

УДК 621.316.98:621.375.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО СТРИМЕРА ПО ВОЗДУШНОМУ КАНАЛУ С ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫМИ СВОБОДНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. А. Алмазов

Государственный научный центр "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина",
Москва, Россия

В. И. Барин

Государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт
межотраслевой информации — федеральный информационно-аналитический центр
оборонной промышленности", Москва, Россия

Теоретически рассмотрены закономерности направленного распространения в воздухе стримера высоковольтного разряда по каналу с электронной проводимостью, индуцированной, например, импульсным лазерным излучением в режиме многофотонной ионизации и поддерживаемой процессами фотоотрыва электронов от отрицательных ионов O_2^- под действием второго лазерного излучения, соосного с первым.

Направленный высоковольтный электрический разряд в сверхдлинных воздушных промежутках ($L = 10 - 100$ м и более), инициируемый лазерным излучением, уже довольно давно привлекает внимание исследователей как с точки зрения изучения особенностей протекающих здесь физических процессов, так и ввиду его возможных практических приложений, среди которых наиболее актуальны вопросы молниезащиты особо важных объектов типа атомных электростанций и крупных аэропортов [1—11].

Традиционно решения указанных задач ищутся на путях исследования пробоя воздушного промежутка, пронизываемого каналом в виде "длинной" лазерной искры с "четочной" структурой под воздействием лазера ИК-диапазона ($\lambda = 1 - 10$ мкм) или слабопроводящим сплошным каналом, возникающим в режиме многофотонной ионизации в интенсивном излучении, как правило, эксимерного KrF-лазера ($\lambda = 0,24$ мкм). Происходящие здесь явления, достоинства и недостатки этих альтернативных методов подробно рассмотрены в ряде работ (например, [7]). Сейчас же уместно только отметить, что из-за большой (лазерной) энергоемкости первого метода и интенсивных трехчастичных процессов прилипания свободных электронов к молекулам кислорода (с образованием отрицательных ионов O_2^-) во втором методе, реальные достижения в организации направленного высоковольтного электрического пробоя в воздухе уже в течение нескольких лет достаточно скромны: 10—15 м для первого метода и 0,2—0,4 м — для второго, хотя используемая во многих экспериментах лазерная и высоковольтная техника по своим характеристикам находится, видимо, на пределе разумных возможностей.

Поэтому следует рассматривать как принципиально новый шаг, предложенный в работе [7], а затем независимо в работе [8], способ организации высоковольтного пробоя под действием двух соосных лазерных лучей различных диапазонов, когда первый в режиме многофотонной ионизации образует канал со свободными электронами и положительными ионами, а второй — поддерживает динамическое равновесие концентрации свободных электронов благодаря интенсивным процессам фотоотрыва электронов от неизбежно возникающих отрицательных ионов O_2^- . Необходимый результат здесь достигается за счет уникально малой энергии сродства электрона в ионе O_2^- , составляющей всего примерно 0,43 эВ [12], что позволяет в качестве второго лазера использовать эффективные оптические генераторы видимого и ближнего ИК-диапазона (т. е. с энергией фотона в 1—2 эВ). Наличие же свободных электронов в канале высоковольтного электрического разряда является необходимым и достаточным условием развития последнего.

Хотя, насколько нам известно, полномасштабный эксперимент еще не проведен, сомнений в реальной физической работоспособности предложенной схемы направленного пробоя, видимо, нет, и можно ожидать резкого удлинения в перспективе направленного пробоя в воздухе при относительно небольших энергиях лазерных импульсов. Вместе с тем, с теоретической точки зрения, здесь возникает новый феномен высоковольтного искрового разряда, отличный от традиционно рассматриваемого в научной литературе [13—14], где проблема рождения вблизи фронта разряда (точнее стримера) свободных электронов, дающего начало новым электронным лавинам, до сих пор остается предметом дискуссий. В рассматриваемом же варианте направленного разряда, подчеркиваем, они присутствуют изначально и непрерывно на задаваемой траектории разряда.

В связи с изложенным возникает конкретная задача предварительной теоретической оценки минимальной концентрации вышеуказанных свободных электронов в лазерно-индуцированном канале, способной оказывать направляющее действие на развитие электрического разряда в воздухе при нормальных условиях. Решение этой задачи позволило бы рационально выбрать параметры двухдиапазонной лазерной установки для последующей полномасштабной демонстрации обсуждаемого способа каналирования сверхдлинного высоковольтного разряда (протяженностью в десятки и более метров).

Как известно, прохождению всякого высоковольтного разряда в газе предшествует возникновение и распространение в разрядном промежутке стримера, т. е. нитеобразного проводящего канала, вдоль которого напряженность поля мала по сравнению с ее значением на головке стримера [13, 14]. Нас интересует разряд в длинных промежутках в условиях сильноеод-

нородного начального электрического поля (например как в промежутке типа острие—плоскость). Стример, зародившись в области максимального поля (как правило у одного из электродов), распространяется в область нулевого поля за счет входящих в его головку электронных лавин, образовавшихся посредством фотоионизации и последующего размножения в поле стримера. При этом фотоионизация (прямая или скорее многоступенчатая) обеспечивается за счет высвечивания головной области стримера, создавая тем самым условия для самостоятельного развития разряда, хотя в большинстве случаев по непредсказуемой ломаной линии. В связи с этим можно высказать ключевое утверждение, что, если бы концентрация заранее искусственно созданных и свободных электронов в газе на пути желаемого распространения стримера была бы не менее концентрации электронов, создаваемой головкой стримера в своей непосредственной окрестности (т. е. в области сильного собственного поля), то направление дальнейшего распространения стримеру будет навязываться топологией искусственно созданного канала со свободными электронами.

К сожалению, уровень теоретических и экспериментальных результатов, достигнутых к настоящему времени, не позволяет дать однозначную и полную картину происходящих событий при распространении стримера в указанных физических условиях, что объясняется сложностью и многообразием протекающих процессов, к тому же в принципиально трехмерном пространстве. Другими словами, мы не знаем концентрации электронов (или, условно, фотоэлектронов) перед головкой стримера из литературных данных, да и относительно механизма их возникновения существуют самые разные мнения. Тем не менее, известна полуэмпирическая оценка нижней границы концентрации положительных ионов N в головке длинного стримера, обеспечивающего развитие последнего и соответствующего условию $N \geq 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (т. н. критерий Леба [13, 14]). Поэтому можно попытаться решить обратную задачу, т. е. исходя из указанного критерия Леба оценить минимально необходимую концентрацию фотоэлектронов, а затем в соответствии с вышесказанным приравнять ее к требуемой концентрации электронов, являющихся плодом лазерных процессов многофотонной ионизации и фотоотрыва.

Кратко схема рассуждений и расчетов сводится к следующему. Ввиду неудовлетворительности всех существующих теоретических моделей распространения стримера, особенно в неоднородном поле, за основу феноменологической расчетной модели берутся известные экспериментальные данные и полуэмпирические числовые оценки. Для определенности в дальнейшем будем иметь дело с катодно-направленным стримером, обладающим положительно заряженной головкой.

Считая, что условия для распространения стримера заведомо выполнены, примем следующие характеристики для развитого длинного стримера:

радиус канала стримера $r = 0,1 - 0,3 \text{ см}$;

стример геометрически рассматривается как длинный стержень с плоским торцом, однако сильное поле E впереди него существует только на расстоянии $\sim 2r$, что является следствием реальной трехмерности процессов;

в головку стримера со стороны торца входят многочисленные электронные лавины от первичных фотоэлектронов (или “лазерных” электронов), создавая последовательно новые элементы головки стримера с той же ионной концентрацией N , т. е. здесь процесс продвижения стримера рассматривается как приблизительно одномерный с постоянным воспроизведением концентрации ионов N ;

в соответствии с измерениями Ретера [13, 14] ионизирующие фотоны из головки стримера имеют коэффициент поглощения в воздухе $\chi = 2 \text{ см}^{-1}$, т. е. фотоэлектроны (как и в дальнейшем “лазерные” электроны) имеют практически одинаковую концентрацию в пределах $2r = 0,2-0,6 \text{ см}$ перед головкой;

первый коэффициент Таунсенда (коэффициент ударной ионизации) на данном этапе для упрощения оценочных расчетов принимаем постоянным и равным $\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$ во всем пространстве сильного поля, что соответствует величинам последнего в десятки киловольт на сантиметр;

можно показать, что в описанных условиях процессами прилипания электронов к молекулам кислорода можно пренебречь [12—14].

Схема выбранной феноменологической модели приведена на рисунке.

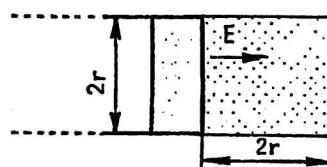


Схема расчетной модели стримера
(Плотная штриховка — головка, редкая — электроны)

Как известно из теории электронных лавин [13, 14], любой электрон, дающий начало развитию новой лавины, при прохождении расстояния x “рождает” в общей сложности $e^{\alpha x}$ электронов (в пренебрежении процессами прилипания) и, естественно, такое же количество ионов. Тогда, возвращаясь к рисунку, можно сказать, что при непрерывном продвижении стримера, например, на расстояние $2r$, общее количество рожденных ионов во вновь охваченном объеме должно быть не менее $2N\pi r^3$, чтобы воспроизводились условия критерия Леба. Именно такое же количество электронов в указанном объеме должно родиться из электронных лавин, инициированных начальными фотоэлектронами.

Если концентрацию начальных фотоэлектронов обозначим через n , то количество новых электронов в лавинах, рожденных от слоя фотоэлектронов толщиной dx и находящихся на расстоянии x от фронта головки стримера,

определяется выражением $(\pi r^2) e^{\alpha x} n dx$. Общее же число электронов от всех подобных слоев фотоэлектронов определяется интегралом от данного выражения в интервале от $x = 0$ до $x = 2r$. В результате, записывая баланс ионной и электронной компоненты в непрерывно распространяющемся стримере, получаем важное равенство:

$$n \int_0^{2r} e^{\alpha x} dx = 2rN.$$

Отсюда, после очевидных преобразований и с учетом, что в принятых условиях $e^{2\alpha r} \gg 1$, получаем искомое соотношение между концентрацией ионов N в головке стримера и минимально необходимой концентрацией фотоэлектронов n перед фронтом стримера:

$$n \cong 2\alpha r N e^{-2\alpha r}.$$

Напомним, что точно такое же выражение должно характеризовать в соответствии с принятой физической моделью и соотношение между концентрацией ионов в головке направленно развивающегося стримера и концентрацией свободных электронов в лазерно-индуцированном канале в воздухе, создаваемом и поддерживаемом излучением двух разных диапазонов [7, 8].

Для $r = 0,1$ см и $N = 8 \cdot 10^{11}$ (т. е. нижней границы критерия Леба) численная оценка по полученной формуле необходимой концентрации "лазерных" электронов дает значение $n \approx 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При $r = 0,2$ см, соответственно, необходимое значение $n \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻³, а при $r = 0,3$ см получаем $n \approx 10^8$ см⁻³, т. е. чем далее распространяется неизбежно расширяющийся стример, тем меньшая концентрация начальных электронов необходима для его направленного каналирования. Это чрезвычайно важно с экспериментальной точки зрения, т. к. невозможно создавать одинаковую концентрацию электронов на всем протяжении расширяющегося (или сужающегося) лазерного луча.

Здесь пока теоретически не рассмотрены условия возникновения стримера при наличии указанного направляющего канала, но в эксперименте этот процесс может инициироваться автоматически при направлении, например, лазерного излучения на элемент высоковольтного электрода (с последующей лазерной искрой на его поверхности).

Конечно, проведенные расчеты и выбранная модель могут и будут еще существенно уточнены в ходе последующих исследований, но и уже полученный (ранее не имевший аналогов) оценочный результат достаточен для дальнейших рационально обоснованных теоретических и экспериментальных работ по рассматриваемому варианту каналирования двухдиапазонным лазерным излучением сверхдлинного высоковольтного разряда в воздухе.

Литература

1. Greig I. R., Koopman D. W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. № 3. P. 174.
2. Ijshida I., Kubodera S. et al. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 11. P. 1904.
3. Александров Г. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 16. С. 19.
4. Василяк Л. М., Ветчинин С. П. // Электричество. 1991. № 1. С. 59.
5. Fujiwara E., Iizawa Y. et al.: The 13-th Annual Conference on Laser and Electrooptics, CLEO'93, 1993. P. 18.
6. Miki M., Shindo T. et al. // The 21-st International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 1993. P. 259.
7. Баринов В. И., Третьякова Н. В. // Прикладная физика. 1994. № 2. С. 21.
8. Zhao X. M., Diels J. C. et al. // IEEE J. Quantum Elect. 1995. V. 31. P. 599.
9. Uchiyama M., Irino H. et al. // 9-th International Symposium on High Voltage Engineering, 1995. P. 6764-1.
10. Международный семинар по лазерным средствам молниезащиты. — Санкт-Петербург, 21—23 июня 1998 г. // Оптика (в печати).
11. Miki M., Wada A., Shindo T. // Proceedings of 24-th International Conference on Lightning Protection, Birmingham, 14-th—18-th September 1998. V. 1. P. 451.
12. Смирнов Б. Н. Отрицательные ионы. — М.: Атомиздат, 1978.
13. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе. — М.: Наука, 1988.
14. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975.

SPREADING A HIGH-VOLTAGE STREAMER THROUGH AN AIR CHANNEL WITH THE LASER-INDUCED FREE ELECTRONS

V. A. Almazov

The All-Russian electrical engineering institute, a state scientific center, Moscow, Russia

V. I. Barinov

The All-Russian research institute of interindustrial information — a federal informative and analytical center of the defense industry, a state unitary enterprise, Moscow, Russia

It is discussed the problems of spreading a high-voltage discharge streamer along the air channel with electron conductivity, which is induced, for example, by the laser radiation through the multiphoton ionization and supported by the second laser radiation owing to the electrons photodetachment from the O_2^- negative ions.