля излучения в точке приема. Временные осцилляции амплитуды сигнала будут возникать также вследствие наложения полей от искривленных участков канала, излучающих под разными углами.

### Заключение

Таким образом, установлена связь между параметрами импульса излучения молнии и характеристиками канала, которая может быть полезной при решении обратной задачи. В частности, показано, что длительность импульса обратного удара определяется длиной стримерной зоны лидера, которая в свою очередь зависит от расстояния между облаком и Землей.

Предложен механизм излучения и отражения волн грозowymi облаками, позволяющий объяснить аномально сильное отражение радиоволн. Показано, что коэффициент отражения сильно зависит от длины волны излучения и для длин волн  $\lambda < \lambda_{\text{кр}}$  становится несущественным. Отметим, что недавно сильное отражение заряженными частицами обнаружено также в серебристых облаках, расположенных в верхних слоях атмосферы на высоте  $\approx 80$  км от Земли [23]. Из анализа уравнений динамики стримеров в поле канала лидера и пространственного заряда выяснен механизм

формирования плазменного сгустка на фронте стримерной зоны как отрицательного, так и положительного лидеров. Предсказано существование плазменного сгустка на фронте стримерной зоны положительного лидера. Установлено, что расстояние, на котором происходит формирование плазменного сгустка, определяется потенциалом головки лидера и степенью неоднородности электрического поля.

Показано, что плазменные сгустки существенным образом влияют на траекторию молнии, приводя к искривлению канала. Они же влияют и на ориентировку разряда в пространстве. Показано, что на высоту ориентировки разряда определяющее влияние оказывают два фактора: степень искажения поля объектом и степень компенсации наведенного заряда зарядом стримерной зоны. Показано, что молния обладает фрактальной природой. Это свойство может быть использовано при анализе амплитудночастотных характеристик излучения молнии.

В настоящей работе не рассмотрены вопросы, связанные с излучением молнии в оптическом диапазоне длин волн. Известно, что стримерный механизм разряда имеет универсальный характер. Стримерный разряд реализуется в газе, твердом теле и жидкости. Так, на основе излучения стримеров в твердом теле в настоящее время созданы стримерные лазеры [24]. Поэтому можно ставить вопрос о возможности использования объемных стримерных разрядов в газах для накачки лазеров.

Молния является также мощным источником звуковой волны, которую обычно называют громом. Отметим, что энергия, освобождающаяся в разряде молнии в виде ударной волны, создаваемой расширением канала, существенно больше энергии электромагнитного излучения.

### Литература

1. Александров М.С. и др. Флуктуации электромагнитного поля Земли в Диапазоне СНЧ. М., Наука, 1972.
2. Юман М.А. Молния. М., Мир, 1972.
3. Shan G.N. Nature, 1985, 313, N6005, p.773.
4. Uman M.A., Krider E.P. IEEE Trans.EMC., 1982, v.24, N2, p.79.
5. Berger K., Anderson R.B., Kroninger H. Electra, 1975, v.80, p.23
6. Юман М.А. ТИИЭР, 1988, 76, N12, с.5.
7. Schonland B.F.J. Hand.Phys. 1956, v.22, p.576.
8. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., ГИТТЛ, 1940.
9. Райст П.Аэрозоли. М., Мир, 1987.
10. Бейтуганов М.Н. Труды П Всес.симп. по атмосферному электричеству, Ленинград, 1982, с.143.
11. Симонов А.Я. Изв.Вузов, Радиофизика, 1988, 31, N1, с.61.
12. Gibert A., Bastien F.I. Phys.D.: Appl.Phys., 1989, 22, p.1078.
13. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., Наука, 1987.
14. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М., Наука, 1982.
15. Anderson P.W. Phys.Mag.B. 1985, v.52, N3, p.503.
16. Гитис М.Б., Гуляев Ю.В., Чайковский И.А. ДАН СССР, 1988, 301, N6, с.1370.
17. Петров Н.И., Сисакян И.Н., Сысоев В.С. Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ, N3, 1988.
18. Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск, Наука, 1988.
19. Bruce C.E.R. Proc.Roy.Soc. (London), 1944, A183, p.228.
20. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., Наука, 1976.
21. Лупейко А.В., Петров Н.И., Чернов Е.Н. Тезисы докл. IV Всес. конф. по физике газового разряда. Махачкала, 1988.
22. Гуревич А.В., Цедилина Е.Е. Сверхдальное распространение коротких радиоволн. М., Наука, 1979.
23. Jensen E.J., Thomas G.E., Balsey B.B. Geophys.Res.lett. 1988, v.15, N4, p.315.
24. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С. и др. ЖЭТФ, 1976, 70, в.5, с.1751.