

М. Ф. Данилов

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЕТВЛЕНИЯ НА СВЕЧЕНИЕ КАНАЛА РАЗРЯДА ПРИ ПРОБОЕ В РЕЗКОНЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Ветвление канала разряда является обязательной частью процессов пробоя в длинном искровом промежутке. Об этом свидетельствуют фотографии молнии, длинной искры в воздухе и скользящей искры на поверхности диэлектрика [1—4]. Данные о процессах ветвления наиболее полно представлены в [1]. В [2—7] сведения о них носят менее подробный характер, основное внимание, как правило, уделяется временным характеристикам процессов, обсуждаемых в рамках одномерных моделей. При исследовании скользящей искры [8, 9] зарегистрирована продольная неоднородность свечения канала разряда, которая возникает в начальной фазе пробоя, отсутствует вблизи максимума сквозного тока и затем вновь появляется на стадии завершения разряда. Замечено, что она пространственно связана с местами ветвления канала. Неоднородность свечения наблюдается также при разряде молнии вблизи изгибов канала на стадии завершения главного разряда [1]. В связи с этим следует обратить внимание на то, что от точек изгиба часто отходят боковые ветви.

В данной работе рассматривается модель чехла пространственного заряда с учетом процессов ветвления. На ее основе выполнен расчет электрического поля в области ветвления и предложено объяснение продольной неоднородности свечения канала разряда в длинном искровом промежутке.

Ограничим рассмотрение относительно медленными процессами, когда можно пренебречь вихревой составляющей поля, сравнимой с потенциальной лишь при скоростях изменения тока, превышающих 10^{10} А/с [6]. Тогда напряженность электрического поля E в зоне разряда будет определяться объемной плотностью электрического заряда ρ согласно уравнению Пуассона

$$(1) \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$$

(ϵ_0 — электрическая постоянная). Распределение пространственного заряда формируется при этом в соответствии с уравнением непрерывности

$$(2) \quad \partial\rho/\partial t + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0$$

($\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ — плотность тока, σ — электрическая проводимость). Используя (1), преобразуем уравнение (2) к виду

$$(3) \quad \partial\rho/\partial t + \operatorname{grad} \sigma \cdot \mathbf{E} + \rho\sigma/\epsilon_0 = 0.$$

Здесь скалярное произведение $\operatorname{grad} \sigma \cdot \mathbf{E}$ определяет процесс приращения заряда на границе проводящего канала там, где $\operatorname{grad} \sigma \cdot \mathbf{E} < 0$. Одновременно с этим в зоне высокой проводимости идет процесс релаксации пространственного заряда с характерным временем $\tau = \epsilon_0/\sigma \sim 10^{-14}$ с. Плотность заряда при этом асимптотически стремится к $\rho_0 = -\operatorname{grad} \sigma \cdot \mathbf{E}\epsilon_0/\sigma$. Оценки показывают, что ρ_0 на несколько порядков меньше плотности заряда в чехле. В формировании чехла пространственного заряда участвуют также стримерные [5, 6], автоволновые процессы переноса заряда. Они зарождаются в области высокой напряженности поля вблизи границы канала и далее развиваются вне этой зоны, размывая область локализации заряда. В результате толщина слоя пространственного заряда значительно увеличивается, а напряженность поля на границе канала уменьшается.

Рассмотрим сначала строение чехла в отсутствие ветвления, а затем изменения в его структуре, происходящие при возникновении боковой ветви. Экспериментальные данные о распределении заряда в чехле отсутствуют. Поэтому примем, что средняя плотность заряда зависит от координат следующим образом:

$$(4) \quad \rho(x, y) = \begin{cases} p_1 a(x), & y = y_0, \\ a(x) \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{r_s^2}\right), & y \neq y_0. \end{cases}$$

Здесь x, y — координаты в направлении вдоль и поперек оси канала разряда соответственно; ось канала совпадает с прямой $y = y_0$; параметр r_s по порядку величины отвечает радиусу стримерной зоны. Параметр $p_1 < 1$ показывает, что средняя плотность заряда в области канала меньше, чем в окружающей ее остальной части чехла. Для простоты будем считать, что по третьей координате z заряд сосредоточен в тонком слое и его распределение описывается δ -функцией Дирака. Это предположение может быть обосновано тем, что в определенных условиях существуют преимущественные направления развития разряда вдоль плоской поверхности. Такая ситуация реализуется, например, при развитии скользящего разряда вдоль границы газа и твердого диэлектрика. Чтобы оценить характер распределения заряда в продольном направлении, т. е. найти функцию $a(x)$, воспользуемся зависимостью величины электрического поля в канале разряда длиной искры от координаты x [5], при которой напряженность и потенциал поля можно приближенно описать формулами

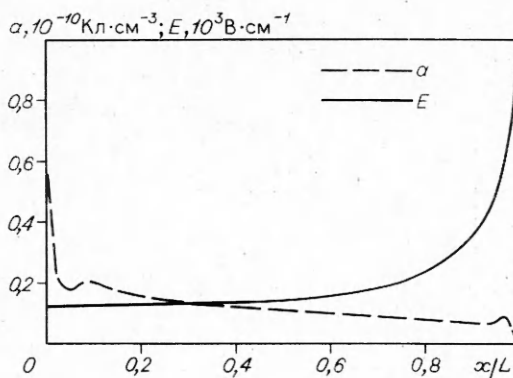
$$(5) \quad E(x) = b/(L - x) + c;$$

$$(6) \quad \varphi(x) = b \ln(L - x) - cx + f$$

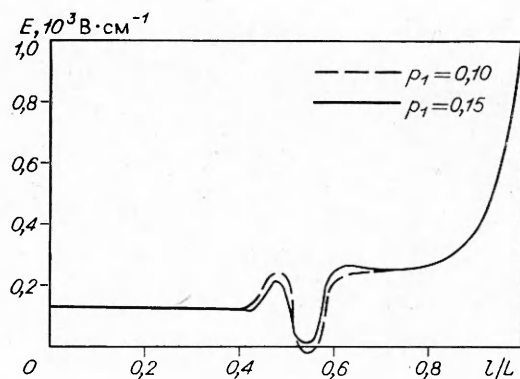
(b, c, f — константы, L — длина канала).

Принимая модель распределения заряда (4), потенциал электрического поля (6) и решая задачу электростатики относительно распределения заряда, найдем искомую зависимость $a(x)$. На рис. 1 представлен пример расчета функции $a(x)$ и приведены результаты расчета напряженности поля $E(x)$ для полученного распределения заряда. Расчет потенциала поля был выполнен методом свертки [10], напряженность поля вычислялась по формуле $E = -\text{grad } \varphi$. Распределение изолированной системы [10] пространственных зарядов $\rho(x, y)$ задавалось на сетке размером 32×32 . Результаты расчета подтверждают соответствие полученного распределения заряда исходным условиям задачи (5), (6).

Перейдем теперь к обсуждению процессов ветвления. Характерная особенность незавершенной стадии пробоя в длинном искровом промежутке — отсутствие сквозного тока проводимости. При этом ток во внешней цепи нужно трактовать как ток смещения [5]. Другими словами, ток проводимости в канале разряда замыкается токами смещения в пространстве, окружающем канал [9]. Проводимость в зоне пробоя изменяется от $\sigma \sim 10^{-14}$ См [11], характерной для воздуха при нормальных условиях, до $\sigma \sim 10^3 \div 10^4$ См [1, 3, 5], типичной для лидерного канала в воздухе. Из отношения между плотностью тока проводимости и тока смещения [12] $j/j_c \sim \sigma/\epsilon_0\omega$ для большого диапазона частот ($\omega \sim 10^{-2} \div 10^{13}$ с $^{-1}$) получим, что в канале разряда $j_c \ll j$, в невозмущенном пространстве, окружающем канал, $j \ll j_c$. При этом стримерную зону можно рассматривать как область, где $j \sim j_c$. В нелинейной среде току проводимости энергетически более выгодно протекать в узких каналах при больших значениях плотности тока и проводимости [13], что находит отражение в явлении контракции. Ток смещения, наоборот, слабо зависит от свойств среды, его величина пропорциональна эффективной площади боковой поверхности канала разряда. Следовательно, чтобы обеспечить равенство тока проводимости и тока смещения в незавершенной стадии, узкие проводящие каналы должны ветвиться, увеличивая площадь своей боковой поверхности. Исключение составляют разряды (или



Р и с. 1



Р и с. 2

отдельные их участки), создаваемые при больших значениях dU/dt , когда развитие пробоя может происходить без ветвления, так как быстрый рост напряжения обеспечивает необходимую величину тока смещения. Появление боковой ветви вносит изменения в структуру чехла основного канала, которые главным образом сводятся к уменьшению плотности заряда в зоне вокруг оси бокового канала. Примем, что боковая ветвь имеет такое же распре-

деление заряда в чехле, как и у основного канала, но их длины могут отличаться. Это обстоятельство можно учесть, например, введением масштабного множителя для координаты l , отсчитываемой вдоль оси канала. Тогда модель распределения заряда имеет вид

$$(7) \quad \rho(x, y) = \begin{cases} p_1 a(p_2 l), & d < r_c, \\ a(p_2 l) \exp(-d^2/r_s^2), & d \geq r_c, \end{cases}$$

где p_2 — масштабный коэффициент, для основного канала $p_2 = 1$, для бокового $p_2 \geq 1$; d — минимальное расстояние от точки с координатами x, y до оси основного или бокового канала; параметр r_c в общем случае зависит от угла α между осями основного канала и боковой ветви: $r_k \leq r_c < (\Delta x + \Delta y)/4$; r_k — радиус канала; $\Delta x, \Delta y$ — шаги координатной сетки. Изменения в структуре чехла пространственного заряда должны повлиять на величину электрического поля. Это предположение подтверждается расчетом напряженности поля, выполненным для распределения заряда (7) с учетом ветвления канала. Расчет показывает, что зависимость поля от координаты l на оси основного канала перестает быть монотонной. Вблизи точки ветвления она испытывает модуляцию, которая наблюдается в широком диапазоне изменения параметров распределения заряда (7) (варьировались параметры r_s, p_1, p_2, r_c). Рассматривались каналы с одной точкой ветвления, имеющие одну или две симметрично расположенные боковые ветви. На рис. 2 представлены примеры расчета поля в канале для следующих значений параметров модели: $p_1 = 0,1; 0,15, p_2 = 4,0, r_s = L/32, r_c = L/3200$. От точки ветвления с координатой $l \approx 0,5L$ отходят два боковых канала под углом $\alpha = 45^\circ$.

Вследствие того что плотность энергии, выделяющейся в единицу времени в разряде $W = \sigma E^2$, пространственная модуляция напряженности поля должна привести к модуляции свечения канала. Этим можно объяснить продольную неоднородность свечения и четочную структуру, описанные в [9]. Естественно, что такая структура свечения не может существовать стационарно, так как модуляция электрического поля вызовет модуляцию тока проводимости, а это приведет к перераспределению заряда и изменению свечения канала. Действительно, длина ярких участков в незавершенной стадии растет с течением времени, но полного выравнивания свечения не происходит [9]. Как правило, вблизи точки ветвления наблюдается участок с пониженной яркостью, который можно идентифицировать с областью пониженной напряженности поля вблизи точки $l \approx 0,55L$ на рис. 2. Ветвящийся канал, сформировавшийся в незавершенной стадии пробоя, испытывает в дальнейшем значительные изменения, но, по всей вероятности, продолжает существовать, сохраняя свои основные геометрические параметры, до полного завершения пробоя. Поэтому привязку долгосвещающих участков канала к пространственной структуре свечения незавершенного разряда можно объяснить не только газодинамическими возмущениями, зарождающимися в области

ветвления [9], но и влиянием чехла остаточного пространственного заряда.

В заключение необходимо отметить, что система боковых ветвей, имеющих значительно меньшую яркость, чем основной канал, часто не фиксируется в эксперименте, но тем не менее может играть существенную роль в формировании распределения пространственного заряда и через него оказывать воздействие на энергетические процессы в канале разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Дж., Крэге Дж. Электрический пробой в газах. — М.: ИЛ, 1960.
2. Стекольников И. С. Природа длинной искры. — М.: Изд-во АН СССР, 1960.
3. Юман М. Молния. — М.: Мир, 1972.
4. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе // ПМТФ. — 1978. — № 3.
5. Базелян Э. М. Лидер положительной длиной искры // Электричество. — 1987. — № 5.
6. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе. — Новосибирск: Наука, 1988.
7. Горин Б. Н. Математическое моделирование главной стадии молнии // Электричество. — 1985. — № 4.
8. Борисов М. Ф., Данилов М. Ф., Зобов Е. А. и др. Особенности пространственной и временной структуры излучения канала скользящей искры // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физике газового разряда. — Киев: КГУ, 1986. — Ч. 1.
9. Борисов М. Ф., Данилов М. Ф., Зобов Е. А. и др. О строении канала разряда при пробое в неоднородном поле // ПМТФ. — 1988. — № 6.
10. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. — М.: Мир, 1987.
11. Справочник по электротехническим материалам/Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. — М.: Энергия, 1974. — Т. 1.
12. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1976.
13. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.

г. Сосновый Бор

Поступила 7/VIII 1989 г.,
в окончательном варианте — 4/IV 1990 г.

УДК 532.593

В. А. Павлов

МАГНИТОЗВУКОВАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА В НЕОДНОРОДНОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

При обтекании планет и других тел солнечным ветром возникает слабая ударная магнитозвуковая волна [1]. В такой и аналогичной ситуациях [2] возникает проблема описания ударной волны в неоднородном потоке плазмы. В данной работе предложен приближенный способ описания поля в окрестности ударного фронта магнитозвуковой волны. На основе лучевого описания это поле представлено в виде ряда, учет членов второго порядка малости своден к решению уравнения Риккати. Оценена интенсивность магнитозвукового удара и получена связь между скоростью ударного фронта и площадью поперечного сечения лучевой трубки; предложен алгоритм пересчета полей из движущейся системы координат в лабораторную.

1. Поле в холодной плазме опишем уравнениями магнитной гидродинамики:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0,$$
$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \operatorname{rot}[\mathbf{v}, \mathbf{H}] = 0, \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} - (\mu/\rho)[\operatorname{rot} \mathbf{H}, \mathbf{H}] + \mathbf{g}(r) = 0.$$

Здесь ρ , \mathbf{v} , \mathbf{H} — плотность плазмы, скорость, магнитное поле; μ , \mathbf{g} — магнитная проницаемость и ускорение силы тяжести. Невозмущенное поле обозначим индексом нуль: $\rho_0 = \rho_0(z)$, $\mathbf{v}_0 = v_0(z)\mathbf{e}_x$, $\mathbf{H}_0 = \operatorname{const}$. Возмущение полей обусловлено наличием неподвижного гладкого тела, обтекаемого неоднородным потоком плазмы. Перейдем в локальную систему координат, связанную со скоростью потока $v_0(z)\mathbf{e}_x$ на высоте точки