

В.И. Букатый, О.В. Гаськова

Экспериментальные исследования плазмы оптического разряда в воздухе при наличии частиц

Алтайский государственный университет, г. Барнаул

Поступила в редакцию 28.02.2001 г.

Исследовался оптический разряд в воздухе при наличии поглощающей углеродной частицы под действием излучения неодимового лазера с длиной волны 1,06 мкм. Обнаружено образование вторичных частиц, появляющихся в процессах фрагментации, переконденсации и т.д., размеры которых составляют от 0,01 до 1,2 мкм. По микрофотографиям построена гистограмма распределения частиц по размерам. Найдена зависимость квадрата скорости фронта разряда от энерговклада. Зондовым методом определена электронная концентрация. Оценена амплитуда давления в звуковой волне.

Распространение в воздухе мощного лазерного излучения при определенных значениях интенсивности сопровождается возникновением области пробоя. Сразу же после получения оптического разряда было замечено, что он имеет пороговый характер, т.е. при уменьшении интенсивности излучения ниже определенной величины пробой не происходит. Так как этот эффект вызвал большой интерес, то было получено много экспериментальных данных по определению пороговой интенсивности [1–5]. Было выяснено, что пороговая интенсивность зависит от давления, длины волны излучения, формы лазерного импульса, геометрии фокального объема, потенциала ионизации атомов газа и т.д. Во всех исследованиях по определению порогов пробоя факт наличия плазмы в фокальной области регистрировался по появлению видимой вспышки.

Исследованиям пороговых условий возникновения оптического пробоя на различного рода затравках уделяется большое внимание [6, 7]. Это обусловлено тем, что механизм образования первичного очага плазмы определяет дальнейшую эволюцию процесса. Теоретические модели, используемые для интерпретации экспериментальных данных по пороговым условиям различных видов пробоя, очень разнородны. Существуют частные модели для каждого конкретного вида пробоя, например теория аэрозольного пробоя, которая развивалась на основе двух концепций. Первая, взрывная, основана на предположении о том, что аэрозольная частица за время ее инерционного удержания успевает поглотить энергию, достаточную для полного испарения [8]. Во второй, условно называемой тепловой, рассматриваются нагрев частицы, ее испарение и развитие ионизации в образовавшемся облаке паров [1, 3, 4]. В дальнейшем эти концепции были существенно усовершенствованы, и в настоящее время разработаны достаточно подробные математические модели взаимодействия аэрозольной частицы с лазерным излучением как в диффузионном, так и в гидродинамическом режиме развитого испарения.

Оригинальный механизм пробоя аэрозоля за счет «прыгающих» электронов описан в [9]. Поверхность частицы может покинуть любой электрон, кинетическая энергия которого на границе частицы превосходит работу выхода материала частицы и энергию, необходимую для преодоления задерживающего кулоновского поля. Электроны, обладающие указанной энергией, после выхода из частицы возвращаются на нее обратно, откуда и название – «прыгающие». Каждый такой электрон отбирает от электромагнитного поля и передает частице энергию, которая расходуется на нагрев частицы. Если прыгающий электрон сталкивается с молекулами окружающего газа, то его энергия идет на ионизацию окружающего газа. Таким образом, возникают два канала преобразования энергии лазерного луча. Первый канал соответствует механизму теплового взрыва, а второй – механизму лавинной ионизации.

Можно выделить несколько этапов нагрева частицы лазерным излучением. Вначале вся энергия лазерного излучения отводится за счет теплопроводности до тех пор, пока температура не достигнет некоторого значения T^* , которую называют температурой развитого испарения. С этого момента вся энергия лазерного излучения тратится на испарение и соответствующий режим называется режимом развитого испарения [10]. Второй характерной температурой служит температура кипения или сублимации материала частицы при заданном давлении окружающего газа T_k . При $T < T_k$ испаряющиеся пары диффундируют в окружающий газ и образуется парогазовая смесь. Соответствующий режим испарения называют диффузионным. При $T < T_k$ давление паров превышает внешнее давление, такой режим называют гидродинамическим. Температура нагрева частицы зависит от поглощенной лазерной энергии.

В [6] экспериментально изучался оптический пробой в аэрозолях из частиц углерода, алюминия, германия, хлористого натрия, глинозема и стекла. На примере окиси алюминия показано, что для относи-

тельно крупных частиц (диаметром от 1 до 70 мкм) порог пробоя не зависит от размеров частиц. Сложнее обстоит дело с зависимостью порога пробоя от материала частиц. Измеренные пороги пробоя поглощающих частиц углерода и глинозема диаметром 50 мкм составляют ~ 5 Дж/см², для отражающих частиц алюминия и прозрачных частиц германия 20 и 40 Дж/см² соответственно, для прозрачных частиц соли – более 50 Дж/см². И тем не менее пороги инициирования плазмы пробоя частицами этих материалов, за исключением глинозема, практически совпадают. Возникновение пробоя определяется формой импульса излучения [11]. Для сопоставления теории с экспериментом необходимо для заданной формы лазерного импульса фиксировать момент возникновения плазмы от начала его действия.

При концентрации частиц более 10^3 см⁻³ с возникновением плазмы пробоя наблюдается полная экранировка падающего излучения. При этом часть энергии импульса излучения, проходящая область пробоя до возникновения плазмы $q_{\text{пор}}$, характеризует плотность энергии в луче, необходимую для инициирования пробоя частицами аэрозоля [6].

Исследование динамики спектра плазмы, проведенное спектральным методом [12], указывает на то, что состояние плазмы близко к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР), так как имеющаяся плотность электронов достаточна для существования равновесия между электронами и возбужденными уровнями. Денситограммы собственного излучения плазмы, образующейся при коллективном оптическом разряде в углеродном аэрозоле, показали, что в спектре излучения присутствуют линии возбужденных атомов азота NI, NII, кислорода OI, OII, углерода CII. Концентрация электронов в плазме, рассчитанная по штарковскому уширению линий излучения азота NI и OI, составляет $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³. Температура плазмы, опре-

деленная по отношению полных интенсивностей линий, принадлежащих одному и тому же элементу, но к двум соседним степеням ионизации для линий азота, оказалась 0,96–0,98 и 0,86 эВ для линий кислорода.

В то же время вопрос о структуре вторичного аэрозоля, возникающего в результате интенсивного испарения материала затравки и дальнейшего процесса переконденсации при оптическом пробое, является недостаточно изученным [13]. Целью данной работы является изучение структуры вторичных частиц, образующихся в воздухе при наличии углеродной затравки, а также исследование основных параметров образующейся плазмы и сопутствующих эффектов.

Как известно, большой вклад в микрофизические параметры атмосферы вносит аэрозоль нуклеационной моды ($d < 0,02$ мкм), поэтому нами была предпринята попытка определения размеров частиц, образующихся при взаимодействии лазерного излучения с крупнодисперсными аэрозольными частицами. Относительно механизма дробления частиц в поле мощного лазерного излучения в [14,17] высказано предположение, что неоднородность оптического поля внутри частицы приводит к ее разрушению и образованию более мелких осколков, в которых поле становится однородным. Кинограммы процесса фрагментации частицы реакторного графита можно найти в [15]. На установке, описанной в [16], нами были проведены исследования по определению размеров вторичных частиц. На кварцевую нить закреплялась углеродная частица размером порядка 500 мкм. При воздействии на нее импульса неодимового лазера ГОС-1001 с длиной волны 1,06 мкм и энергией в импульсе 500 Дж происходили процессы испарения и переконденсации с образованием мелких частиц, которые осаждались на подложку из медной фольги. Микрофотографии частиц, полученные с помощью электронного микроскопа, приведены на рис. 1, 2. Распределение частиц

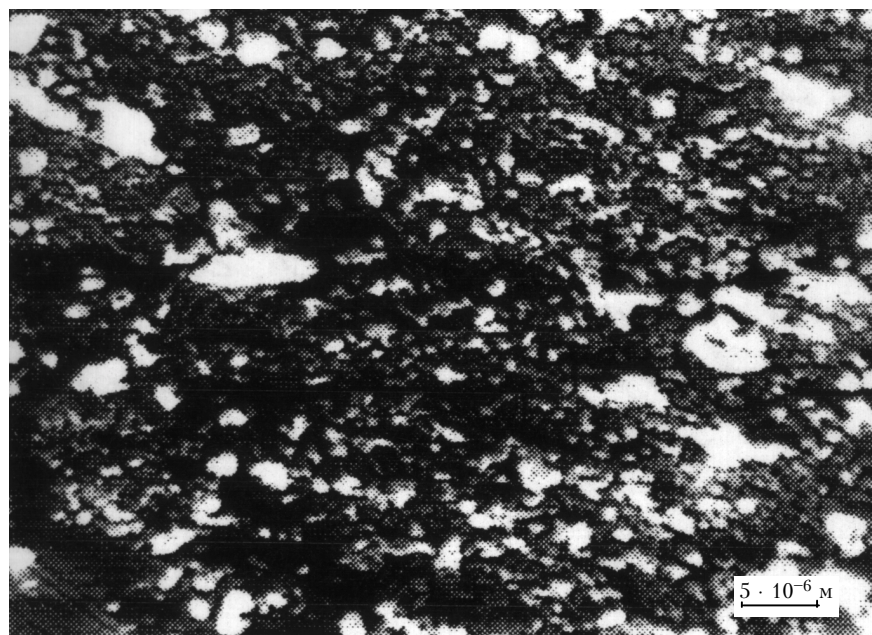


Рис. 1. Микрофотография углеродных частиц после воздействия лазерного луча (увеличение $\times 4000$; энергия в импульсе 500 Дж)

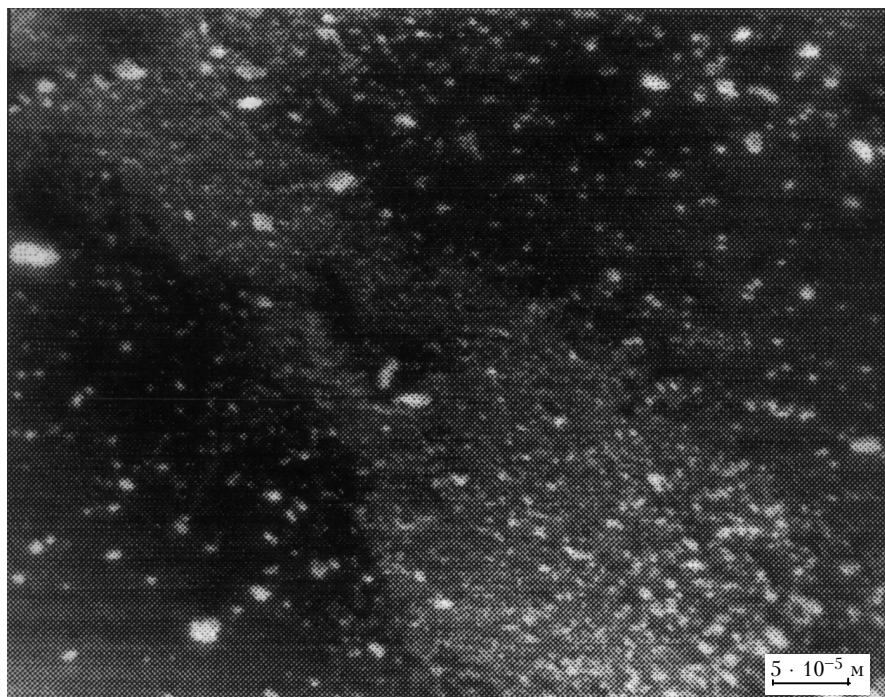


Рис. 2. Микрофотография углеродных частиц после воздействия лазерного луча (увеличение $\times 400$; энергия в импульсе 500 Дж)

по размерам (от 0,01 до 1,2 мкм, при наличии незначительной доли частиц более крупных размеров) показано на рис. 3. В экспериментах, проведенных

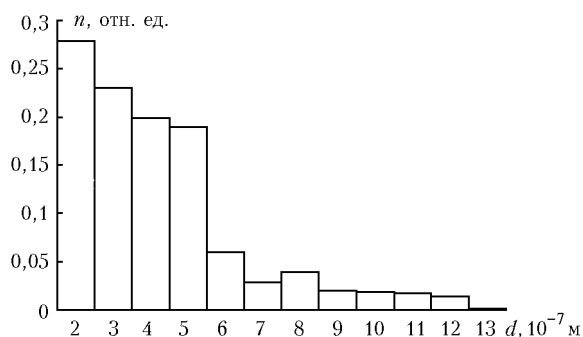


Рис. 3. Гистограмма распределения вторичных частиц по размерам. Энергия в импульсе лазерного излучения 500 Дж

с частицами графита размером порядка 200 мкм, дробления частиц обнаружено не было. Это можно объяснить тем, что за время инерционного удержания частиц графита в фокальной области происходит их полное испарение. Фрагментация частиц сажи объяснена в [15] тем, что вследствие высокой пористости частица не успевает полностью прогреться и распадается на мелкие осколки.

Для отдельной аэрозольной частицы завершающей стадией развития оптического разряда является движение фронта, отделяющего высокоионизованный газ от невозмущенного.

Скорость и механизм движения фронта определяются интенсивностью лазерного луча. На рис. 4 показана зависимость скорости фронта разряда от

энергии в лазерном импульсе. При измерении скорости фронта использовался спектральный метод.

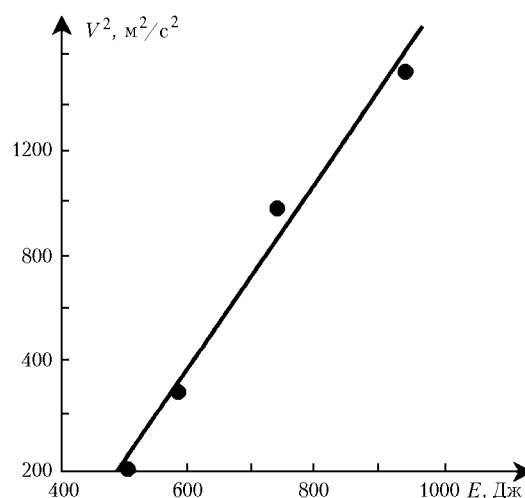


Рис. 4. Зависимость квадрата скорости движения фронта разряда от энергии в импульсе

Регистрация фронта плазмы проводилась с помощью ФЭУ с регистрацией свечения на линии кислорода с длиной волны 394 нм. Указанная линия выделялась при помощи монохроматора МУМ-2. Спектр регистрировался через отверстие в экране, расположенном на расстоянии 6 мм от фокальной области. Скорость фронта определялась по времени задержки сигнала, подаваемого на запоминающий осциллограф с ФЭУ, относительно запускающего импульса лазера. В связи с отсутствием приборов, позволяющих измерять мощность свыше 100 Вт, в нашем случае мощность излучения определялась

стандартным измерителем мощности, который устанавливался с обратной стороны воздействующего лазера и регистрировал излучение, проходящее через заднее зеркало, коэффициент отражения которого составляет 99,5%. Это излучение составляло 0,5% от выходного излучения лазера.

Результаты измерений показали, что зависимость квадрата скорости от энергии в импульсе аппроксимируется линейной функцией $V^2(E) = 3,69E - 746$. Выражение для скорости распространения разряда [18] имеет вид

$$V^2 = V_0^2(R - 1),$$

где $R = E/E_n$, E – энергия лазерного импульса, E_n – пороговое значение энергии; V_0 – константа, зависящая от параметров разряда. Из сопоставления выражений находим $V_0 = 41$ м/с, а пороговая энергия составляет 475 Дж.

Измерение концентрации электронов проводилось зондовым методом. Метод заключается в измерении тока заряженных частиц на зонд, помещенный в плазму. Нам, прежде всего, будут интересовать проводимость плазмы и связанная с ней концентрация электронов, а также флуктуации плазмы, время возникновения, существования и распада плазмы. Эту информацию можно получить, если воспользоваться методом двойного зонда. Для уменьшения погрешности измерений необходимо, чтобы расстояние между электродами в плазме было не меньше возмущенной зоны. В случае двойного зонда расстояние между электродами должно быть больше максимального прицельного параметра

$$P_{\max} \approx R_c(T_e/T_i),$$

где R_c – радиус слоя объемного заряда; T_e – температура электронов; T_i – температура ионов. Мерой протяженности объемного заряда может служить дебаевский радиус экранирования. В [12] показано, что отрыв температуры электронов от температуры ионов незначителен и, таким образом, можно считать отношение T_e/T_i равным 1 и найти минимальное расстояние между электродами, равное в наших опытах 0,005 м. Полученные осциллограммы показывают, что плазма возникает через 0,4 мс после начала импульса. Максимальная проводимость плазмы σ , зарегистрированная в экспериментах, равна $0,2 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$. Измеренному значению проводимости соответствует концентрация электронов $n_e = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Колебания поверхности плазменного канала индуцируют звуковую волну. Анализ осциллограмм сигнала с микрофона показывает, что в спектре звуковых колебаний присутствует регулярная компонента с характерной частотой порядка 10^4 Гц. Уровень звуковых возмущений сравнивался со стандартным уровнем звуковых колебаний той же частоты, создаваемых звуковым генератором. Измеренная таким обра-

зом амплитуда давления в звуковой волне составляет ≈ 100 Па на расстоянии 10 см от оси разряда.

В заключение можно отметить, что при исследованиях оптического разряда в воздухе при наличии поглощающей углеродной частицы обнаружено образование вторичных частиц, которые появляются в процессах фрагментации, перекоденсации и т.д., размеры которых 0,01–1,2 мкм. Найдена зависимость квадрата скорости фронта разряда от энерговклада в разряд. Зондовым методом определена электронная концентрация n_e , которая составляет $1,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Оценена амплитуда давления в звуковой волне.

1. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 184 с.
3. Сорокин Ю.М., Королев И.Я., Крикунова Э.М. Пороговые характеристики коллективного оптического пробоя в аэрозольной среде // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 12. С. 2464–2473.
4. Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М., Белов Н.Н., Букатый В.И. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
5. Захарченко С.В., Скрипкин А.М. Распространение лазерного излучения при возникновении длинной лазерной искры // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 10. С. 1935–1942.
6. Негин А.Е., Осипов В.П., Пахомов А.В. Оптический пробой в аэрозолях под действием импульсного излучения CO₂-лазера // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 11. С. 2208–2215.
7. Воробьев В.С., Хомкин А.Л. К теории пробоя атмосферных газов лазерным излучением вблизи металлической поверхности // Физ. плазмы. 1984. Т. 10. Вып. 5. С. 1025–1032.
8. Бункин Ф.В., Савранский В.В. Оптический пробой газа, инициируемый тепловым взрывом взвешенных микроскопических частиц // Ж. эксперим. и теор. физ. 1973. Т. 65. Вып. 6(12). С. 2185–2195.
9. Воробьев В.С. Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // Успехи физ. наук. 1993. Т. 163. Вып. 12. С. 51–83.
10. Вдовин В.А., Сорокин Ю.М. Газодинамические режимы аэрозольного микрофакела в световом поле // Ж. техн. физ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 319–325.
11. Борец-Первак И.Ю., Воробьев В.С. К определению порога пробоя газов, инициируемого взаимодействием лазерного излучения с частицами аэрозоля // Квант. электрон. 1993. Т. 20. № 3. С. 264–270.
12. Букатый В.И., Дейнес К.И., Тельнихин А.А. Экспериментальные исследования лазерной искры в режиме медленного горения // Оптика атмосфер. 1991. Т. 4. № 7. С. 753–756.
13. Букатый В.И., Соломатин К.В. Микроструктура аэрозоля, возникающего в процессе перекоденсации, при лазерном воздействии на углеродную частицу // Изв. Алтайск. госуниверситета. 1997. № 7. С. 41–44.
14. Белов Н.Н. Дробление частиц кварца в лазерном луче // Коллоид. ж. 1987. № 5. С. 987–990.
15. Дарьянов В.В., Краснопецев В.Н. Взаимодействие мощного лазерного излучения с твердым горючим аэрозолем // Взаимодействие мощного лазерного излучения с аэрозолем. Новосибирск, 1989. С. 3–8.
16. Букатый В.И., Гаскочка О.В. Генерация акустических

- возмущений при оптическом пробое воздуха излучением неодимового лазера // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 1. С. 43–45.
17. *Погодаев В.А., Рождественский А.Е.* Взрыв и оптический пробой слабо поглощающих водных аэрозолей в мощном световом поле // Ж. техн. физ. 1983. Т. 53. Вып. 8. С. 1541–1546.
18. *Букатый В.И., Тельнихин А.А.* Динамика хаоса и порядка в плазменно-радиационных системах. Барнаул: изд-во Алт. гос. ун-та, 1998. 123 с.

V.I. Bucaty, O.V. Gas'kova. **Experimental investigation of optical discharge plasma in air in the presence of an absorbing particles.**

The optical discharge in the air was investigated in the presence of an absorbing carbon particle under action of Nd-laser radiation with 1,06 μm wavelength. A formation of secondary particles with sizes from 0.01 up to 1,2 microns is revealed which occurs in the processes of recondensation. Based on microphotos, a histogramma of particle sizes distribution is constructed. The dependence of the front square speed on the energy is found. With the help of electric zond, the electrone concentration is determined. The pressure amplitude in a sound wave is appreciated.