

УДК 533.95

КОЛЛЕКТИВНЫЙ РЕЖИМ ЭВОЛЮЦИИ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В АЭРОЗОЛЬНОЙ СРЕДЕ*

В. А. Вдовин, Ю. М. Сорокин

С помощью численного моделирования исследуется коллективный режим аэрозольного оптического пробоя, обеспечивающий возникновение протяженной плазменной области в газодисперсной среде при аномально низких интенсивностях. На основе предложенной модели дано частичное решение обратной задачи динамики искры, что позволяет по хорошо контролируемым в эксперименте параметрам развитой плазмы пробоя указать условия на поверхности и вблизи аэрозольной частицы, в том числе, до образования плазменной микрообласти.

Как известно (см., например, [1, 2]), снижение порога пробоя в естественных условиях по сравнению со случаем чистого газа [3] связано, главным образом, с наличием аэрозольной фракции в зоне пробоя. Как впервые указывалось в [4], это же обстоятельство обуславливает возможность получения дискретных структур типа длинной лазерной искры [5-7], что получило прямое экспериментальное подтверждение в работе [8]. С присутствием адсорбированного аэрозоля можно связать ряд закономерностей плазмообразования на поверхности твердых тел [9]. Между тем единственной достаточно последовательно разработанной частной теоретической моделью аэрозольного пробоя остается до настоящего времени модель теплового взрыва [10] на отдельно взятой сильнопоглощающей частице, описывающая заведомо высокопороговые режимы оптического пробоя в газодисперсной среде. Попытку построения универсальной теории аэрозольного пробоя для широкого диапазона длин волн, длительностей и интенсивностей излучения, а также различных материалов, размеров и концентрации частиц [2] нельзя признать удовлетворительной ввиду различия физических процессов в аэрозольной искре в зависимости от перечисленных выше условий.

Предметом исследования в настоящей работе являются обнаруженные в [11, 12] аномально низкопороговые коллективные режимы пробоя, когда возникновение плазменного микрофакела на отдельно взятой аэрозольной частице не является достаточным условием плазмообразования во всем фокальном объеме. Формирование протяженной плазменной области возможно при этом за счет перекрытия соседних плазменных микрофакелов за время, меньшее времени их разогрева, и снижения тепловых потерь. Другими словами, в отличие от исследовавшихся ранее режимов [2, 9, 10, 13] аэрозольные частицы (или их пары) играют в этом случае не только роль «затравки» — их наличие является необходимым условием плазмообразования в оптическом поле на всех стадиях эволюции пробоя.

Задача об эволюции системы аэрозольных плазменных микрофакелов в оптическом поле подразумевает знание начальных и граничных условий на аэрозольной частице и, ввиду неоднозначности теоретических моделей процессов в самой частице и вблизи ее поверхности, в

* Предварительные результаты работы доложены на XV Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (Минск, 1981 г.).

настоящее время относится к числу математически некорректных. По этому для ее решения ниже используется предложенная в [14] для одиночного плазменного микрофакела численная методика обратной задачи динамики искры. Суть ее состоит в том, что на базе экспериментально обоснованных качественных предпосылок строится достаточно грубая многопараметрическая с варьируемыми начальными и граничными условиями математическая модель, позволяющая рассчитать основные этапы динамики искры. В классе полученных численных реализаций параметры модели оптимизируются методом последовательных приближений, исходя из адекватности получаемых результатов хорошо контролируемому экспериментом [12, 15-17] заключительному этапу развития искры*. Тем самым оказывается возможным по сравнительно небольшому набору экспериментально измеренных характеристик на основании полученных самосогласованных численных решений сделать достаточно определенные выводы как о динамике коллективного режима пробоя, так и об условиях на поверхности аэрозольной частицы при зарождении микрофакела, что позволяет, в принципе, оценить адекватность имеющихся теоретических моделей (см., например, [12]) начальных стадий аэрозольного пробоя.

1. Постановка задачи. В условиях [12, 15] имеем [14] следующую приближенную математическую модель, включающую уравнение теплопроводности с распределенными тепловыми источниками

$$\frac{C_p(T)B}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \kappa(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu(r, t)I, \quad (1)$$

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{2}{r}V + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (2)$$

граничные и начальные условия

$$T(R_0, t) = T_0, \quad V(R_0, t) = V_0, \quad J_a(0) = J_0.$$

Здесь T — температура, V — локальная скорость, C_p — теплоемкость, κ — теплопроводность модельной газовой среды, B — постоянная изобарного процесса, I — интенсивность светового поля, μ — коэффициент поглощения, определяемый легкоионизируемой аэрозольной компонентой, $V_0 = (0 \div 10^5)$ см/с и $T_0 = (3 \div 6) \cdot 10^3$ К — скорость и температура среды на границе раздела фаз, J_a — поток паров с аэрозольной частицы радиуса R_0 . Моделирование коллективного режима пробоя проводилось в рамках системы уравнений (1), (2) для «внутренней» аэрозольной частицы путем наложения граничных условий, симметричных относительно условной линии раздела $r_s \sim (1/2)N_a^{-1/3}$ двух соседних плазменных микрофакелов:

$$\partial T / \partial r |_{r=r_s} = 0. \quad (3)$$

Условие (3) является самосогласованным с рассматриваемой моделью, если конвективный вынос тепла из плазменной области мал по сравнению с диффузионным. Последнее обстоятельство подтверждается как данными экспериментов [12, 15], так и численными расчетами режимов эволюции одиночного микрофакела [14].

2. Режимы эволюции пробоя. Частичное решение обратной задачи динамики искры. Система (1), (2) не учитывает газодинамического взаимодействия воздушной и аэрозольной компонент. Последняя входит

* Экспериментальное изучение особенностей эволюции аэрозольной лазерной искры на начальных стадиях сталкивается с целым рядом трудностей.

сюда лишь через функцию $\mu(r, t)I$ тепловых источников. Определение самосогласованного пространственно-временного профиля аэрозольных паров $\rho_a(r, t)$, влияющего на вид функции $\mu(r, t)$, выполнено ниже методом обратной задачи динамики искры. Для этого мгновенное распределение плотности аэрозольной компоненты моделировалось функциями вида

$$\rho_a(r, t) = \gamma(t) r^{-k} \exp(-r/l(t)),$$

причем для определения параметра нормировки $\gamma(t)$ использовалось условие сохранения общей массы аэрозольных паров. Свободные же параметры $l(t)$ и k варьировались, с тем, чтобы установить адекватный эксперименту закон движения границы области аэрозольных паров и выяснить пределы применимости изобарной модели процесса. Как показали расчеты, уже при $k = 1$ большинство численных реализаций переходит в ударные за времена, меньшие наблюдаемого [12, 15] времени развития микрофакела (поэтому в основном варианте счета полагалось $k = 0$).

Для выяснения роли газодинамического взаимодействия компонент в рамках системы (1), (2) были использованы различные алгоритмы задания функции $l(t)$. Ниже обсуждаются два простейших. Первый из них ($l(t) = V_{\text{гп}} t$, $V_{\text{гп}} = \text{const}$) соответствует случаю пренебрежимо малого взаимодействия и описывает диффузионное растекание аэрозольных паров (диффузионная модель). Для феноменологического учета газодинамического взаимодействия компонент можно воспользоваться достаточно сильной зависимостью коэффициента диффузии D от температуры воздуха T при атмосферном давлении ($D \sim T^{3/2}$) и связать границу сильнопоглощающей области аэрозольных паров в каждый момент времени с точкой максимального градиента температуры, определяемой из системы (1), (2). Соответствующие численные реализации будут условно называться далее газодинамическими.

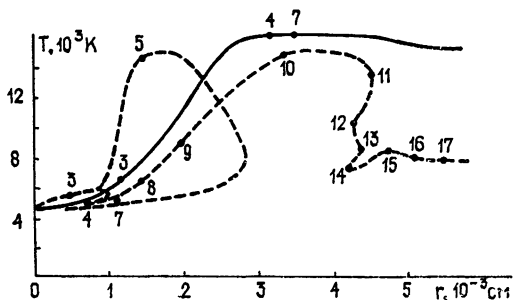


Рис. 1 Пространственно-временные траектории точки температурного максимума изолированного плазменного микрофакела для различных моделей взаимодействия аэрозольной и воздушной компонент (сплошная кривая — диффузионная модель, штриховая — газодинамическое взаимодействие). Последовательность моментов времени обозначена цифрами. Соответствующие им абсолютные значения t приведены в табл. 1

Как в той, так и в другой модели основные характеристики развития микрофакела для указанных в [12, 15] экспериментальных условий* остаются примерно одинаковыми: $T_{\text{max}} = (1 \div 1,5) \cdot 10^4$ К, время развития микрофакела $\tau \sim 10^{-5}$ с, характерный размер плазменной микрообласти $r \sim 10^{-2}$ см, средняя скорость движения границы аэрозольных паров $V = (1 \div 10)$ м/с, что согласуется с данными экспериментов, положенных в основу математической модели. Однако локальная динамика микрофакела оказывается существенно различной. Особенности развития микрофакела в том и другом случае хорошо прослеживаются на рис. 1, где штрихами показаны пространственно-временные траектории области с максимальной температурой в газодинамической модели,

* Корундовый аэрозоль со средним радиусом частиц $a = 20$ мкм в сфокусированном пучке неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации при интенсивности $I \sim 10^6 \div 10^7$ Вт/см². Потенциал ионизации аэрозоля E_i принимает значения: $E_i = 5$ эВ (рис. 1), $E_i = 6$ эВ (рис. 2), $E_i = 3, 4$ эВ (рис. 3).

сплошными кривыми — в диффузионной. Как видно из рис. 1, при существенном газодинамическом взаимодействии аэрозольной и воздушной компонент возможны квазипериодические режимы движения области с максимальной температурой, не возникающие при диффузионном растекании паров. Другими словами, наличие экспериментальных данных по пространственно-временной структуре плазменного микрофакела с достаточным разрешением позволит на этой основе сделать выводы о характере поведения аэрозольных паров вблизи поверхности частиц.

Таблица 1 (к рис. 1)

№	3	4	5	6	7	8	9
t , мкс	4,5	8,4	8,6	8,7	8,8	48,4	48,6

Продолжение таблицы

10	11	12	13	14	15	16	17
48,7	48,8	48,9	49,1	49,7	51,5	56,5	69,4

В большинстве численных реализаций, в которых отмечается эффективный разогрев изолированного микрофакела, максимальные размеры микрообласти с температурой, превышающей температуру поверхности аэрозольной частицы, примерно на порядок больше ее радиуса R_0 . (То же соотношение наблюдается в эксперименте для видимых размеров микрофакела.) Это позволяет грубо оценивать неobservable размеры для развития коллективного режима пробоя пороговые размеры и концентрацию аэрозольных частиц.

Особенности коллективного режима пробоя иллюстрируются рис. 2, где для сравнения пунктиром показаны температурные профили изолированного микрофакела при тех же начальных условиях. Видно, что образование устойчивой (за времена порядка 10^{-4} с) плазменной области, как правило, сопровождается некоторым уменьшением ее максимальной температуры по сравнению со случаем одиночного микрофакела. Физически это обстоятельство может быть объяснено указанной выше зависимостью коэффициента диффузии аэрозольных паров от температуры и связанным с этим более быстрым растеканием сильнопоглощающей аэрозольной компоненты в ансамбле испаряющихся частиц.

Увеличение концентрации аэрозольных частиц N_a при прочих равных условиях ведет к повышению максимальной температуры искры и уменьшает время формирования равномерно прогретой плазменной области (рис. 3).

Таким образом, даже проведенный выше весьма приближенный учет взаимодействия соседних плазменных очагов позволяет предсказать основные особенности коллективного режима аэрозольного оптического пробоя, в частности, снижение пороговой интенсивности пробоя

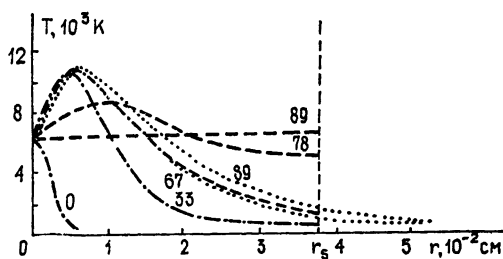


Рис 2. Температурные профили области низкопорогового аэрозольного пробоя (пунктир — изолированный микрофакел, штрихи — коллективный режим, $N_a = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Абсолютные значения t в микросекундах проставлены у соответствующих кривых. Газодинамическая модель.

при достаточно высокой концентрации N_a аэрозольных частиц. Так, в условиях [12, 13] при концентрации $N_a \sim 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$ необходимая для развития коллективного режима пробы расчетная интенсивность составляет $I \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$, что согласуется с экспериментальными данными.

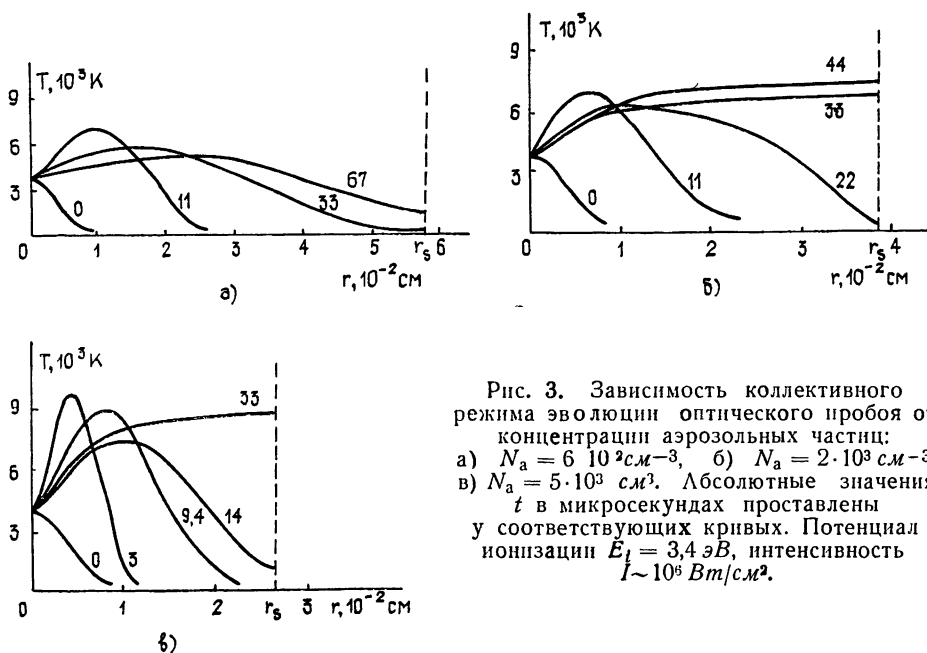


Рис. 3. Зависимость коллективного режима эволюции оптического пробы от концентрации аэрозольных частиц: а) $N_a = 6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, б) $N_a = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, в) $N_a = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Абсолютные значения t в микросекундах проставлены у соответствующих кривых. Потенциал ионизации $E_i = 3,4 \text{ эВ}$, интенсивность $I \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$.

Из теоретических соображений можно ожидать, что максимальная температура искры определяется, в основном, положением максимума функции $\mu(T)$ на температурной шкале, которое, в свою очередь, зависит от потенциала ионизации E_i вещества аэрозоля. Снижение E_i ведет к смещению максимума функции $\mu(T)$ в область более низких температур при одновременном уменьшении его абсолютной величины. Другими словами, для вещества с более низким потенциалом ионизации эффективный разогрев микрофакела происходит при меньшей температуре поверхности T_0 , большем относительном расходе массы аэрозольной частицы δm_a и ограничивается меньшими максимальными значениями T_{\max} . Эти выводы подтверждаются приведенными выше результатами численных расчетов (ср. рис. 2 и 3), а также данными табл. 2, где указаны значения относительной массы аэрозольных паров δm_a^* , необходимой для разогрева микрофакела до температур $T_{\max} \gtrsim 1,1 \cdot T_0$, при интенсивности $I \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$.

С физической точки зрения естественно предположить, что в условиях низкотемпературного аэрозольного пробы температура поверхности T_0 близка к температуре кипения вещества аэрозоля $T_{\text{кип}}$, а пороговая интенсивность пробы существенно зависит от отношения $E_i/kT_{\text{кип}}$, где k — постоянная Больцмана. Применительно к рассмотренному выше случаю корундового аэрозоля с учетом результатов численного моделирования отсюда следует, что при $T_0 = T_{\text{кип}} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ К}$ и $I \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$ для эффективного разогрева микрофакела в системе должны идти процессы с эффективным потенциалом ионизации $E_i = 3,4 \text{ эВ}$ (см. рис. 3).

* Результаты численного анализа позволяют также оценить необходимые для развития коллективного режима пробы значения потока аэрозольных паров с поверхности частицы (для описанного выше корундового аэрозоля $J_a \sim 10^{-3} \text{ г/с}$ при $V_0 = 10^5 \text{ см/с}$).

$T_0, 10^3 \text{ K}$	$E_i, \text{ эВ}$	$\delta m_a^*, \%$
3,3	3,4	10
3,3	4	15
3,8	4	10
3,8	5	85
4,8	5	1,5
4,8	6	10
5,3	5	1
6,3	6	0,8

Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом.

Во-первых, на основе достаточно простой математической модели удалось оценить необходимые для перехода пробоя в коллективный режим пороговые значения характеристик системы ($I, N_a, R_0, J_a, \delta m_a, E_i$), а также рассмотреть основные особенности эволюции этой специфически низкороговой формы аэрозольного пробоя (газодинамику аэрозольной и воздушной компонент, динамику температурного профиля плазменной области и ее связь со свойствами вещества аэрозоля). Во-вторых, на базе экспериментально измеренных характеристик развитой искры была проведена оптимизация параметров математической модели пробоя и выполнен отбор соответствующих реальным условиям граничных и начальных условий ($T_0, J_a, V_0, \partial T / \partial r|_{r=r_0}$). Другими словами, получено частичное решение обратной задачи динамики искры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков В. А., Григорьев Ф. В., Калиновский В. В., Кормер С. Б., Лавров Л. М., Маслов Ю. В., Урлин В. Д., Чудинов В. П. — ЖЭТФ, 1975, **69**, № 1(7), с. 115.
2. Smith D. C. — J. Appl. Phys., 1977, **48**, № 6, p. 2217.
3. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов — М.: Наука, 1974; УФН, 1980, **132**, № 3, с. 549.
4. Сорокин Ю. М., Степанов Н. С. Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде — М.: Гидрометеоиздат, 1978, с. 306.
5. Басов Н. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. — ДАН СССР, 1967, **173**, № 3, с. 538.
6. Hagen W. F. — J. Appl. Phys., 1969, **40**, № 2, p. 511.
7. Парфенов В. А., Пахомов Л. А., Петрунькин В. Ю., Подлевский В. А. — Письма в ЖТФ, 1976, **2**, № 16, с. 731.
8. Захарченко С. В., Синтюрин Г. А., Скрипкин А. М. Письма в ЖТФ, 1980, **6**, № 17, с. 1065.
9. Weyl G., Pirri A., Root R. — AIAA J., 1981, **19**, № 4, p. 460.
10. Бупкин Ф. В., Савранский В. В. — ЖЭТФ, 1973, **65**, № 6(12), с. 2183.
11. Вдовин В. А., Захарченко С. В., Коломнец С. М., Скрипкин А. М., Сорокин Ю. М. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1978, **2**, с. 159.
12. Вдовин В. А., Захарченко С. В., Скрипкин А. М., Сорокин Ю. М. Труды института экспериментальной метеорологии — М.: Гидрометеиздат, 1981, вып. 26(99), с. 69.
13. Edwards A. L., Fleck I. A. — J. Appl. Phys., 1979, **50**, № 6, p. 4307.
14. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. — ЖТФ, 1981, **51**, № 7, с. 1449.
15. Захарченко С. В., Коломнец С. М., Скрипкин А. М. — Письма в ЖТФ, 1977, **3**, № 24, с. 1339.

16. Королев И. Я., Кособурд Т. П., Крикунова Э. М., Сорокин Ю. М. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн — М.: Наука, 1981, 2, с. 179.
17. Королев И. Я., Кособурд Т. П., Крикунова Э. М., Сорокин Ю. М. ЖТФ, 1983, 53, № 8, с. 1547

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
29 июня 1982 г.,
после доработки
24 февраля 1983 г.

THE COLLECTIVE REGIME OF OPTICAL BREAKDOWN PLASMA EVOLUTION IN AEROSOLE MEDIUM

V. A. Vdovin, Yu. M. Sorokin

The collective regime of optical breakdown plasma evolution, making possible the appearance of the extended plasma region in the gas-dispersed medium at anomalously low intensities is studied by means of the numerical simulation. The particular solution of the inverse problem of spark dynamics is given on the basis of the suggested model according to the well-controlled experimental data of the developed breakdown plasma, which allows one to know the conditions on the surface and near an aerosole particle, particularly for the stages before the emergence of the plasma microregion.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Бароне А., Патерно Ж. Эффект Джозефсона: физика и применения: Пер. с англ — М.: Мир, 1984 (III кв) — 37 л

Монография подводит итог 20-летнему этапу исследований эффекта Джозефсона и описывает не только осуществленные приложения, но и анализирует дальнейшие перспективы использования джозефсоновских структур. Особое внимание обращено на теоретические вопросы, которые наиболее интересны и полезны при анализе экспериментальных результатов. Рассмотрены достижения в технологии создания джозефсоновских контактов, применение эффекта для измерения сверхслабых полей, создания эталонов напряжения и т. д., подробно анализируются возможности джозефсоновского контакта как элемента памяти или логического элемента в ЭВМ.

Для физиков и инженеров, работающих в области сверхпроводимости и криоэлектроники.

Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. — 4-е изд., испр. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984 (II кв) — 35 л.

В книге последовательно излагается теория взаимодействующих квантованных полей с единой точки зрения. В значительной мере книга построена на оригинальных работах авторов, являющихся крупнейшими специалистами в данной области.

3-е издание вышло в 1975 г

Для студентов и научных работников, изучающих теоретическую физику.

Адамс М. Дж. Введение в теорию оптических волноводов: Пер с англ — М.: Мир, 1984 (II кв). — 34,5 л

Монография учебного характера содержит вводный курс в теорию оптических волноводов, применяемых в волоконно-оптических линиях связи и интегральной оптике. Излагается теория волноводов с проводящими границами и диэлектрических волноводов различных конфигураций. Большое внимание уделяется градиентным световодам и приближенным методам расчета полей в них. Эффективность изложенных теоретических методов иллюстрируется на таких примерах, как гетероструктурные лазеры с полосковой геометрией, различные волноводные структуры для интегральной оптики, полые диэлектрические резонаторы для волноводных лазеров, дисперсия в одномодовых и многомодовых волокнах и т. д.

Для научных работников, инженеров, аспирантов и студентов, специализирующихся в области квантовой электроники и оптической связи.