

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ОТТАЛКИВАНИЯ В ОРИЕНТИРОВКЕ “МОЛНИЕВОГО” РАЗРЯДА НА ИЗОЛИРОВАННЫЕ ТЕЛА

А.В. Лупейко, Н.И. Петров, Е.Н. Чернов

Известно, что на ориентировку канала лидерного разряда влияют различные факторы: геометрия промежутка, параметры лидера и объекта, атмосферные условия и т. д. Исследованию зависимости вероятности поражения от проводимости и емкости изолированных объектов было посвящено много работ (см., например, [1-3]). В [1] получено, что вероятность поражения растет с увеличением проводимости и емкости объектов. В [2] исследована зависимость вероятности поражения объектов от их расположения в межэлектродном пространстве. Показано, что вблизи поверхности Земли вероятность поражения возрастает.

Исследование процессов взаимодействия положительного лидера с изолированными от Земли объектами, проведенное в настоящей работе, позволило выявить эффект, заключающийся в том, что канал лидера, ориентируясь первоначально на объект, впоследствии огибает его на расстоянии, меньшем длины стримерной зоны лидера. Эффект имеет пороговую зависимость от емкости объекта и заряда стримерной зоны лидера.

Экспериментальные исследования проводились в разрядных промежутках стержень-плоскость при воздействии импульсов напряжения положительной полярности с соотношениями длительностей фронта и импульса 15/7500 и 300/7500 мкс. Импульсы напряжения формировались на выходе генератора ГИН-9МВ наружной установки с суммарным зарядным напряжением 9МВ и энергоемкостью 1.35 МДж. Установка позволяет получать искровые разряды длиной вплоть до 100 м. Определялась зависимость вероятности поражения проводящих шаров различного диаметра от параметров лидера и их расположения в межэлектродном пространстве. Шары располагались в промежутке на различных расстояниях от конца стержня как внутри стримерной зоны, так и вне ее. Длина стримерной зоны измерялась с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-14. Так, при длине промежутка $d = 6$ м и длительностях фронта воздействующего напряжения $\tau_\phi = 300$ и 15 мкс длина стримерной зоны равнялась $L_{стр} = 0.6$ и 2 м соответственно. Типичная фотохронограмма разряда представлена на рис. 1. Видно, что в отличие от области, занятой стримерной зоной, канал лидера при его распространении не светится. Напряженность электрического поля в стримерной зоне измерялась с помощью световодного электрооптического датчика на основе эффекта Поккельса. Траектории канала искры фотографировались с помощью двух фотоаппаратов, установленных под углом 90° . Вероятности поражения определялись из ≈ 100 разрядов для каждого случая. На рис. 2, а-в представлены фотографии траекторий разряда в промежутке длиной $d = 6$ м. Для наглядности выбраны случаи, когда траектории в перпендикулярной плоскости проходят практически по осевой линии промежутка. Видно, что траектории огибают шар на расстоянии, определя-

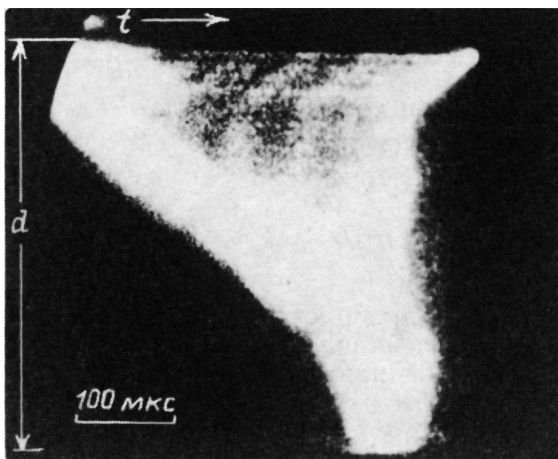


Рис. 1. Фотохронограмма разряда в промежутке длиной $d = 12$ м.
 $\tau_f/\tau_{и} = 15/7500$ мкс.

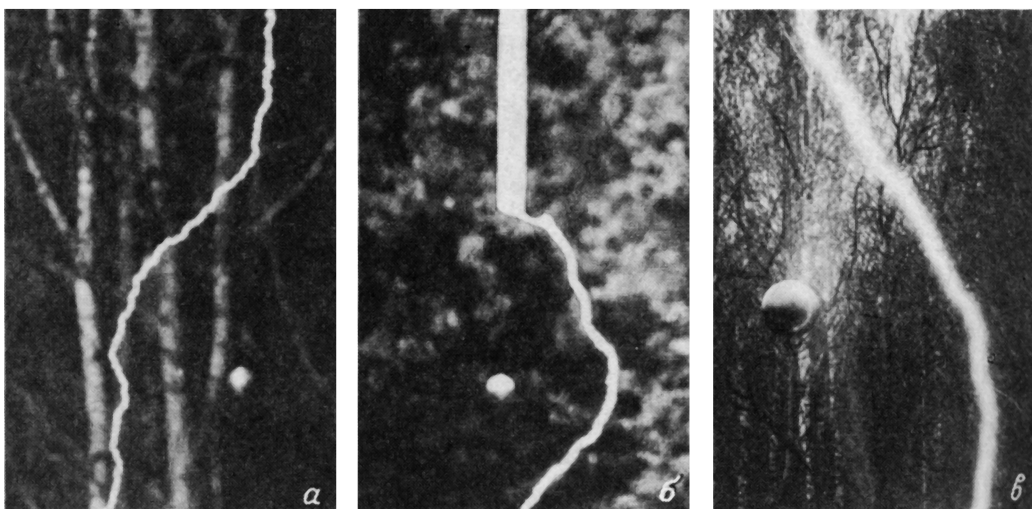


Рис. 2. Траектории разрядов в промежутке с изолированным телом, расположенным на расстоянии h от стержня.

h , м: а — 1.2, б — 0.6, в — 2; D , см: а, б — 10, в — 30; $L_{стр}$, м: а, б — 0.6, в — 30.

емом длиной стримерной зоны. Если шар находится внутри стримерной короны, развивающейся со стержня, то расстояние огибания равно расстоянию между стержнем и шаром (рис. 2, б). Шары не поражаются даже при приближении к стержню на расстояние порядка их диаметра. Из этого можно сделать вывод о том, что эффект не связан со случайной ориентацией траектории лидера в пространстве. Отметим, что вероятность поражения объектов, размеры которых превышают длину стримерной зоны, равна 100% при расположении их на границе стримерной короны и внутри нее. Эффект отталкивания становится существенным в окрестности критических значений емкости объекта и заряда лидера, причем объекты не поражаются лидером, заряд которого больше критического. Так, при длине стримерной зоны $L_{стр} = 0.6$ м шар диаметром $D = 50$ см

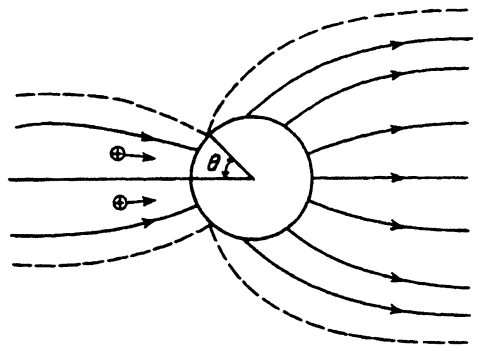


Рис. 3. Искажение электрического поля около заряженной сферы.

поражался с вероятностью 30%. При длине стримерной зоны $L_{\text{стр}} = 2$ м вероятность поражения этого же шара равна нулю. Известно [4], что траектория канала искры полностью предопределяется траекторией головки лидера. В свою очередь траектория головки лидера проходит в пределах угла раскрыва стримерной зоны. Поэтому причиной огибания объекта траекторией лидера является изменение ориентации стримерной зоны вследствие ее взаимодействия с объектом. Известно [5], что стримеры, стартующие с головки лидера, сохраняют гальваническую связь с ней лишь до расстояний порядка сантиметра. Максимальная длина определяется временем распада τ_p плазмы в старых участках канала стримера. Это время в воздухе составляет $\tau_p = 10^{-7}$ с, т. е. длина стримеров равна $l_{\text{стр}} = 2$ см при скорости их распространения $v_{\text{стр}} = 2 \cdot 10^7$ см/с [5]. Поскольку длина стримерной зоны в исследуемых промежутках составляет величину порядка одного метра и больше, то распространение стримеров в стримерной зоне происходит при отсутствии гальванической связи с головкой лидера, т. е. стримерная зона представляет собою плохо проводящую среду. Поэтому физическая картина в заключительной стадии ориентировки лидера, когда фронт стримерной зоны касается объекта, аналогична задаче зарядки незаряженного проводящего тела во внешнем электрическом поле положительными ионами (рис. 3). Качественная картина ориентировки лидера выглядит при этом следующим образом. Вдали от объекта канал лидера не чувствует его наличие, а случайные искривления траектории могут быть описаны в рамках модели лапласовского фрактала [6]. С некоторого расстояния, называемого высотой ориентировки разряда, распространение лидера происходит преимущественно в направлении усиления поля, создаваемого объектом. При касании объекта стримерной зоной объект заряжается положительным зарядом. Это уменьшает поток вектора электрического смещения, замыкающегося на объекте (рис. 3). Если этот заряд окажется больше наведенного отрицательного заряда, то появляется отталкивающее поле. Этим объясняется существование критических параметров, при превышении которых происходит изменение механизма ориентировки разряда. Электрическое поле на поверхности шара можно представить в виде

$$E = E_1 + E_2 = 3E_0 \cos \theta - \frac{Q}{\pi \epsilon_0 D^2}, \quad (1)$$

где E_1 — поле на поверхности шара в электрическом поле $E_0 \simeq E_{\text{стр}}$, E_2 — отталкивающее поле, Q — заряд на шаре, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Электрический поток, входящий в сферу, равен

$$\Psi = \oint E dS = \frac{3\pi D^2}{4} E_0 \left(1 - \frac{Q}{3\pi\epsilon_0 E_0 D^2}\right)^2 = \frac{3\pi D^2}{4} E_0 \left(1 - \frac{Q}{4Q_n}\right)^2. \quad (2)$$

Отсюда видно, что максимальный заряд, приобретаемый сферой, равен $Q_{\text{max}} = 3\pi\epsilon_0 E_0 D^2 = 4Q_n$, где Q_n — наведенный на сфере отрицательный заряд, определяемый емкостью объекта.

Заряды, переносимые стримерной зоной лидера, можно оценить по известной величине напряженности электрического поля $E_{\text{стр}}$, используя теорему Гаусса,

$$Q_{\text{стр}} = \epsilon_0 \oint E_{\text{стр}} dS = 2\pi\epsilon_0 E_{\text{стр}} L_{\text{стр}}^2 (1 - \cos \theta_0). \quad (3)$$

Напряженность электрического поля в стримерной зоне постоянна вдоль всей ее длины и составляет $E_{\text{стр}} = 5$ кВ/см [7]. Угол раскрыва стримерной зоны $2\theta_0$ изменяется обычно в пределах 30 – 90° . Длина стримерной зоны $L_{\text{стр}}$ растет с увеличением длины промежутка и в молниевых разрядах может составлять несколько десятков метров [8].

Сравнивая заряд стримерной зоны с наведенным зарядом, получаем

$$\frac{Q_{\text{стр}}}{4Q_n} \simeq \frac{2}{3} \frac{L_{\text{стр}}^2 (1 - \cos \theta_0)}{D^2},$$

т. е. эффекты отталкивания становятся существенными ($Q_{\text{max}} \leq Q_{\text{стр}}$), когда выполнено условие

$$D \leq \sqrt{\frac{2}{3}} (1 - \cos \theta_0) L_{\text{стр}}.$$

Поскольку коэффициент $\sqrt{\frac{2}{3}} (1 - \cos \theta_0)$ меньше единицы, то $D < L_{\text{стр}}$, что согласуется с экспериментальными результатами.

Отметим, что приведенная выше картина ориентировки лидера не учитывает наличие коронирования и развитие встречного разряда с объектов, имеющих острые выступы, усиление поля на которых достигает критического значения $E_{\text{кр}} = 30$ кВ/см [5]. Усиление поля в случае шара составляет $E = 3 \cdot E_{\text{стр}} = 15$ кВ/см [9], т. е. недостаточно для начала процесса коронирования. Как показывает оптическая регистрация, отсутствует также и встречный лидер, развивающийся со сферы. Эксперименты показывают, что вероятность поражения шара с выступом в виде стержня существенно зависит от места расположения выступа на шаре. Выступ, являющийся катодным электродом, не влияет на вероятность поражения шара. Так, шар диаметром $D = 50$ см с катодным выступом не поражался ни разу, а с анодным выступом вероятность поражения стала 100%. Аналогичные результаты были получены и в [3].

Таким образом, результаты эксперимента можно объяснить проявлением эффекта зарядки изолированного тела положительно заряженными стримерами. Наблюдаемый эффект подтверждает гипотезу о плохой

проводимости стримерной зоны лидера. Данная теория предсказывает увеличение площади стягивания канала лидера при наличии коронирования с объекта, что согласуется с экспериментом.

Авторы благодарят В.Р.Аванского, В.М.Кудрякова за помощь в проведении экспериментов и Э.М.Базеляна, В.П.Фотина за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Беляков А.П., Стекольников И.С.* // Электричество. 1938. № 3. С. 25–28.
- [2] *Базелян Э.М. и др.* // Электричество. 1980. № 3. С. 48–50.
- [3] *Hutzler B., Riguel C., Riu J.P.* // Proc. 10th Int. Aerospace and Ground Conf. on Lightning and Static Electricity. Paris, 1985. P. 191–196.
- [4] *Комельков В.С.* // Изв. АН СССР. ОТН. 1950. № 6. С. 856–866.
- [5] *Базелян Э.М., Разжанский И.М.* // Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
- [6] *Niemeyer L., Piotronero L., Wiesmann H.J.* // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1033.
- [7] *Куцаенко В.В., Лунейко А.В., Петров Н.И., Чернов Е.Н.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 53–56.
- [8] *Юман М.А.* // Молния. М.: Мир, 1972. 327 с.
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1987. 620 с.

Филиал Всероссийского
электротехнического института
Истра
Московская область

Поступило в Редакцию
19 июля 1991 г.
В окончательной редакции
24 января 1992 г.

02;12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

ИСТОЧНИК ПУЧКОВ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

А.Н.Завилопуло, О.Б.Шпеник, А.И.Жуков, А.В.Снегурский

Большой круг задач физики столкновений с участием возбужденных частиц в заданных квантовых состояниях обуславливает исключительную важность проблемы получения интенсивных пучков метастабильных атомов и молекул с контролируемыми параметрами. Решению этой не только технологической, но и физической задачи посвящено значительное число работ (см., например, [1]). В последние годы явное предпочтение отдается методу электронного возбуждения частиц нейтрального пучка, генерируемого источником газодинамического типа. Здесь, однако, возникает проблема возмущающего действия источника возбуждения, которое в случае, если не приняты специальные меры, может практически свести на нет безусловные достоинства подобного метода генерации пучков. В первую очередь это — искажение пространственной направленности пучка нейтральных частиц и, что не менее важно, ухудшение относительно высокой энергетической однородности, присущей сверхзвуковым пучкам. Последнее обстоятельство особо нежелательно при исследованиях, требующих определения энергетических зависимостей характеристик столкновительных процессов с участием возбужденных партнеров.