

ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСКР
В ВОЗДУХЕ ИМПУЛЬСНЫМ СО₂ ЛАЗЕРОМЛ.М. В а с и л я к, С.П. В е т ч и н и н,
И.О. К о в а л е в, Г.П. К у з ь м и н,
Д.Н. П о л я к о в, А.М. П р о х о р о в

К настоящему времени достаточно убедительно показана перспективность длинной лазерной искры (ДЛИ) для коммутации разрядных промежутков [1]. В реальных условиях оптический пробой в атмосферном воздухе инициируется на поверхности аэрозольных частиц. В этом случае порог пробоя на два порядка ниже, чем для чистого воздуха, и составляет 10^7 Вт/см² для СО₂ лазерного излучения микросекундной длительности [2]. Длина и структура ДЛИ определяется параметрами лазерного импульса, фокусирующей системой и концентрацией аэрозольных частиц. При лазерных импульсах микросекундной длительности существенную роль играет экранировка лазерного излучения плазмой пробоя. Для десятимикронного излучения экранировка наступает при электронной концентрации в плазме на два порядка ниже, чем для излучения неодимового лазера, чем можно объяснить получение максимальной длины искры (до 60 м) на длине волны 1.06 мкм [3].

Целью нашей работы явилось исследование возможности получения одной или нескольких ДЛИ с помощью широкоапертурного СО₂ лазера гигаваттной мощности при укорочении импульса излучения лазера. Импульсный электроразрядный СО₂ лазер с плазменными электродами [4] с неустойчивым телескопическим резонатором (радиусы кривизны зеркал 630 и 310 см) позволял получать лазерный пучок кольцевого сечения с внешним диаметром 14 см. Форма и мощность лазерного импульса регистрировались приемником ФПУ-500 на основе эффекта увлечения электронов фотонами в германии, а энергия — измерителем ИМО-2Н. Для смеси СО₂:

$N_2:He=1:1:8$ длительность лазерного импульса составляла около 1.5 мкс. Энергия импульса растет с увеличением содержания CO_2 и N_2 , а его длительность слегка уменьшается. Лазерный импульс на переднем фронте имеет пик с длительностью 150–250 нс, в котором сосредоточено 25–40% энергии. При добавке в смесь небольшого количества пропилена (C_3H_6) с парциальным давлением 0.1–0.5 мм рт. ст. длительность всего импульса уменьшается до 50–100 нс в зависимости от состава смеси при незначительном уменьшении энергии лазерного импульса. Энергия импульса излучения составляла 120 Дж. Поскольку максимум поглощения одной из полос пропилена лежит в области излучения CO_2 лазера, пропилен действует как насыщающийся поглотитель в резонаторе, что приводит к резкому сокращению длительности импульса излучения и к увеличению его мощности. Кроме того, добавка пропилена резко уменьшает вероятность контрагирования разряда, что повышает стабильность работы лазера и его ресурс и дает возможность работать на более „жестких“ смесях с парциальным составом 1 : 1 : 5 или 1 : 1 : 3. Это связано с тем, что пропилен препятствует образованию электроотрицательных окислов азота, образующихся в разряде, что позволяет получить более высокую концентрацию свободных электронов в объеме [5].

Угловая расходимость измерялась методом фокального пятна и составляла $7 \cdot 10^{-4}$ радиан. При фокусировке лазерного излучения линзами из $NaCl$ с фокусными расстояниями $F = 10, 20$ и 40 м получены ДЛИ со средней протяженностью 4.5, 8 и 18 м соответственно. ДЛИ состоят из большого числа отдельных плазменных очагов, возникающих в местах, где оптический пробой был инициирован взвешенными в воздухе частицами твердого аэрозоля. Хорошая воспроизводимость параметров импульсов излучения лазера позволила провести статистический анализ области пробоа. Средняя плотность плазменных очагов была около 10 м^{-1} , на середине ДЛИ их плотность в несколько раз выше, чем на ее концах. При создании дополнительного напыления из активированного угля плотность лазерных очагов увеличивается, и увеличивается интенсивность их свечения, но сокращается общая длина области оптического пробоа из-за экранирования излучения CO_2 лазера образующимися плазменными очагами. При переходе к длиннофокусным линзам поперечный размер каустики возрастает, экранировка излучения плазмой уменьшается и облегчаются условия для создания длинных искр. С помощью зеркал, расположенных за фокусирующей линзой, лазерный луч расщепляется на два, что позволяло одновременно получать две ДЛИ, причем длина каждой из них была такой же, как и в случае одиночной ДЛИ для исходного пучка.

Оптический пробой на аэрозольных частицах имеет порог по энергии, равный примерно 5 Дж/см^2 в нашем случае, что согласуется с [6] для пробоа на поглощающих аэрозольных частицах с характерным размером ~ 1 мкм. Из [6] и [7] следует, что в результате экранировки лазерного излучения очагами оптического пробоа в лабораторном воздухе ослабление пучка увеличивается

примерно вдвое при плотности энергии в несколько раз превышающей пороговую. Это приводит к уменьшению длины пробоя для сфокусированного пучка с гауссовым распределением. Согласно расчетам [7], вследствие преимущественного поглощения лазерного излучения очагами пробоя в приосевой области происходит изменение поперечного распределения интенсивности, и образуется кольцевая структура проходящего пучка. Следовательно, при одной и той же начальной энергии лазера для создания ДЛИ выгоднее использовать лазерный пучок с кольцевой структурой. Коэффициент нелинейного ослабления лазерного излучения плазмой пропорционален плотности аэрозольных частиц и средней площади, которую перекрывает очаг оптического пробоя. Поперечный размер плазменного очага $R = \int v dt$ зависит от скорости расширения плазмы v . Если за время импульса плазма перекрывает поперечный размер каустики, то эффективность прохождения резко падает и ДЛИ образуется только в направлении падающего лазерного луча, что нами и наблюдалось при высокой плотности аэрозольных частиц или увеличении длительности импульса. Для уменьшения экранировки плазмой следует уменьшать длительность импульса. Однако при заданной энергии лазера при уменьшении длительности импульса растет мощность излучения и соответственно скорость расширения плазмы, которая зависит от интенсивности $v \sim I^{\alpha}$. Для светодетонационного режима движения волны ионизации оптического пробоя $\alpha = 1/3$. При увеличении интенсивности излучения в случае коротких лазерных импульсов волна оптического пробоя не успевает выйти на стационарный светодетонационный режим и происходит переход к сверхдетонационному механизму со скоростью быстрой волны ионизации сотен километров в секунду и значением $\alpha > 1$ [8, 9]. В этом случае при фиксированной энергии лазерного излучения размер очага оптического пробоя не уменьшается с уменьшением длительности лазерного импульса, а увеличивается, что приводит к увеличению экранировки.

Таким образом, для получения ДЛИ с максимальной протяженностью необходимо уменьшать длительность лазерного излучения до тех пор, пока существует светодетонационный механизм расширения плазмы. Следует использовать лазерный пучок кольцевой структуры, которая обычно бывает в лазерах с неустойчивым резонатором. Расходимость в таких лазерах на порядок меньше, чем при устойчивом резонаторе, и близка к дифракционному пределу, который тем меньше, чем больше выходная апертура лазера. С помощью CO_2 лазера с энергией 100 Дж гигаваттной мощности при этих условиях возможно реализовать одновременно около десяти каналов оптического пробоя и создать плазменное поле площадью несколько квадратных метров с хаотично расположенными плазменными очагами.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Нестеркин О.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 1. С. 41-44.

- [2] Зуев В.Е., Капытин Ю.Д., Кузиновский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях, Новосибирск: Наука, 1980.
- [3] Парфенов В.А., Пахомов Л.И., Петрунькин В.Ю., Подлевский В.А. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 12. С. 731.
- [4] Ковалев И.О., Кузьмин Г.П. // ПТЭ. 1990. № 1. С. 247-248.
- [5] Киселецов А.В., Ковалев И.О., Кораблев А.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 10. С. 11-15.
- [6] Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 1280.
- [7] Садовников В.П., Стрелков Г.М. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 2552.
- [8] Гальбурт В.А., Иванов М.Ф., Рябов О.А. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 1673.
- [9] Захарченко С.В. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 2138.

Институт общей физики
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
22 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 18

26 сентября 1990 г.

12

© 1990

УСТОЙЧИВОЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОДВЕШИВАНИЕ ТЕЛ БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

О.И. Горский, В.А. Дзензерский,
Э.А. Зельдина, В.О. Кулиненко

Для осуществления магнитной левитации и подвешивания тел используется диамагнетизм Мейсснера или постоянство магнитного потока, реализуемое различными способами. Отрицательная обратная связь по току в магнитовзаимодействующих телах обеспечивает левитацию или подвешивание. Левитация и подвешивание могут быть достигнуты при использовании сверхпроводящих материалов ($T=4-77$ К) [1-2], управляемых электромагнитов (подвешивание) [3], переменных магнитных полей, выталкивающих неферромагнитные проводники (левитация) [4], комбинаций переменного и постоянного магнитных полей [5, 6].

Целью данной работы является исследование подвешивания тел без использования сверхпроводников или управляемых электромагнитов.