

В. И. Мажукин, А. А. Углов, Б. Н. Четверушкин

ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЯ ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ МИШЕНИ

Исследованы условия возникновения и развития лазерной плазмы вблизи металлической поверхности в среде азота при давлениях 1—140 атм. В опытах использовался неодимовый лазер ($\lambda=1,06$ мкм), работающий в пиковом режиме со средней плотностью мощности $G=1—10$ МВт/см². Численно исследованы особенности оптического пробоя молекулярного азота в диапазоне давлений 10—200 атм. Дается теоретическая интерпретация экспериментальных данных на основе результатов численного моделирования.

1. Введение

Низкотемпературная лазерная плазма обычно используется для решения задач современной техники и технологии при давлениях окружающей газовой среды, как правило, не превышающих 1 атм. Серии экспериментов [1, 2] с лазерной плазмой, образующейся вблизи металлических поверхностей при высоких давлениях окружающей среды, показали, что плазма в этих условиях обладает рядом интересных особенностей и может быть использована для упрочнения материалов [1, 3, 4]. В связи с этим большую актуальность приобретают вопросы детального анализа основных закономерностей развития лазерной плазмы. Повышенный интерес вызывают начальные стадии развития, в частности стадия оптического пробоя газа, определяющие дальнейший характер взаимодействия излучения с веществом.

Оптической пробой газов давно является объектом всестороннего изучения. Необходимо отметить, что явление пробоя газа лазерным излучением характеризуется протеканием большого числа кратковременных взаимобусловленных и взаимосвязанных процессов, что и вызывает основные трудности его изучения [5, 6].

Экспериментально установлено, что явление пробоя носит пороговый характер как по интенсивности, так и по давлению газа [7]. Кроме того, существенное влияние на характер развития пробоя оказывают внешние электрические и магнитные поля [8, 9], а также параметры лазерной системы, такие как частота и длительность импульса [10], радиус пятна фокусировки [11], род газа и наличие в нем примесей и частиц [12, 13].

К настоящему времени сложились представления о двух механизмах оптического пробоя. В основу одного из них положено явление многофотонной ионизации [14]. Другой механизм, предложенный Зельдовичем и Райзером [15], основывается на развитии электронной лавины. В зависимости от диапазона и интенсивности оптического излучения проявляется доминирующее значение одного из механизмов: лавинной ионизации в плотных газах ($p \geq 1$ атм) при малой плотности лазерного излучения (~ 1 ГВт/см²), многофотонной ионизации при низких давлениях ($p \ll 1$ атм) и высоких интенсивностях излучения (~ 100 ГВт/см²). Существует также

ряд сложных явлений, когда оба механизма проявляются одновременно или последовательно сменяют друг друга [5].

Помещение твердой мишени в фокальную плоскость приводит к резкому снижению пороговых значений интенсивности излучения [16, 17], поскольку взаимодействие лазерного излучения с веществом конденсированной среды, характеризующееся большим разнообразием явлений, приводит к появлению ряда факторов, способствующих пробоя и облегчающих его развитие. К таким факторам относятся испарение вещества мишени [17, 18], термоэмиссия электронов и ионов [19, 20], генерация ударных волн при интенсивном испарении и механическом разрушении поверхности [21, 22] и др.

Процесс оптического пробоя газов практически во всех условиях характеризуется наличием большой концентрации химически активных частиц, возбужденных атомов и молекул, ионов и др., причем большинство столкновительных реакций протекает в условиях сильной неравновесности системы. При этом связь между характеристиками химической кинетики и параметрами гидродинамики и переноса может быть весьма сложной. В связи с этим не следует возлагать больших надежд на сильно упрощенные модели и оценочные расчеты.

Более правильный путь исследования таких систем заключается в реалистическом учете всех трудностей с помощью разработки достаточно полных математических моделей и последующего численного решения их на ЭВМ.

С учетом того, что пробой газа с последующим развитием плазменных образований под влиянием лазерного излучения является непрерывным процессом, а также с учетом реальных возможностей современных ЭВМ целесообразно процесс изучения эволюции лазерной плазмы условно разбить на три стадии. Первая — рассмотрение пробоя холодного газа лазерным излучением на уровне элементарных реакций. На этой стадии рассматриваются процессы химической кинетики и переноса. Гидродинамические процессы отсутствуют, так как температура газа еще невысока.

Вторая стадия — формирование плазменного сгустка (облака), мало прозрачного для лазерного излучения. Учитывается начальная стадия газодинамического развития плазмы. Столкновительные реакции в ряде случаев, в зависимости от величины давления и интенсивности, опускаются.

Третья стадия — квазистационарное распространение плазменных рядов — исследовалась в [5, 6].

В настоящей работе на основе экспериментального материала и с помощью методов численного моделирования изучаются процессы первой стадии развития плазмы: пробоя молекулярного азота вблизи молибденовой поверхности лазерным излучением с $\lambda=1,06$ мкм в широком диапазоне давлений $p=10\text{--}200$ атм при малых потоках лазерного излучения $G_0=10^7\text{--}10^9$ Вт/см². При этом основное внимание уделяется численному моделированию процесса.

2. Эксперимент

В опытах использовался неодимовый лазер ($\lambda=1,06$ мкм), работающий в пиковом режиме с длительностью импульса $\tau_{\text{л}}\approx 0,5\text{--}0,8$ мс и энергией до 50 Дж. Средняя за импульс интенсивность излучения G_0 в фокальном пятне радиусом $r_{\text{ф}}\approx 250\text{--}300$ мкм на поверхности мишени составляла ~ 10 МВт/см². В отдельных пиках длительностью ~ 1 мкс плотность потока превышала $G_0\approx 100$ МВт/см².

Схема проведения экспериментов приведена в [1]. Лазерное излучение вводится в камеру высокого давления, наполняемую азотом, содержание примесей в котором составляло: $O_2 \leq 10^{-3}\%$, влаги ≤ 5 мг/см³, $H_2 \leq 10^{-3}\%$, углерод-содержащие в сумме не более $10^{-3}\%$. Камера перед экспериментом

неоднократно промывалась азотом. Излучение фокусировалось линзой находящейся в камере, на поверхность молибденовой пластины толщиной ~ 2 мм. Протекающие в камере процессы регистрировались с помощью скоростного фоторегистратора СФР-1, работающего в режиме луны времени.

Данные экспериментов показывают, что характер взаимодействия лазерного излучения с мишенью существенно зависит от давления азота в камере, причем увеличение загрязненности газа по сравнению с исходной в несколько раз существенного влияния на воспроизводимость наблюдаемых явлений не оказывало. При каждом давлении опыты производились 5—6 раз.

При воздействии излучения на молибденовую мишень при давлении азота 1 атм в пластине образуется сквозное отверстие диаметром $\sim 0,8$ мм. Факел выброшенного вещества имеет малую светимость. Диаметр его мал, а длина $\sim 1,6$ см.

Увеличение давления до 10 атм приводит к образованию в мишени сквозного отверстия меньшего диаметра ($\sim 0,5$ мм). По краям отверстия на поверхности пластины имеется «корона» из закристаллизовавшегося металла. Фоторегистрограмма процесса показывает, что с поверхности мишени идет интенсивное испарение вещества. Примерно через 0,3 мс от начала импульса в парах мишени происходит пробой и яркость факела достигает своего максимума. Размер зоны термического воздействия вокруг отверстия в пластине $\sim 1,4$ мм.

При повышении давления до 30 атм вынос материала мишени заметно снижается. Вместо сквозного отверстия на мишени появляется неглубокий кратер. Скорость движения фронта плазмы ~ 10 м/с. Форма факела близка к цилиндрической с максимальным диаметром $\sim 0,6$ и высотой ~ 1 мм. Плазменный сгусток образуется над поверхностью примерно через 0,1 мс.

Увеличение давления азота до 50 атм приводит к образованию на поверхности мишени зоны воздействия черного цвета с областью оплавления в центре. Вынос вещества незначителен, диаметр зоны воздействия $\sim 0,5$ мм. Над поверхностью образуется плазменный сгусток с четко очерченными границами, на фронте которого имеется ярко светящаяся область.

В диапазоне давлений 60—90 атм оплавление практически отсутствует, а диаметр зоны воздействия 0,4—0,5 мм. Рост давления азота приводит к сфероидизации плазменного сгустка. Образование плазменного сгустка происходит примерно через 30—50 мкс после начала воздействия излучения.

При давлениях свыше 100 атм следы оплавления практически отсутствуют. Зона термического воздействия отличается по цвету от остальной поверхности, ее диаметр $\sim 0,3$ мм. Светимость фронта плазмы наивысшая по сравнению с остальной частью облака. Через 200 мкс наиболее яркая область перемещается в середину сгустка и до конца импульса светимость ее остается выше периферийной. Скорость распространения плазменного фронта ~ 5 м/с.

Таким образом, эксперименты показывают, что в области давлений азота свыше 60 атм образование плазмы происходит в условиях, когда процессы испарения существенно подавлены и пары молибдена не могут играть решающей роли в механизме пробоя газа.

3. Теоретический анализ и обсуждение результатов

В основу физической модели пробоя положен механизм термоэмиссии электронов с поверхности молибденовой пластины и развития электронно-ионной лавины в плотном газе под влиянием лазерного излучения. Высокое давление окружающей среды уменьшает диффузию электронов и «сдвигает» температуру кипения металла в более высокую область. В результате при высоких давлениях поверхность мишени, нагретая до высоких температур, еще не разрушается, но вблизи поверхности имеется достаточно высокая

концентрация электронов, величина которой определяется эмиссионными свойствами мишени и потенциалом пространственного заряда. Попадая в газ, термоэлектроны набирают энергию, необходимую для ионизации нейтральной частицы, за счет тормозного поглощения лазерного излучения в поле ионов и нейтралов. В дальнейшем развитие лавины происходит по классическим представлениям [15].

Первые попытки численного моделирования по предлагаемой физической модели [23] показали принципиальную возможность развития лавины для давления 100 атм и интенсивности лазерного излучения свыше 100 МВТ/см².

Выполним численное исследование условий и особенностей развития оптического пробоя молекулярного азота в широком диапазоне давлений и, сравнивая результаты с экспериментальными данными, определим пределы применимости предлагаемых физико-химических и математических моделей.

Развитие электронной лавины в молекулярных газах характеризуется сложной кинетикой столкновительных реакций. В данной модели рассматриваются процессы химической кинетики и переноса, протекающие параллельно в атомарной и молекулярной составляющих газа.

Учитывались следующие реакции, протекающие в азоте: электронное возбуждение и девозбуждение атомов и молекул электронным ударом $N + e \rightleftharpoons N^* + e$, $N_2 + e \rightleftharpoons N_2^* + e$, колебательное возбуждение молекул электронным ударом $N_2 + e \rightarrow N_2^{\times} + e$ термическая диссоциация и диссоциация электронным ударом $N_2 + N_2 \rightarrow 2N + N_2$, $N_2 + e \rightarrow 2N + e$, реакции ассоциации $N_2 + 2N \rightarrow N_2^{\times} + N_2$, $N + 2N \rightarrow N_2^{\times} + N$, ионизация атомов и молекул из основного и возбужденного состояний и их трехчастичная рекомбинация $N + e \rightleftharpoons N^+ + 2e$, $N^* + e \rightleftharpoons N^+ + 2e$, $N_2 + e \rightleftharpoons N_2^+ + 2e$, $N_2^* + e \rightleftharpoons N_2^+ + 2e$, ассоциативная ионизация атомов $N + N \rightarrow N_2^+ + e$, диссоциативная рекомбинация $N_2^+ + e \rightarrow 2N$, $N_3^+ + e \rightarrow 3N$, $N_4^+ + e \rightarrow 2N_2$. Из процессов переноса учитывались диффузия и дрейф в электрическом поле пространственного заряда заряженных частиц N_e , N_i^+ (выражения для J_i^+ , J_e), теплопроводность электронного газа и тяжелых частиц, описываемых диффузионными членами $\frac{\partial}{\partial x} \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial x} \kappa_g \frac{\partial T_g}{\partial x}$.

Перечисленные реакции описываются уравнениями химической кинетики (1)—(9) (см. ниже). Более подробное описание столкновительных реакций и их коэффициенты скорости приведены в [24]. Анализ столкновительных реакций показал, что коэффициенты скорости являются функциями трех температур: поступательных температур электронов T_e , тяжелых частиц T_g и колебательной температуры молекул T_k . Поэтому система уравнений кинетики дополняется тремя уравнениями баланса энергии (10)—(12). Учет неупругих потерь энергии электронов в молекулярной составляющей газа производился с помощью экспериментального коэффициента $\delta(\mathcal{E})$ [25], показывающего, во сколько раз суммарные потери энергии электронов при неупругих столкновениях больше, чем при упругих. Поле пространственного заряда описывается уравнением Пуассона (13).

Окончательно математическая постановка задачи в одномерном трехтемпературном приближении имеет вид

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = - (k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - (k_2^* N_2 - \beta_2^* N_2^*) N_e - (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+) N_2 - \\ - (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+) N_2 - k_d N_2 N_e - (k_d N_2 - k_a N^2) N_2 + k_a N^3 + 2\alpha_4 N_4^+ N_e; \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_2^*}{\partial t} = (k_2^* N_2 - \beta_2^* N_2^*) N_e - (k_2^{*+} N_2^* - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - k_d N_2^* N_e; \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_2^+}{\partial t} = (k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e + (k_2^{*+} N_2^* - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e - (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+) N_2 - \alpha_2 N_2^+ N_e + k_\alpha N N - \frac{\partial j_2^+}{\partial x}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_4^+}{\partial x} = (k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+) N_2 - \alpha_4 N_4^+ N_e - \frac{\partial j_4^+}{\partial x}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = k_d^e N_2 N_e + (k_d (N_2 + N_2^*) - k_a N^2) N^2 - k_a^a N^3 - (k^+ N - \beta^+ N^+ N_e) N_e - (k^* N - \beta^* N^*) N_e - k_\alpha N N + 2\alpha_2 N_2^+ N_e + 3\alpha_3 N_3^+ N_e; \quad (5)$$

$$\frac{\partial N^*}{\partial t} = (k^* N - \beta^* N^*) N_e - (k^{*+} N^* - \beta^+ N^+ N_e) N_e; \quad (6)$$

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = (k^+ N - \beta^+ N^+ N_e) N_e + (k^{*+} N^* - \beta^+ N^+ N_e) N_e - (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+) N_2 - \frac{\partial j^+}{\partial x}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial N_3^+}{\partial t} = (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+) N_2 - \alpha_3 N_3^+ N_e - \frac{\partial j_3^+}{\partial x}; \quad (8)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = (k_2^+ N_2 - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e + (k_2^{*+} N_2^* - \beta_2^+ N_2^+ N_e) N_e + (k^+ N - \beta^+ N^+ N_e) N_e^+ + (k^{*+} N^* - \beta^+ N^+ N_e) N_e + (k_\alpha N N - \alpha_2 N_2^+ N_e) - \alpha_3 N_3^+ N_e - \alpha_4 N_4^+ N_e - \frac{\partial j_e}{\partial x}; \quad (9)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (N_e T_e) = \left(\frac{4\pi e^2 G}{mc (\omega^2 + \nu_{\Phi}^2)} - \frac{3}{2} \delta \lambda (T_e - T_g) \right) (\nu_{ei} + \nu_{en}) N_e + \left(\frac{4\pi e^2 G}{mc (\omega^2 + \nu_{\Phi}^2)} - 3\lambda (T_e - T_g) \right) (\nu_{ei}^a + \nu_{en}^a) N_e - I^+ (k^+ N - \beta^+ N^+ N_e) N_e - I^* (k^* N - \beta^* N^*) N_e - I^{*+} (k^{*+} N^* - \beta^+ N^+ N_e) N_e + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_e \frac{\partial}{\partial x} T_e; \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_g T_g) = \lambda (T_e - T_g) (\nu_{ei} + \nu_{en}) N_e + 2\lambda (T_e - T_g) (\nu_{ei}^a + \nu_{en}^a) N_e + T_g ((k_4^c N_2^+ N_2 - \beta_4^c N_4^+) N_2 + (k_3^c N^+ N_2 - \beta_3^c N_3^+) N_2) + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_g \frac{\partial}{\partial x} T_g; \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_2 T_\kappa) = \hbar \omega_\kappa k^\times N_2 N_e - I_d ((k_d N_2 - k_a N^2) N_2 - k_a^a N^3); \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{e}{\xi} \left(N_e - \sum_{i=1}^4 N_i^+ \right); \quad E = -\text{grad } U; \quad (13)$$

$$J_e = e\mu_e N_e E + eD_e \text{grad } N_e;$$

$$J_i^+ = e\mu_i N_i^+ E - eD_i \text{grad } N_i^+;$$

$$\lambda = m/M; \quad N_g = (N + N^* + N_2 + N_2^* + N^+ + N_2^+ + N_3^+ + N_4^+);$$

$$\nu_{\Phi} = (\nu_{en} + \nu_{ei}); \quad \beta^{*+} = \beta^+.$$

На левой границе $x=0$ задавались температура поверхности и термоэлектронный поток:

$$D_e \frac{\partial N_e}{\partial x} = B T^2 \exp \left(-\frac{\Phi + \Phi_i}{T} \right), \quad \sum_{i=1}^4 N_i^+ = 0,$$

$$T = \frac{2G_n}{\lambda} \left(\frac{at}{\pi} \right)^{1/2}, \quad U = 0.$$

На правой границе $x=L$ граничные условия задавались в виде соотношений, связывающих потоки с их функциями:

$$D_e \frac{\partial N_e}{\partial x} = -\frac{1}{2} v_e N_e, \quad D_i \frac{\partial N_i^+}{\partial x} = -\frac{1}{2} v_g N_i^+,$$

$$\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} = -\frac{1}{2} v_e N_e T_e, \quad \kappa_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = -\frac{1}{2} v_g N_g T_g,$$

$U = 0$.

Здесь приняты следующие обозначения: $N, N^*, N_2, N_2^*, N_2^{\times}, N^+, N_2^+, N_3^+, N_4^+, N_e$ — концентрации заряженных и нейтральных частиц; k, α — коэффициенты скорости прямых реакций; β — коэффициенты скорости обратных реакций; $\omega = 2\pi\nu$ — частота лазерного излучения; G_n — поглощаемая поверхностью доля лазерного излучения; $G = (1+R)G_0$; v_e, v_g — тепловые скорости электронов и тяжелых частиц; $v_{en}^a, v_{ei}^a, v_{en}, v_{ei}$ — частоты столкновений атомарного иона или нейтрала (индекс a) и молекулярного иона или нейтрала с электроном; D_e, D_i, μ_i, μ_e — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и ионов; κ_e, κ_g — коэффициенты теплопроводности электронов и тяжелых частиц; a, λ — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности молибдена; ϕ — работа выхода; $\phi_1 = eU$ — дополнительная работа выхода, создаваемая полем пространственного заряда; U, E — потенциал и напряженность электрического поля; $R = 0,2$ — коэффициент отражения.

Для численного решения системы (1)–(13) использовалась методика [26]. Численное моделирование оптического пробоя проводилось в диапазоне давлений 10–200 атм при интенсивности лазерного излучения $G_0 = 0,9$ ГВт/см².

Рассмотрим общую схему развития пробоя для давления азота 100 атм (рис. 1, 2).

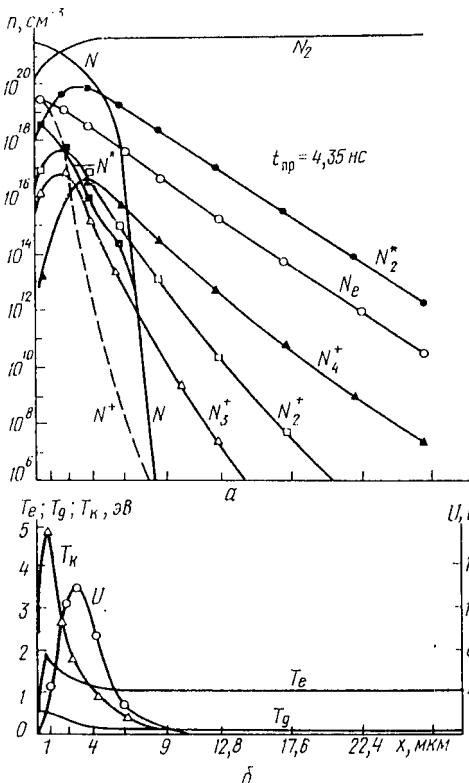


Рис. 1

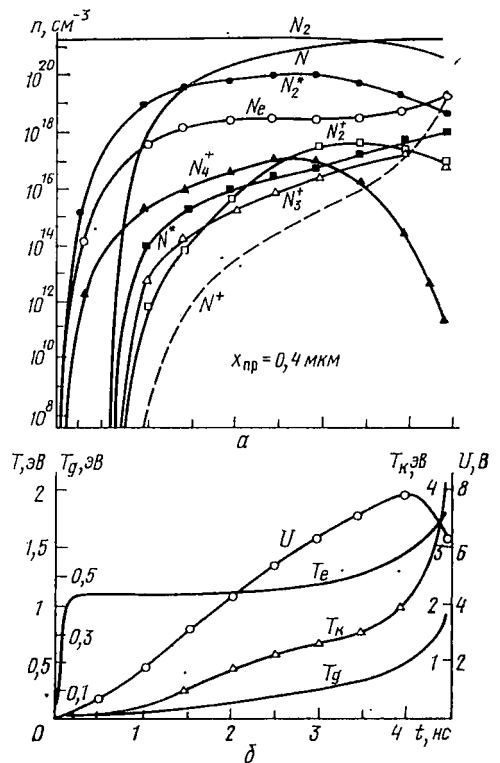


Рис. 2

Под оптическим пробоем понимается такое состояние вещества, когда в некоторой локальной области резко возрастает электронная температура T_e , вызывая лавинообразную ионизацию и, как следствие, повышение температуры тяжелых частиц T_g . Образуется локальная область интенсивного поглощения лазерного излучения.

При нормальных условиях азот прозрачен для лазерного излучения с энергией кванта $h\nu=1,17$ эВ и весь поток падает справа на поверхность мишени. Часть потока RG_0 при этом отражается, а остальная $G_n=(1-R)G_0$ поглощается. С поверхности мишени начинается термоэмиссия. Электроны в упругих столкновениях с молекулами газа за время $t\approx 0,2$ нс набирают в поле излучения лазера энергию $T_e=1,1$ эВ. Под влиянием термоэмиссии вблизи поверхности образуется объемный заряд, потенциал которого U препятствует эмиссии электронов, создавая им дополнительную работу выхода ϕ_1 . При достижении потенциалом пространственного заряда величины $U\approx 3$ В ($t\approx 2$ нс) эмиссия электронов с поверхности прекращается. Плотность электронов в области $x\leq 0,4$ мкм достигает величины $N_e\approx 2\times 10^{18}$ см $^{-3}$, а температура поверхности — 0,34 эВ. Полученное пространственное распределение N_e можно рассматривать как затравочную плотность электронов. Несмотря на столь высокую плотность электронов, пробоя газа на данном отрезке времени не происходит. Все явления в зоне излучения определяются столкновениями в молекулярной составляющей газа. Ионизация молекул происходит сравнительно медленно из-за недостаточно высокой энергии электронов, величина которой ограничивается неупругими потерями (коэффициент $\delta(T_e)$ с ростом температуры резко возрастает). Плотность атомов еще низка, что связано с невысоким значением колебательной температуры $T_k\sim 0,3$ эВ (см. рис. 2), определяющей степень термической диссоциации (коэффициент скорости k_d является функцией колебательной температуры [24]).

Основным механизмом диссоциации при значениях колебательной температуры $T_k<0,6$ эВ является диссоциация электронным ударом. Известно [27], что в молекулярном азоте наиболее интенсивно происходит передача энергии электронов на колебательные степени свободы. В результате энергия, приобретаемая электронами в поле излучения лазера, в основном идет на колебательное возбуждение молекул. А так как обратный процесс девозбуждения в наносекундном диапазоне практически отсутствует и, кроме того, колебательная энергия пополняется еще за счет реакций термической ассоциации $N_2 + 2N \rightarrow N_2^x + N_2$, $N + 2N \rightarrow N_2^x + N$, то величина колебательной температуры на некотором отрезке времени может превышать температуру электронов.

К моменту $t\approx 3$ нс величина T_k в точке $x=0,4$ мкм достигает 3 эВ ($T_e=1,2$ эВ, см. рис. 2). Происходит бурная термическая диссоциация газа, достигающая при $t\approx 4$ нс $\sim 90\%$ (см. рис. 1, 2). Определяющими в этой точке становятся столкновительные процессы в атомарной составляющей газа. Температура электронов в точке $x=0,4$ мкм определяется электрон-нейтральными и электрон-ионными столкновениями в атомарном газе. Рост плотности ионов N^+ , N_3^+ приводит к увеличению частоты столкновений ν_{ei}^a , и в момент сравнения частот $\nu_{ei}^a \sim \nu_{en}^a$ происходит увеличение температуры T_e , что вызывает усиление процесса ионизации, а также дальнейший рост ν_{ei}^a и T_e , т. е. начинается развитие электрон-ионной лавины. Плотность ионов N^+ увеличивается и сравнивается с величиной плотности электронов N_e , что вызывает снижение потенциала U в этой области. Электрическое поле становится самосогласованным, и диффузия приобретает амбиполярный характер.

Окончание стадии пробоя определяется по достижении максимума электронной температуры в точке пробоя. Температура T_e достигает своего максимального значения $T_{e\max}=1,79$ эВ в точке $x=0,4$ мкм в момент времени $t=4,35$ нс, при этом $N_e\sim N^+=3\cdot 10^{19}$ см $^{-3}$, $T_k\approx 4,5$ эВ. В дальнейшем

под влиянием диффузии область пробоя сдвигается вправо, навстречу лазерному излучению. Увеличение плотности электронов N_e способствует более эффективной передаче энергии на поступательные степени свободы газа. Температура T_g возрастает в области пробоя до 0,4 эВ; на этом расчеты прекращались ввиду того, что в дальнейшем необходимо учитывать газодинамическое расширение газа, т. е. переходить к изучению последующей стадии развития лазерной плазмы.

Температура поверхности за время пробоя достигает 0,45 эВ, что близко к температуре кипения молибдена при давлении 1 атм. Это позволяет предположить, что при давлении 100 атм процессы развитого испарения будут отсутствовать.

Расчеты, проведенные с целью определения пороговой интенсивности излучения, необходимой для пробоя, показали, что эта величина лежит в пределах $G_0 = 0,4 - 0,5$ ГВт/см². При более низких значениях G_0 средняя энергия электронов не поднимается выше 0,7 эВ, что недостаточно как для ступенчатой ионизации, так и для эффективного возбуждения колебательных состояний, ответственных за термическую диссоциацию.

Пары молибдена в данных условиях не могут оказывать решающего влияния на ход процесса. Это подтверждается оценками условия, необходимого для развития электронной лавины (при ионизации из основного состояния) [17]:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \cdot \frac{4\pi e^2 G_0}{m\omega^2} v_{\text{эф}} > \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right)_{\text{н}}^{\text{max}} = \frac{2m}{M} v_{\text{эф}} G_0,$$

где $(d\mathcal{E}/dt)_{\text{н}}^{\text{max}}$ — максимальная скорость потерь энергии за счет упругих соударений.

Из этого условия пороговая интенсивность излучения для молибдена $G_0 > 6 \cdot 10^9$ И/лА $> 0,4$ ГВт/см²; $A = 95,95$; $I = 7,1$ эВ; $\lambda = 1,06$ мкм.

Таким образом, значение лазерного потока, необходимое для развития лавины в парах молибдена, примерно такое же, как и в азоте при давлении 100 атм, однако процессы испарения развиваются гораздо позже, чем происходит термоэмиссия. Поэтому возможное наличие паров молибдена при высоких давлениях может только усилить начавшийся ранее процесс лавины в азоте, но не опередить его.

Для сравнения с экспериментальными данными было выполнено численное моделирование пробоя для ряда давлений (рис. 3—5).

На рис. 3 представлены пространственные распределения плотностей основных частиц, температур и потенциала электрического поля при давлении 200 атм. Видно, что область пробоя сжимается ($x_{\text{пр}} = 0,25$ мкм), максимальное значение электронной температуры увеличивается ($T_e = 2,1$ эВ), увеличивается и время пробоя ($t_{\text{пр}} = 5,6$ нс).

При уменьшении давления до 30 атм (рис. 4) точка пробоя удаляется от поверхности $x_{\text{пр}} = 4$ мкм из-за возрастания роли диффузионных процессов, снижается $T_{e\text{max}} = 1,6$ эВ, вызванное уменьшением частоты столкновений v_{ei}^a . Время пробоя составляет $t_{\text{пр}} = 6,1$ нс.

При снижении давления до 10 атм четко выраженной области пробоя не наблюдается (рис. 5). Хотя электронная температура в области $x \sim 12 - 15$ мкм несколько повышена ($T_{e\text{max}} \approx 1,4$ эВ), однако этого недостаточно для развития лавины. Вследствие больших диффузионных потерь условие $v_{ei}^a \geq v_{en}^a$ не достигается. Максимальная плотность ионов $\sum_1^4 N_i^+ \approx 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ значительно ниже плотности электронов $N_e \sim 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. В то же время температура поверхности повышается до 0,7—0,8 эВ*), что, очевидно, приводит к интенсивному испарению вещества мишени.

*) Модель (1) — (13) не учитывает фазовых переходов в молибденовой мишени, поэтому реальная температура мишени ниже.

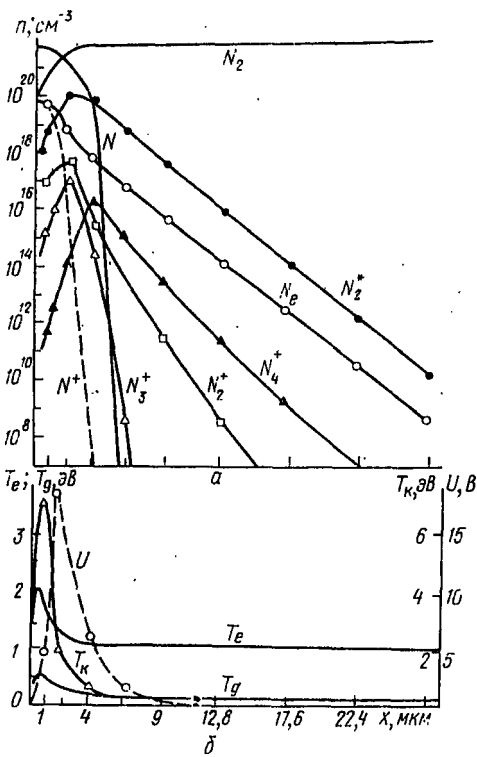


Рис. 3

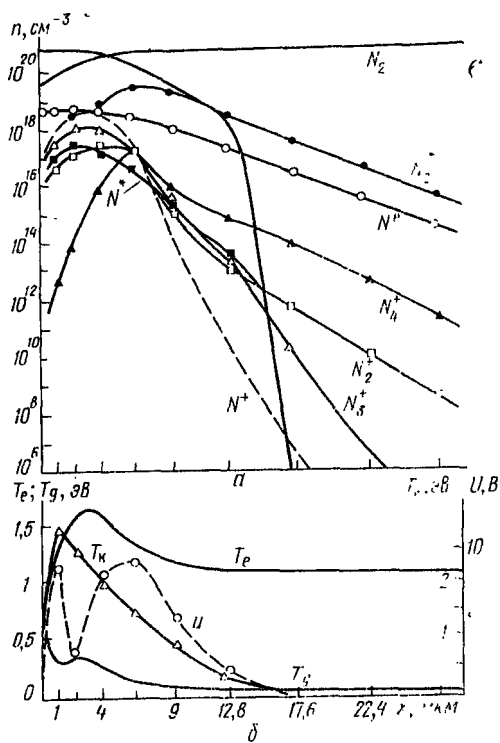


Рис. 4

Таким образом, оптический пробой молекулярного азота, обусловленный термоэмиссионными явлениями, можно ожидать при давлениях $p \geq 30$ атм. При более низких давлениях, например при 10 атм, время пробоя значительно возрастает, что увеличивает возможность появления продуктов испарения в облучаемой зоне. К тому же пороговое значение интенсивности, необходимое для пробоя азота, превышает $G_0 \sim 1$ ГВт/см², что

гораздо выше пороговых значений пробоя паров молибдена. Эти результаты хорошо подтверждаются экспериментальными наблюдениями.

Разрушение поверхности мишени, наблюдаемое в опытах при $p = 30 - 50$ атм, исключает возможности пробоя азота, так как такое разрушение может определяться тепло-

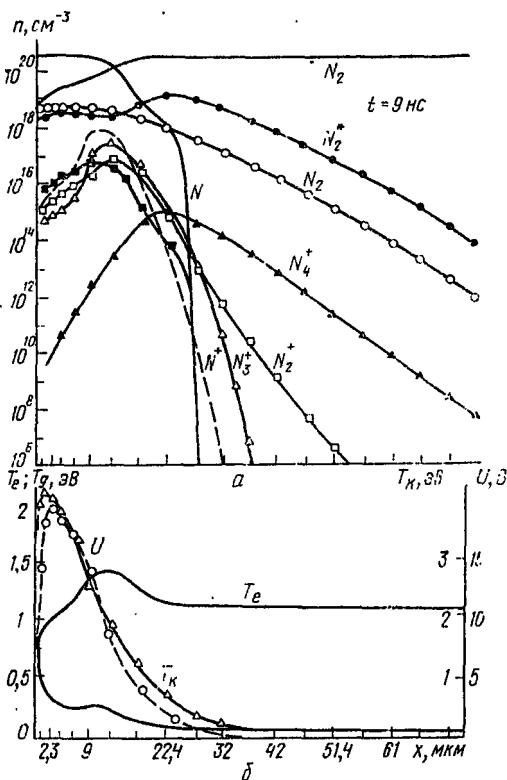


Рис. 5

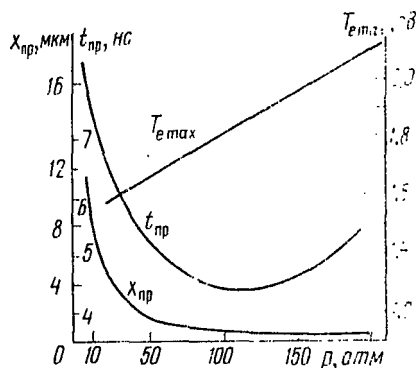


Рис. 6

вым режимом пластины на более поздней газодинамической стадии развития плазмы вблизи поверхности.

Экспериментальные исследования оптического пробоя чистого азота в отсутствие мишени [7] показали, что зависимость величины пороговой интенсивности излучения от давления $G_{пр}(p)$ носит хорошо выраженный экстремальный характер с минимумом при 102 атм.

На рис. 6 приведены зависимости времени пробоя $t_{пр}$, расстояния от поверхности мишени до области пробоя $x_{пр}$ и максимальной температуры электронов $T_{емax}$ от давления p при фиксированном потоке лазерного излучения $G_0 \approx 0,9$ ГВт/см². Кривая $t_{пр}(p)$ качественно хорошо согласуется с экспериментальной кривой $G_{пр}(p)$ [7], имеет такой же экстремальный характер с минимумом в области 100 атм, т. е. при фиксированном значении G_0 в области давлений 100 атм имеются наиболее благоприятные условия для пробоя. С уменьшением давления возрастает роль диффузионных процессов, уменьшаются частоты электрон-нейтральных столкновений v_{en}^a , v_{ei}^a и электронам необходимо пройти гораздо больший диффузионный путь, прежде чем они приобретут энергию порядка 1 эВ и выполнится условие $v_{en}^a > v_{ei}^a$. Соответственно увеличивается время пробоя, расстояние до области пробоя, и уменьшается максимальное значение электронной температуры.

С ростом давления возрастают частоты столкновений, энергия электронами набирается быстрее, диффузионный путь их сокращается, что приводит к возрастанию $T_{емax}$, уменьшению времени пробоя и расстояния до области пробоя.

Однако если давление слишком велико ($p > 100$ атм), то время пробоя возрастает как из-за ухудшающихся условий набора энергии электронами на начальной стадии развития лавины (условие $\omega^2 \gg v_{эф}^2$ переходит в $\omega^2 > v_{эф}^2$), когда преобладают электрон-нейтральные столкновения ($v_{en}^a > v_{ei}^a$), так и за счет того, что труднее выполнить условие пробоя $v_{ei}^a > v_{en}^a$ ($N_{e,i}^+ \sim \sim 0,008M$), так как требуется понизовать большее число нейтральных частиц; для этого необходимо больше времени, как и для развития пробоя по достижении максимального значения температуры $T_{емax}$.

Обращает на себя внимание монотонный характер роста кривой $T_{емax}(p)$, что говорит о том, что при давлениях свыше 100 атм условие набора энергии электронами в целом не ухудшается. Отсюда следует вывод, что оптический пробой азота в области давлений $p > 100$ атм может всегда наблюдаться при значении G_0 , соответствующем минимуму кривой $G_{пр}(p)$, если длительность лазерного импульса не ограничена.

Оценим роль различных реакций в развитии пробоя.

Расчеты показали, что наиболее важными для инициирования пробоя в азоте являются реакции колебательного возбуждения, диссоциации и ступенчатой ионизации.

Реакции конверсии теряют свое значение при $T_g \sim 0,2$ эВ. Процессы диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов и кластеров играют важную роль в молекулярной составляющей газа, определяя плотности частиц N_2^+ , N_3^+ , N_4^+ . Из-за высоких скоростей (коэффициенты скорости порядка 10^{-6} — 10^{-8} см³/с) эти реакции ограничивают развитие пробоя в молекулярной составляющей газа.

Реакции ионизации атомов и молекул из основного состояния в условиях задачи с источником электронов не вносят заметного вклада, и их можно не учитывать.

Остановимся более подробно на роли реакции ассоциативной ионизации атомов $N + N \rightarrow N_2^+ + e$. В [28, 29] высказано предположение, что в условиях задач, аналогичных рассмотренной, ассоциативная ионизация играет исключительно важную роль и является основным механизмом пробоя. В указанных работах считается, что в газе, нагретом поверхностью мишени

до температуры 0,4 эВ, в результате ассоциативной ионизации появляется количество заряженных частиц, достаточное для протекания в газе процесса, аналогичного тепловому взрыву. Составим уравнение баланса для реакции $N + N \rightleftharpoons N_2^+ + e$:

$$dN_2^+/dt = k_\alpha NN - \alpha_2 N_2^+ N_e.$$

Согласно [30, 31] $k_\alpha = 2,7 \cdot 10^{-11} \exp(-5,4/T_g)$ [см³/с], $\alpha_2|_{T_g=0,1 \text{ эВ}} \approx 10^{-8}$ [см³/с].

Полагая $N_2^+ \sim N_e$, из стационарного решения уравнения $dN_2^+/dt = 0$ определим максимальное значение функции $N_2^+ \approx 10^8$ см⁻³. Такой плотности заряженных частиц недостаточно ни для развития лавины, ни для развития процессов, аналогичных тепловому взрыву, так как газ в этих условиях совершенно прозрачен для лазерного излучения.

Очевидно, процесс ассоциативной ионизации может играть заметную роль в условиях, когда температура газа высока ($T_g \geq 1$ эВ), а свободных электронов мало. В условиях задач с источником электронов ассоциативную ионизацию можно не учитывать.

Отметим основные особенности пробоя плотного молекулярного газа лазерным излучением.

а. Оптический пробой молекулярного азота развивается в условиях, когда газ почти полностью переходит в атомарное состояние. Это позволяет использовать математическую модель (1)---(13) как эталон для более грубых приближений. Использование для численного моделирования только уравнений кинетики для атомарной составляющей [26] дает качественно правильные результаты.

б. Характерные времена пробоя и пороговые значения плотности лазерного излучения позволяют интерпретировать пробой, наблюдаемый в опытах, как пробой в пичке лазерного излучения.

в. Металлическая мишень при высоких давлениях играет роль источника электронов. Отсюда следует относительная нечувствительность процесса пробоя к наличию примесей, так как вклад их заметно ниже.

г. Процессы теплопроводности электронов и тяжелых частиц играют роль лишь в начальной стадии установления температур T_g, T_e .

д. Электрические поля, обусловленные пространственным зарядом, относятся к слабым, т. е. к таким, которые не вызывают искажения функции максвелловского распределения, и поэтому учитывать их следует не всегда.

е. Условием развития лавины является преобладание частоты кулоновских столкновений над частотой электрон-нейтральных столкновений, к

торое устойчиво выполняется в случае, когда $\sum_{i=1}^4 N_i^+ \approx 0,008 (N + N^* + N_2 + N_2^*)$.

1. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, М. М. Низаметдинов. *ЖЭТФ*, **69**, 722 (1975).
2. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, М. М. Низаметдинов. *ДАН СССР*, **218**, 330 (1974).
3. А. А. Углов, М. М. Низаметдинов. *Физика и химия обработки материалов*, **2**, 133 (1977).
4. А. Л. Галнев, Л. Л. Крапивин, Л. П. Миркин, А. А. Углов. *ДАН СССР*, **251**, 336 (1980).
5. Ю. П. Райзер. *Лазерная искра и распространение разрядов*. — М.: Наука, 1974.
6. Ю. П. Райзер. *Основы современной физики газоразрядных процессов*. М.: Наука, 1980.
7. D. H. Gil!, A. A. Dougal. *Phys. Rev. Letts.*, **15**, 845 (1965).
8. А. П. Дарманян, В. Е. Мищук, В. А. Черников. *Письма в ЖЭТФ*, **8**, 117 (1968).
9. Л. Е. Вардзигулова, С. Д. Кайтмазов, А. М. Прохоров. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 799 (1967).
10. H. T. Buscher, R. G. Tomlinson, E. K. Damon. *Phys. Rev. Letts.*, **15**, 847 (1965).
11. R. W. Minck, W. G. Rado. *Physics of Quantum Electronics*, N. Y., Pergamon Press 1966, p. 527.
12. В. Е. Мищук, В. И. Савоскин, В. А. Черников. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 129 (1966).

13. Ф. В. Бункин, В. В. Савранский. *ЖЭТФ*, **65**, 2184 (1973).
14. A. N. Gold, H. V. Bebb. *Phys. Rev. Letts*, **14**, 60 (1965).
15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. *ЖЭТФ*, **47**, 1150 (1964).
16. Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров. *Письма в ЖЭТФ*, **9**, 609 (1969).
17. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов, А. А. Любин. *ЖЭТФ*, **66**, 965 (1974).
18. A. N. Piggi, AIAA Paper 76-23.
19. P. S. Wei, R. V. Hall. *J. Appl. Phys.*, **44**, 2311 (1974).
20. C. T. Walters, R. H. Vignes, R. E. Bayerly III. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2937 (1978).
21. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 113 (1970).
22. V. Steverding. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3507 (1974).
23. В. И. Мажукин, А. А. Углов, Б. Н. Четверушкин. *ДАН СССР*, **246**, 1338 (1979).
24. В. И. Мажукин. Препринт ИПМ АН СССР, 1979, № 30.
25. G. W. Sutton, A. Sherman. *Engineering Magneto-hydrodynamics*. — N. Y.: McGraw-Hill, 1965.
26. В. И. Мажукин, А. А. Углов, Б. Н. Четверушкин. *ЖВМ и МФ*, **20**, 451 (1980).
27. П. Р. Герд. В кн.: Низкотемпературная плазма. — М.: Мир, 1967.
28. А. В. Бондаренко, В. С. Голубев, Е. В. Дапыщиков, Ф. В. Лебедев, А. Ф. Настоящий, А. В. Рязанов. *Письма в ЖТФ*, **5**, 237 (1979).
29. А. Ф. Настоящий. *Квантовая электроника*, **7**, 170 (1980).
30. С. А. Лосев, Г. Д. Смехов. *ТВТ*, **7**, 1015 (1969).
31. Б. М. Смирнов. Ионы и возбужденные атомы в плазме. — М.: Атомиздат, 1974.

Институт металлургии
им. А. А. Байкова АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
5 мая 1981 г.

V. I. Mazhukin, A. A. Uglov, B. N. Chetverushkin. An Optical Breakdown of Molecular Nitrogen in the Wide Pressure Range Near a Solid Target.

Conditions have been studied for appearance and development of laser plasma near metal surface in nitrogen medium at pressures of 1—140 atm. A neodymium laser ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) emitting in the spiking mode with the average power density of $G = 1—10 \text{ MW/cm}^2$ has been used in the experiments. Some features have been studied numerically of the optical breakdown of the molecular nitrogen in the pressure range of 10—200 atm. A theoretical interpretation of the experimental data is given of the basis of numerical simulation results.