

ПЕРСПЕКТИВЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОТЯЖЕННОСТИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА ПО ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОМУ КАНАЛУ В ВОЗДУХЕ

В. И. Барин, Н. В. Третьякова

Всероссийский научно-исследовательский институт межотраслевой информации, Москва, Россия

Рассмотрены физические принципы создания лазерно-индуцированного проводящего канала в воздухе. Обсуждаются перспективы удлинения высоковольтного разряда вдоль этого лазерного следа.

Проблема управляемого и направленного каналирования высоковольтного электрического разряда (ВЭР) в длинных газовых, в том числе воздушных промежутках ($L = 1-10$ м и более) уже довольно давно привлекает внимание исследователей как с точки зрения изучения особенностей протекающих здесь физических процессов, так и возможных его многочисленных практических приложений. В качестве последних можно указать задачи коммутации сверхвысоковольтных цепей [1—6], защиты особо важных объектов типа атомных электростанций и линий электропередач от поражения молнией [7—10], создания плазменных каналов для транспортировки ионов в термоядерные установки [11] и др. Хотя существует ряд способов предварительного индуцирования полностью или частично проводящего канала, определяющего направление развития и временные характеристики развития газового разряда в заданном промежутке, очевидным приоритетом пользуются методы лазерной ионизации среды по трассе луча. Это связано прежде всего с возможностью многократной реализации управляемого ВЭР, высокой направленностью и локальностью энерговыделения лазерного излучения.

Для практических приложений особый интерес представляют направленные ВЭР в воздухе нормального давления, изучение лазерной инициации которых идет уже около 20 лет. Поэтому представляется целесообразным обсудить определенные итоги и перспективы данного направления применительно в первую очередь к длинным промежуткам.

РЕЖИМ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ

Создание ионизованного канала в газе с помощью лазерного излучения возможно двумя принципиально отличающимися путями: в режиме длинной лазерной искры [1—12] и в режиме многофотонной ионизации [12—17].

Подавляющее число исследований ориентировано на первый вариант, и количество работ в этом направлении, в основном базирующихся на лазерах инфракрасного диапазона, сегодня достаточно велико. В зависимости от энергетических и временных параметров лазерного импульса, а также способа фокусировки излучения возможно осуществление оптического пробоя воздуха в виде одиночной искры, длинной цепочки дискретных искр или длинной сплошной искры. Во всех этих случаях пробой является следствием развития электронных лавин в сильном поле лазерного излучения, и физика процессов в общем аналогична таковой в явлениях пробоя воздуха в сильных ВЧ- и СВЧ-полях [12]. Основной набор энергии электронов происходит при упругих столкновениях с молекулами воздуха. Поскольку частота ν этих столкновений в случае оптических полей много меньше круговой

частоты ω последних ($\nu \ll \omega = 2\pi c/\lambda$, где λ — длина волны), мерой этих приращений в каждом столкновении в среднем является колебательная энергия ϵ электрона в поле E оптической волны

$$\epsilon = \frac{e^2 E^2}{2m \omega^2},$$

где e и m — заряд и масса электрона соответственно.

Таким образом, в излучении с большей длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$ электрон набирает энергию быстрее, что в конечном итоге с учетом потерь на неупругие столкновения приводит к меньшим пороговым интенсивностям излучения I для пробоя в случае лазеров ИК-диапазона. Поэтому наибольшее количество экспериментальных результатов по оптическому пробоям получено для широко распространенных твердотельных неодимовых лазеров ($\lambda = 1,06$ мкм) и газовых CO_2 -лазеров ($\lambda = 10,6$ мкм).

При длительности лазерных импульсов $\tau = 30$ — 100 нс пороговая интенсивность излучения для неодимовых лазеров составляет $I_{\text{пор}} = (1-5) \cdot 10^{11}$ Вт/см в зависимости от объема фокальной области, а для CO_2 -лазеров значение $I_{\text{пор}} = 10^8$ Вт/см. В таких и более сильных полях происходит лавинообразное нарастание числа электронов в разряде за счет ионизации атомов газа электронами, чья энергия уже достигла энергии ионизации ϵ_i . Если процессы диффузии не останавливают этот рост, то возникает пробой газа, когда степень ионизации в области фокуса достигает заметной величины. Это обычно соответствует концентрации электронов $n_e = 10^{18}$ — 10^{19} см $^{-3}$, и образовавшаяся плазма и дальнейшем интенсивно поглощает проходящий поток лазерного излучения [12, 18].

Одинокрая интенсивная искра возникает в случае применения короткофокусной линзы ($F = 5$ — 10 см). При фокусных расстояниях $F = 0,5$ — 3 м и более появляется пробой дискретной ("четочной") структуры, состоящей из отдельных, не сливающихся друг с другом ярких плазматических ячеек, пространственная плотность которых может достигать в центральной части длинной искры ~ 3 см $^{-1}$, резко понижаясь как в направлении к источнику излучения, так и в противоположном. Полная длина "четочной" искры может достигать 1 — 2 м, что является характерной величиной, например при энергии импульса $Q = 50$ — 200 Дж для неодимового лазера, функционирующего в режиме "гигантского импульса", т. е. при модуляции добротности резонатора.

Известны результаты [19, 20], когда при использовании линзы с фокусным расстоянием $F = 20$ — 30 м общая длина искры достигала 25 — 60 м, правда, в виде довольно редкой цепочки плазматических ячеек. Данная картина не зависит от типа лазера. Пока нет однозначного понимания причин появления дискретной структуры длинной лазерной искры в подобных условиях, но несомненно, что для CO_2 -лазера решающую роль играет пробой на аэрозольных частицах в воздухе. Концентрация таких частиц находится в пределах 10^2 — 10^3 см $^{-3}$. Здесь возникает, видимо, так называемый низкороговый поверхностный оптический пробой, где пороговая интенсивность ниже примерно на два-три порядка, чем в газах атмосферного давления [21, 22].

Что касается более коротковолновых неодимовых лазеров, для которых низкороговый поверхностный пробой затруднен, то здесь следует ожидать заметного проявления многофотонной ионизации атомов в части возникновения в фокальной области начальных "затравочных" электронов, дающих наряду с электронами естественного фона начало вышеупомянутым лавинным процессам.

Плотная часть длинной лазерной искры заполняет, вероятно, объем фокальной области, где поле соизмеримо с полем в точке фокуса. Фокальная область зависит от диаметра апертуры линзы D и начальной расходимости θ пучка перед фокуси-

ровкой, а также от фокусного расстояния F . Обычно [23] область фокуса определяется формой цилиндра с диаметром $d = F\theta$ и длиной

$$l = (\sqrt{T} - 1) F^2 \theta / D,$$

следовательно, ее объем равен

$$V = \frac{\pi}{4} \frac{F^4 \theta^3}{D} (\sqrt{T} - 1).$$

Квадратичная зависимость l от F способствует резкому удлинению искры при росте F . С другой стороны, при этом происходит ослабление интенсивности ($I \sim F^{-2}$) излучения, проходящего через фокальную область, что кладет естественный предел росту длины искры.

В работах [1, 2] экспериментально установлено, что в области сильного, но допорогового поля, где еще не достигаются условия для развития полномасштабного оптического пробоя, происходит накопление электронов из оборванных лавин, причем их концентрация может достигать $n = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Видимо, электронные слои возникают также и между отдельными плазмоидами в длинной лазерной искре. Однако в воздухе судьба электронов из оборванных лавин и электронов из плазмоидов различна. Первые быстро, за время порядка 0,1 нс, прилипают к молекулам кислорода в результате процессов тройных соударений [24—27], образуя долгоживущие отрицательные ионы кислорода O_2^- . Вторые существуют в свободном состоянии значительное время (до 1—10 мс) благодаря изначальному интенсивному энерговыделению лазерного излучения в области развитого оптического пробоя, характеризующемуся средней величиной 1—3 Дж/см по его трассе.

Дальнейшая эволюция практически полностью ионизированного плазмоида в воздухе подчиняется известным автомодельным решениям теории сильного точечного взрыва [28]. Газодинамические процессы в виде ударной волны увеличивают его объем с одновременным постепенным уменьшением концентрации электронов и температуры. Координата ударной волны в этом случае выражается в следующем виде:

$$r = \xi \left(\frac{\epsilon}{\rho} \right)^{1/5} \cdot t^{2/5},$$

где ϵ — начальная энергия взрыва;

ξ — константа порядка единицы, зависящая от показателя адиабаты среды;

ρ — начальная плотность среды;

t — время.

Высокая температура ($T \approx 0,1 - 1 \text{ эВ}$) и степень ионизации плазмоида [1—11, 18] предопределяют долгое существование электронов в свободном состоянии, что, в свою очередь, оказывает решающее влияние на развитие электрических разрядов вдоль длинной искры.

Сплошные длинные лазерные искры в газе и воздухе получают при фокусировке излучения аксиконом [23, 29], представляющем в простейшем случае оптический прозрачный конус с углом при вершине α . С точки зрения геометрической оптики, аксикон в противоположность линзе собирает параллельный поток излучения не в точку, а в некоторый отрезок на оптической оси системы, длина которого l может быть выражена в виде:

$$l = R / [n(\beta - \Omega/2n) - \beta],$$

где R — радиус лазерного пучка на аксиконе;

$\beta = 0,5(\pi - \alpha)$ — преломляющий угол аксикона;

n — показатель преломления материала аксикона;

Ω — угол, в котором распространяется сферическая волна, падающая на аксикон.

При $\Omega \rightarrow 0$ (почти плоская волна)

$$l = \frac{R}{\beta(n-1)}.$$

Благодаря боковому подводу энергии к области разряда аксикон обеспечивает при правильно выбранных параметрах получение сплошной длинной лазерной искры. Пробой при аксиконной фокусировке возникает, как правило, в одной точке, а затем происходит расширение зоны пробоя со скоростью $2 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$ см/с навстречу лучу лазера и $4 \cdot 10^7 - 10^8$ см/с — в противоположную сторону. Таким путем при $\beta = 10 - 23^\circ$ удалось получить сплошную искру длиной до 10—20 см для энергии импульса лазера $Q = 100$ Дж. При уменьшении преломляющего угла β до 5° пробой вырождался в дискретную искру, аналогичную вышеописанным.

На способность лазерной искры стабилизировать или направленно каналировать электрический разряд было обращено внимание давно. Для коммутации длинных промежутков, естественно, необходимы и длинные искры. В этом смысле наилучшие характеристики показали длинные сплошные искры, формируемые аксиконном. Как показали эксперименты [29], разряд происходил даже при слабом электрическом поле 0,1 В/см. В режиме пропуска слабого тока хорошо проводящий плазменный канал существовал более 40 мкс. Задержки коммутации относительно момента окончания формирования лазерной искры по всей длине разрядного промежутка не обнаружено.

К сожалению, получение при аксиконной фокусировке сплошной искры более 20 см пока проблематично. Гораздо более длинные дискретные лазерные искры не обладают заметной начальной проводимостью вдоль своего канала, которая, тем не менее, может возникнуть под действием достаточно сильного электрического поля.

Обобщая экспериментальные данные [1—11, 22], можно сказать, что задержка возникновения высоковольтного электрического разряда относительно лазерного пробоя составляет 10—100 мкс с непрогнозируемым разбросом, а порог появления электрической проводимости по следу дискретной лазерной искры 250—1000 В/см. Фоторазвертка процесса показала, что сначала отдельные части оптического пробоя расширяются, уменьшая размеры прослойки нейтрального газа между ними, а затем происходит электрический пробой оставшихся промежутков с образованием сплошного разрядного канала, способного проводить электрический ток. При оптимизации задержки подачи волны напряжения на промежуток после лазерного пробоя скорость развития разряда вдоль промежутка может достигать 10^9 см/с против 10^7 см/с при самостоятельном пробое.

Если для неодимовых лазеров (с энергией импульса 200 Дж) максимально достигнутая длина надежного каналирования высоковольтного разряда не превышает 0,7 м [3], то для CO_2 -лазеров получены более впечатляющие результаты. Продемонстрировано, что возможно каналирование лазерной искрой ($Q = 1$ кДж, $\lambda = 10,6$ мкм) электрического разряда на расстояние до 1,3 м почти перпендикулярно направлению сильного электрического поля, создаваемого высоковольтным электродом. Но основные “рекорды” вышли из исследований возможности создания на базе CO_2 -лазеров аппаратуры для защиты особо важных объектов от поражения молнией, на чем остановимся подробнее. По интенсивности работ в этом направлении лидирует Япония, где указанная проблема весьма актуальна: там отключение высоковольтных линий в пересчете на каждые 100 км происходит дважды в году, а недавно молния вывела из строя ядерный реактор в префектуре Шимане. Экспериментальное изучение задачи лазерного каналирования молнии ведется одновременно в ряде научных центров: Центральном институте электроэнергетики, Институте лазерных технологий, Испытательном центре Шиобара и др. Основные черты моделирующих явлений в различных экспериментах совпадают [7—10]. CO_2 -лазер оптимален для обеспечения потенциальной всепогодности

наземной аппаратуры и снижения пробойной интенсивности. Энергия импульса излучения $Q = 100$ Дж и более. Так как излучение CO_2 -лазера особенно интенсивно поглощается в плазме воздушного оптического пробоя, концентрация которой близка к "критической" $n_c = m \omega^2 / 4\pi e^2$, то использовались специальные оптические схемы для независимого разделения излучения лазера по двум-трем различным участкам трассы. Наиболее оригинальным явилось применение трехфокусной линзы. В качестве источника напряжения выбирался генератор импульсного напряжения (ГИН) с амплитудой импульса 1—1,5 МВ и ударной емкостью 0,01 мкФ. В настоящее время в лабораторных условиях с помощью предварительного протяженного оптического разряда достигнута длина прямолинейного каналирования приземного электрического разряда в 8—9 м, что, конечно, еще слишком мало для намеченной цели — управляемого разряда молнии. В реально действующей системе необходимо создавать достаточно плотную вертикальную лазерную искру длиной 100—200 м, позволяющую, по априорным соображениям, вызвать разряд и нужную ориентировку молнии из грозового облака.

В 1993 г. ЦНИЭЭ начал готовить "эксперимент века" на институтской испытательной станции, расположенной посреди горного плато севернее Токио. В состав экспериментального оборудования войдет один из наиболее крупных в мире ГИН с амплитудой импульса 12 МВ и сверхмощный CO_2 -лазер (предположительно, с энергией импульса 5—10 кДж, что соответствует максимальному уровню известных установок). В сумме это может позволить достичь рекордной длины лазерно-управляемого электрического разряда, по-видимому, в несколько десятков метров, если, конечно, удастся удовлетворительно распределить излучение по такой трассе.

Из приведенных данных очевидно, что не всякая лазерная дискретная искра подходит для управления электрическим разрядом, а только с достаточно большой плотностью цепочки плазмоидов ($2\text{—}3 \text{ см}^{-1}$) и длиной порядка величины коммутируемого промежутка. Это объясняет трудности достижения надежной управляемой коммутации промежутков длиной более 1 м, даже если напряжение превышает величину 1 МВ. Для промежутков в 10 м и более решение задачи "в лоб", т. е. путем простого наращивания энергии лазерного импульса, приводит, исходя из оценки требуемого удельного пространственного энерговыделения в 1—3 Дж/см, к необходимости использования лазеров с энергией импульса 1—10 кДж в зависимости от длины волны. Современная лазерная техника позволяет создать такие установки, хотя это и близко к ее предельным возможностям. Другими словами, это будут сложные и дорогие установки, имеющие уникальный характер, что вряд ли приемлемо для практических приложений. Для промежутков 100—1000 м вообще не видно пока разумных технических решений при каналировании ВЭР лазерной искрой. Следовательно, необходим поиск других рациональных путей решения задачи каналирования высоковольтного разряда в сверхдлинных промежутках.

РЕЖИМ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

В соответствии с общефизическими представлениями излучение может быть непосредственной причиной ионизации атомов. Наиболее очевиден случай, когда энергия фотона превышает энергию ионизации атома. Для основной массы газов, составляющих реальный воздух, $\epsilon_i = 13\text{—}20$ эВ. Соответствующих эффективных лазерных систем, работающих в области фактически мягкого рентгеновского диапазона, пока просто не существует.

Другая потенциальная возможность связана с быстрой (за пико- и фемтосекундные времена) туннельной ионизации атомов в сверхсильном лазерном поле, условной границей которого становится значительное (в 10—100 раз) превышение

энергии осцилляции электрона над энергией ионизации атома [30]. Однако требуемые интенсивности излучения 10^{13} — 10^{17} Вт/см пока нереально создать в макроскопических размерах фокальной области, что исключает практический интерес этого направления для рассматриваемой задачи.

При гораздо меньших интенсивностях лазерного излучения электроны могут отрываться от атомов в результате многоквантового эффекта, выражающегося в одновременном поглощении сразу нескольких фотонов, энергия каждого из которых значительно меньше ϵ_i . Обычно многофотонные процессы маловероятны [12], но скорость их очень резко повышается при увеличении плотности фотонов, мерой которых может служить интенсивность излучения. При исключительно высоких интенсивностях, которые достигаются при фокусировке лазерного излучения, вероятность многофотонной ионизации может достигать уже заметной величины. В частности, с ее проявлениями можно связать образование начальных свободных электронов, необходимых для развития электронных лавин в лазерной искре.

На основании известных теоретических и экспериментальных результатов [12—14] подчеркнем следующие важнейшие черты многофотонной ионизации газов:

1. Вероятность многофотонной ионизации подчиняется степенному закону

$$W = A I^k,$$

где A — коэффициент, характерный для данного газа и длины волны излучения.

2. Показатель степени k существенно отличается от целочисленного.

3. Коэффициент k с высокой точностью равен отношению энергии ионизации к энергии фотона $\hbar \omega$, т. е.:

$$k = \epsilon_i / \hbar \omega,$$

где \hbar — постоянная Планка.

4. Вероятность ионизации возрастает при увеличении энергии кванта за счет резкого возрастания коэффициента A .

Все эксперименты [15—17], где многофотонная ионизация использовалась для создания ионизированных каналов в воздухе для управления высоковольтным разрядом, базировались на лазерном излучении ультрафиолетового диапазона с энергией кванта $\sim 4,5$ эВ, соответствующей реализации, скорее всего, четырехквантовых процессов. В качестве источника использовался или наиболее коротковолновый эксимерный лазер K_2 -лазер ($\lambda = 0,248$ мкм), или четвертая гармоника неодимового лазера ($\lambda = 0,266$ мкм), получаемая в результате двукратного пропускания исходного излучения через нелинейные кристаллы КДР.

Характерная энергия импульсов — $Q = 0,25$ Дж при $\tau = 25$ нс.

При фокусировке излучения линзами из флюорита достигалась интенсивность излучения в фокальной области $I \approx 10^8$ Вт/см², что было достаточно для образования электронов с концентрацией 10^{11} — 10^{12} см⁻³. Однако здесь не развивался собственно оптический пробой с интенсивным энерговыделением в его зоне. Поэтому образовавшиеся электроны за счет высокой частоты столкновений с молекулами воздуха ($\nu \approx 10^{12}$ с⁻¹) практически мгновенно приобретали комнатную температуру, что предопределяло их быстрое прилипание к молекулам кислорода в результате тройных соударений в соответствии с уравнением [25, 26].

$$\frac{d n_e}{d t} = K n_e N_M N_{O_2},$$

где N_M — общая концентрация молекул воздуха;

N_{O_2} — концентрация молекул кислорода в воздухе;

$K = 2,8 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с — усредненный коэффициент для трехчастичного прилипания электронов к кислороду (как к электроотрицательному газу) [24].

Анализ уравнения показывает, что концентрация убывает в 10 раз за время 0,1 мкс, которое можно принять в качестве меры жизни электрона в свободном состоянии в воздухе при нормальных условиях.

Возникающий и долгоживущий (1—3 мс) канал в воздухе, содержащий отрицательные O_2^- и положительные ионы, как показывает эксперимент, оказывает направляющее действие на развитие электрического разряда, если волна напряжения $U \leq 300$ кВ прикладывается к промежутку после создания канала. При этом управляющее действие сохраняется для промежутков длиной не более 40 см в сильно-неоднородном поле.

Электрический разряд имел вид яркого прямолинейного шнура, совпадающего практически по всей длине с лазерно-индуцированным ионным каналом. Почему стример развивается по каналу, где практически нет свободных электронов, — в упомянутых работах не обсуждается. Поэтому можно только предположить, что решающим моментом здесь является фотоотрыв электронов от отрицательных ионов под действием излучения из головки стримера. Возникшие свободные электроны служат источником электронных лавин, развивающихся в электрическом поле головки положительного стримера. Лавины втягиваются стримером вдоль индуцированного канала, что и определяет направление его развития. Отрицательные ионы имеют приоритет как источник свободных электронов при фотоотрыве благодаря сравнительно низкой энергии сродства электрона к O_2^- , составляющей всего 0,43 эВ [25, 26]. Эта величина гораздо меньше потенциала ионизации любого атома из состава воздуха, следовательно, фотоотрыв гораздо вероятнее фотоионизации, определяющей процесс развития стримера в обычных условиях.

Косвенным признаком справедливости приведенного объяснения является утеря управляющего действия канала при наличии развитой короны около высоковольтного электрода. Последняя возникает, если волна напряжения подается на промежуток раньше, чем в нем создается лазерно-индуцированный канал. Видимо, присутствие в короне свободных электронов с концентрацией $n_e = 10^{14}$ см⁻³ нивелирует влияние эффектов фотоотрыва электронов от ионов, концентрация которых, заведомо, не превышает величины концентрации электронов, возникающих при многофотонной ионизации, т. е. 10^{11} — 10^{12} см⁻³. В результате развитие стримера происходит в этом случае практически без влияния индуцированного канала и вне его.

Приведенные выше материалы показывают, что многофотонная ионизация атомов сама по себе вряд ли обеспечит развитие направленного ВЭР в достаточно длинных ($L \geq 10$ м) воздушных промежутках. Требуются принципиально новые идеи и подходы, чтобы реализовать лазерное каналирование ВЭР в длинных, а тем более сверхдлинных воздушных промежутках при технически разумных энергиях импульсов излучения. Одна из таких возможностей, видимо, впервые предлагается и обсуждается ниже.

БЛОКИРОВАНИЕ ПРИЛИПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВОЗДУХЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Хотя при описанном выше способе создания направляющего канала в воздухе длина управляемого промежутка в два-три раза меньше, чем в случае лазерной искры, он привлекателен тем, что требует в 10^2 — 10^3 раз меньше энергии лазерного импульса для своего возникновения. Представляется, что перспективным путем развития этого направления является поиск рациональных методов блокирования процессов прилипания и поддержания в свободном состоянии электронов, образовавшихся в результате многофотонной ионизации в воздухе. Это, видимо, приведет к резкой интенсификации управляющих качеств таких каналов по отношению к ВЭР.

В качестве одного из возможных вариантов блокирования прилипания предлагается направление вдоль образованного эксимерным лазером ионного канала достаточно интенсивного излучения неодимового лазера ($\hbar\omega = 1$ эВ) или рубинового лазера ($\hbar\omega = 1,4$ эВ). Поскольку, как уже было сказано, энергия сродства электрона в отрицательном ионе O_2^- составляет всего 0,43 эВ, то можно ожидать эффективного прямого фотоотрыва электронов в этом излучении и установления соответствующей равновесной электронной проводимости в канале. Из условия названного динамического равновесия можно определить требуемую минимальную плотность потока фотонов P , а именно:

$$P \cdot \sigma t = 1.$$

Здесь $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ — сечение элементарного процесса фотоотрыва для иона O_2^- при энергии кванта $\hbar\omega \geq 1$ эВ [25];

$t = 0,1$ мкс — время жизни электрона в воздухе до прилипания к кислороду.

Соответственно имеем:

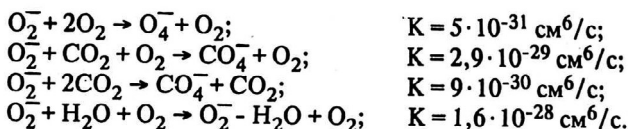
$$P = (\tau \sigma)^{-1} = 0,6 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Этот поток обеспечивается плотностью лазерной мощности

$$I = P \cdot \hbar\omega.$$

Для неодимового лазера пороговая плотность мощности излучения составляет примерно $I = 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Такая интенсивность легко может быть обеспечена даже в режиме свободной генерации, длительность которой в типичных лазерных установках обычно составляет 100—1000 мкс, что (при устранении пиковой структуры излучения) достаточно для поддержания развития практически любого электрического разряда.

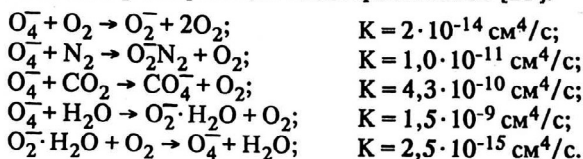
Следует отметить, что приведенные рассуждения базируются на уникально малом электронном сродстве для O_2^- . Однако эти образовавшиеся в воздухе молекулярные ионы в результате тройных соударений порождают отрицательные комплексные или кластерные ионы по схемам [26, 30, 31]:



Из этих и некоторых других схем наибольшее практическое значение имеет первая, причем образование кластера O_2^- идет с эффективной частотой

$$\nu = 2 \cdot 10^2 (N_M/10^{17})^2.$$

При нормальном давлении $N_M = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (число Лошмидта) и $\nu = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, т. е. скорость образования кластеров O_4^- соизмерима со скоростью прилипания электронов к молекулам кислорода с возникновением O_2^- . На этом эволюция отрицательных ионов и кластеров не заканчивается, т. к. вступают в действие т. н. бинарные реакции кластерных ионов [26]:



К сожалению, тяжелые кластерные ионы обладают гораздо большим электронным сродством, чем молекулярный ион O_2^- . Для иллюстрации ниже приведены эти данные в электрон-вольтах для ряда кислородсодержащих ионов:

O_2^- — 0,43;	$O_2^- \cdot H_2O$ — 1,2;
O_3^- — 2,05;	$O_2^- \cdot (H_2O)_2$ — 2,1;
O^- — 1,9;	NO_3^- — 4,0;
O_4^- — 1,07;	CO_4^- — 1,2.

Другими словами, фотоотрыв только от O_2 может быть осуществлен излучением простого и эффективного неодимового лазера (с энергией кванта ~ 1 эВ). Все остальные отрицательные ионы и кластеры требуют гораздо больших энергий для фотоотрыва электронов. Следовательно, кластерообразующие процессы будут ухудшать работоспособность вышепредложенного способа поддержания электронной проводимости в лазерно-индуцированном ионном канале в воздухе.

Из приведенных данных видно, что в воздушном лазерно-индуцированном канале образуется сложный конгломерат отрицательных ионов и кластеров, на что обычно раньше не обращалось внимания [1, 2, 16, 17]. При этом пока рискованно однозначно рассчитывать процентный состав смеси, базируясь на вышеприведенные константы тройных и бинарных столкновений, т. к. они получены в отсутствие сильных электрических и лазерных полей. Не исключено, что при наличии этих факторов, характерных для обсуждаемого метода стимуляции электронной проводимости канала, эффективность кластерных процессов может существенно снизиться. Во всяком случае, ввиду полного отсутствия предыдущих теоретических и экспериментальных данных по этому вопросу, только целенаправленные исследования обеспечат окончательную ясность и понимание перспектив предложенного метода поддержания лазерным излучением электронной проводимости в лазерно-индуцированном канале протяженного ВЭР. Подобные работы ведутся в настоящее время в Государственном научном центре силовой электротехники "Всероссийский электротехнический институт" совместно с Физическим институтом РАН.

Успешное решение обсуждаемой здесь задачи может открыть принципиально новые пути для управляемого каналирования сверхдлинных высоковольтных разрядов в воздухе в интересах молниезащиты особо важных объектов, а также для ряда других интересных приложений.

Литература

1. Koopman D. W., Saum K. A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. № 12. P. 5328.
2. Greig I. R., Koopman D. W. at al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. № 3. P. 174.
3. Данилов О. Б., Тульский С. А. // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 10. С. 2040.
4. Ioshida I., Kubodera S. at al. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 11. P. 1904.
5. Асиновский Э. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 16. С. 41.
6. Александров Г. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 15. № 16. С. 19.
7. Mortensen P. // Laser Focus. 1993. V. 29. № 7. P. 44.
8. Kincade K. // Laser Focus. 1992. V. 28. № 11. P. 36.
9. Fujiwara E., Izawa Y. at al.: The 13-th Annual Conference on Laser and Electrooptics, CLEO'93, 1993. P. 18.
10. Miki M., Shindo T. at al.: The 21-th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 1993, P. 259.
11. Василяк Л. М., Ветчинин С. П. // Электричество. 1991. № 1. С. 59.
12. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
13. Анщенко Ю. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 43. № 1. С. 21.
14. Лосев Л. Л., Соснов В. И. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 1. С. 73.
15. Акманов А. Г., Ривлин Л. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1968. Т. 8. № 8. С. 417.
16. Антипов А. А., Грасюк А. З. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 4. С. 200.

17. *Sasaki I., Kubadera S. et al.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 11. P. 1264.
18. *Комиссарова Н. И., Островская Г. В.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 10. С. 2062.
19. *Haden N. F.* // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 2. P. 511.
20. *Парфенов В. А. и др.* // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 712. № 16. С. 731.
21. *Барчуков А. И. и др.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 3. С. 965.
22. *Зворыкин В. Д. и др.* // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 5. С. 1140.
23. *Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П.* Теория оптических систем. — М.: Машиностроение, 1973.
24. *Капинос В. М. и др.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. № 11. С. 2432.
25. *Смирнов Б. Н.* Отрицательные ионы. — М.: Атомиздат, 1978.
26. *Мак Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.
27. *Борисов Н. Д., Гуревич А. В.* Искусственная ионизированная область в атмосфере. — М.: ИЭМИРАН, 1986.
28. *Седов Л. И.* Теория подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1967.
29. *Марин М. Ю., Пильский В. И.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 21. С. 1322.
30. *Лютер-Девис Б., Гамалый Е. Г. и др.* // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 4. С. 317.
31. *Смирнов Б. М.* Комплексные ионы. — М.: Наука, 1983.

THE PERSPECTIVES OF LENGTHENING OF THE LASER LIGHTING HIGH-VOLTAGE DISCHARGE IN AIR

V. I. Barinov, N. V. Tretjakova

The All-Russia Research Institute of Interbranch Information, Moscow, Russia

Physical principles are considered of the laser lighting conductor rod in air. The perspectives of lengthening of a highvoltage discharge along this laser trace are discussed.