

УДК 537.527.9

ПРОБОЙ ГАЗОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2019 г. О. А. Омаров^{1, *}, Н. О. Омарова¹, П. Х. Омарова¹, А. А. Аливердиев^{1, 2}

¹Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

²Институт проблем геотермии ДНЦ РАН, г. Махачкала, Россия

*E-mail: inporao@mail.ru

Поступила в редакцию 21.05.2018 г.

После доработки 27.08.2018 г.

Принята к печати 10.10.2018 г.

В результате экспериментальных исследований обнаружено, что продольное магнитное поле приводит к увеличению плотности тока, проводимости, удельного энерговклада и к уменьшению времен формирования всех стадий развития разряда, поперечного интегрального излучения, скорости расширения канала. При этом сильное магнитное поле смещает максимум спектральной плотности излучения в ультрафиолетовую область с одновременным порождением новых спектральных линий. Магнитные поля, снижая скорость расширения канала и потери на поперечное излучение, увеличивают удельную мощность, проводимость и температуру плазмы на дуговых стадиях, создавая условия как для получения горячей плазмы, так и для разработки источника ультрафиолетового и рентгеновского излучений.

DOI: 10.1134/S0040364419020169

ВВЕДЕНИЕ

Анизотропия сильных магнитных полей как в газе, так и в плазме вносит отличительные характеристики в развитие пробоя газов на всех его стадиях. Особый интерес представляют исследования влияния внешнего продольного магнитного поля на такие параметры разряда высокого давления, как энергию и мощность, выделяемые в разряде, температуру электронов и концентрацию частиц.

Несмотря на то что с пятидесятых годов XX столетия проводятся исследования с целью получения управляемой термоядерной реакции при использовании газоразрядной плазмы [1–3], существенного прогресса в получении и удержании высокотемпературной плазмы достигнуто не было. В первую очередь это связано с тем, что использовались разряды низкого давления и недостаточно сильные магнитные поля. Вместе с тем, как показывают недавние исследования, это вполне возможно в малом объеме при магнитных полях порядка нескольких сотен кЭ.

Вопросам формирования горячей плазмы при пробое газов высокого давления в продольном магнитном поле посвящена настоящая работа.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка состояла из двух независимых электрических схем, работающих синхронно при помощи блока синхронизации: генератора импульсных напряжений и генератора импульсных магнитных полей.

Разрядный промежуток облучался ультрафиолетовым (УФ) светом от искрового разряда, расположенного на расстоянии 5–7 см от оси основного разрядного промежутка. В этом положении подсвечивающая искра дает возможность сформировать концентрацию начальных электронов, одинаковую по оси и по сечению. При формировании УФ-ионизации использовалась система на тиратроне ТГИ1-400/16. УФ-излучение разряда с энергией 0.3–0.4 Дж доводит концентрацию затравочных электронов n_0 до 10^{12} – 10^{14} м⁻³.

Внешнее магнитное поле создавалось разрядом батареи конденсаторов через соленоид, внутри которого находился изучаемый промежуток. Параметры системы емкостной накопитель–соленоид подбирались по требованиям обеспечения квазистационарности внешнего магнитного поля (период магнитного поля напряженностью до 400 кЭ – порядка 600 мкс, а длительность импульса напряжения электрического поля – до 10 мкс). Конструкция соленоида выбиралась исходя из требуемой величины магнитного поля с обеспечением механической прочности и простоты конструкции. Регистрация излучения разряда осуществлялась через боковые отверстия в центральном витке соленоида (толщиной 1 см), который представлял собой цельнометаллическую систему из бериллиевой бронзы с числом витков 33, внутренним диаметром 0.8 см, индуктивностью $L_0 = 5 \times 10^{-6}$ Гн.

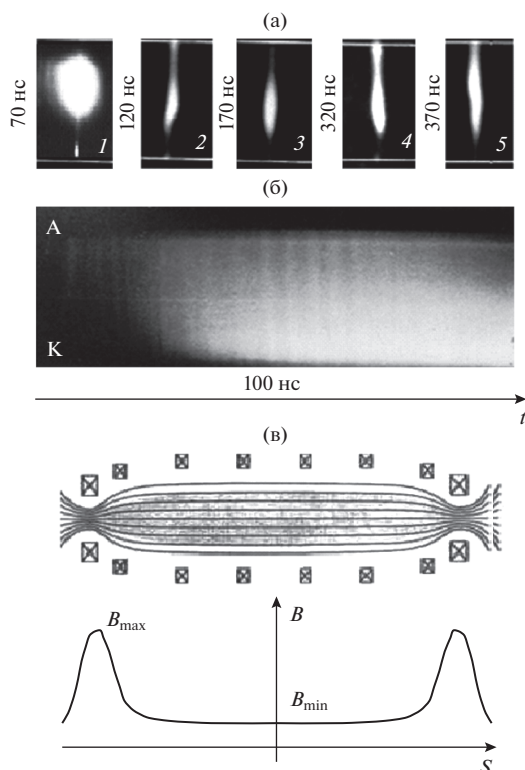


Рис. 1. Разрядный промежуток: (а) – фотографии свечения в промежутке при $E/p = 14 \text{ В}/(\text{см Тор})$, перенапряжении 65%, анод – сверху, катод – внизу, время отсчитывается от переднего фронта импульса напряжения, подаваемого на разрядный промежуток: 1 – дрейф электронного пучка через плазму объемного тлеющего разряда с образованием искрового канала, 2–5 – переход расширяющегося искрового канала в квазистационарную дугу; (б) – фотография непрерывной щелевой развертки; (в) – пробкотрон.

Спектр регистрировался с помощью кварцевого спектрографа ИСП-30, сочлененного со скоростным фоторегистратором ВФУ-1, а интенсивность отдельных спектральных линий – двойным монохроматором ДМП-4 в сочетании с фотоэлектронными умножителями ФЭУ-29, ФЭУ-79. Методика и оптическая схема, поясняющая принцип синхронизации записи спектра с электрическими параметрами разряда, описаны в работах [4, 5]. Спектры излучения формирующегося искрового разряда в Ag и He обладают достаточной интенсивностью и четко регистрируются, начиная с токов разряда 40–50 А, при соблюдении условий линейной зависимости оптической плотности почернения фотопленки от освещенности. Обработка производилась на основе компьютерной программы Mathcad.

Сочетание электрического и магнитного полей в экспериментах осуществляется следующим образом: вначале в промежутке включается сильное продольное магнитное поле, ориентирующее

магнитные моменты атомов по направлению силовых линий магнитного поля H (с периодом $\sim 600 \text{ мкс}$), затем облучается промежуток ультрафиолетовым светом, создающим концентрацию электронов $n_e = 10^6\text{--}10^8 \text{ см}^{-3}$ с последующим наложением импульсного электрического поля (длительностью 1–10 мкс). Последовательно развивается во всем объеме промежутка лавинно-стримерная стадия, приводящая к формированию тлеющего свечения с концентрацией электронов $10^{14}\text{--}10^{16} \text{ см}^{-3}$; по мере достижения плазменным стримером поверхности катода происходит перераспределение электрического поля между катодом и анодом, в основном между плазменным фронтом и катодом. Усиленное электрическое поле приводит к образованию катодного пятна и дрейфу электронного пучка ($j = 10^9 \text{ А}/\text{м}^2$, $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $v = 10^5\text{--}10^6 \text{ м}/\text{с}$) через плазму тлеющего разряда с образованием узкого искрового канала. При этом наблюдаются усиление электронной эмиссии и рост тока. Таким образом, в искровой канал радиусом $r \sim 10^{-2} \text{ см}$ с электронным пучком вливается вся энергия, которая приводит к его резкому расширению. Учитывая, что скорость расширения искрового канала больше скорости диффузии силовых линий магнитного поля в плазму канала, расширяющийся плазменный фронт искрового канала смещает силовые линии магнитного поля, уменьшая его в центре и усиливая у электродов (катода и анода). Эта система приводит к ограничению энергетических потерь с одновременным увеличением внутренней энергии плазмы. Таким образом, в сильном продольном магнитном поле плазменный канал (образованный в результате дрейфа электронного пучка) приобретает свойства магнитной ловушки [1].

Плазму тлеющего разряда пронизывает электронный пучок, в котором электроны разворачиваются по углу и в системе появляются электроны с поперечной составляющей скорости v_{\perp} порядка общей скорости v . При выполнении условия $v_{\perp}^2/v^2 > B_{\min}/B_{\max}$ [6] (где B_{\min} и B_{\max} – напряженности магнитного поля в канале и на торцах соответственно, см. рис. 1) они захватываются ловушкой, где осуществляется сильное плазменно-пучковое взаимодействие. Оно приводит к значительному увеличению поперечных размеров плазмы, а также к сильному нагреву энергичных электронов, захваченных в ловушку [2].

Как видно из фотографий свечения в разрядном промежутке на рис. 1а (подробнее данные результаты обсуждались в [7]), область разряда на электродах существенно меньше диаметра канала разряда в промежутке и не имеет тенденции к расширению на протяжении канално-дуговой стадии, что создает пространственное распределение магнитного поля, подобного пробкотрону

(рис. 1в). Следует особо отметить, что требуемое распределение магнитного поля в малом объеме в отличие от пробкотрона Будкера–Поста [8, 9] получается “автоматически” при формировании дуговой стадии разряда в магнитном поле.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Формирование и развитие плазмы искрового канала по мере уменьшения омического сопротивления до нескольких Ом приводит к высокочастотному колебательному режиму напряжения и тока на промежутке $E = E_0 \exp(i\omega_{\text{osc}}t)$. В данном эксперименте это частота $\omega_{\text{osc}} = 1/\sqrt{LC} \sim 10^8$ рад/с, где $L \sim 10^{-9}$ Гн, $C \sim 10^{-7}$ Ф. Можно сказать, что электрическое поле разогревает плазму, так как частота электрон-ионных столкновений $\nu_{ei} \sim 10^{13}$ с $^{-1} \gg \omega_{\text{osc}}$. За время полупериода колебания напряженности электрического поля происходят многократные столкновения электронов с ионами, приводящие к повышению тепловой энергии плазмы.

Внешнее продольное магнитное поле, удовлетворяющее условию замагниченности электронов, увеличивая плотность тока канала, проводимость, удельный энерговклад, напряжение горения квазистационарной дуги, уменьшает скорость расширения канала и поперечное интегральное излучение, радиальную амбиполярную диффузию. Увеличение скорости ввода энергии в искровой канал разряда высокого давления приводит к значительному повышению проводимости и температуры плазмы.

Расширение плазменной области поперек магнитного поля, давление которого $p_H = \mu_0 \mu H^2/2$ соизмеримо с газокинетическим давлением $p_T = nkT_e$ плазмы, при наличии градиента поля на границе канала происходит с меньшей скоростью. Величина градиента определяется скоростью расширения и проводимостью плазмы. Так как скорость расширения плазмы канала значительно уменьшается во внешнем магнитном поле, из равенства газокинетического давления и магнитного можно оценить начальную температуру плазмы канала искры $T_e = \mu_0 H^2/2nk$. При $H = 8 \times 10^6$ А/м, $p = 3$ атм, напряжении пробоя $U_{\text{бр}} = 5$ кВ, $d = 0.3$ см получим $T_e \approx 4.8 \times 10^6$ К (~ 400 эВ).

Как показали эксперименты, удельный энерговклад в формирующийся искровой канал за времена порядка ~ 10 нс с ростом давления, перенапряжения, напряженности магнитного поля H увеличивается, приводя к повышению концентрации и температуры электронов. Времена установления термодинамического равновесия элект-

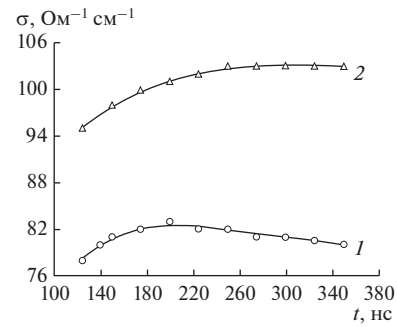


Рис. 2. Проводимость плазмы канала ($E/p = 10$ В/(см Тор)): 1 — $H = 0$, 2 — 140 кЭ.

тронной и ионной компоненты в искровом канале составляют несколько наносекунд [4, 5].

Рассмотрим зависимость мощности, выделяемой при пробое газов, от напряженности магнитного поля. С этой целью был определен энерговклад в разрядный промежуток для случая пробоя аргона во внешних магнитных полях. При различных значениях напряженности внешнего продольного магнитного поля строились вольт-амперные характеристики пробоя, по которым определялся энерговклад в разрядный промежуток. Эксперимент проводился при $p = 3$ атм, $U_{\text{бр}} = 7$ кВ, перенапряжении 55%, $d = 0.3$ см [10].

Плотность тока в расширяющемся искровом канале достигает насыщения и, несмотря на быстрое расширение канала, остается постоянной. Это свидетельствует о том, что проводимость плазмы ограничена. В магнитном поле плотность тока на всех стадиях больше. Так, например, при $H = 200$ кЭ через 100 нс после начала резкого спада напряжения плотность тока составляет 3.6×10^5 А/см 2 , а при $H = 0-2.2 \times 10^5$ А/см 2 .

Проводимость плазмы канала за первые 100 нс возрастает до 80 (Ом см) $^{-1}$ и в дальнейшем практически не меняется. В продольном магнитном поле проводимость немного увеличивается (рис. 2). Быстрый рост проводимости плазмы искрового канала в первые 100 нс свидетельствует о возрастании степени ионизации. Поскольку в дальнейшем проводимость практически не меняется и слабо зависит от поля, то можно предположить, что к моменту установления максимальной проводимости степень ионизации плазмы близка к стопроцентной.

Температура электронов связана с проводимостью соотношением

$$T_e \approx 121\sigma^{2/3} \text{ эВ.} \quad (1)$$

Время передачи энергии от электронов к ионам $\tau_{ei}^* \sim (\delta\nu_{ei})^{-1}$, где $\nu_{ei} = n_e \pi e^4 \ln \Lambda \bar{v} / (kT_e)^2$ — частота упругого соударения электрона с ионами,

Таблица 1. Зависимость выделяемой мощности, силы тока и разности потенциалов от времени и магнитного поля

H , кЭ	$N_{\epsilon_{\max}}$, 10^3 кВт	I , кА	U , кВ	t , нс
0	24	10	2.4	350
50	31	10.8	2.88	340
280	34	10.8	3.13	280

$\delta = 2m/M_i$ (M_i – масса иона). При концентрациях заряженных частиц $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ и $T_e \approx 3$ эВ частота электрон-ионных соударений $v_{ei} \sim 10^{13}$ с $^{-1}$, а время передачи энергии $t_{ei}^* \sim [(2m/M_i)v_{ei}]^{-1} \sim 10^{-8}$ с. Таким образом, приведенные оценки показывают, что в искровом канале ($n_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$) через $\sim 10^{-8}$ с происходит выравнивание температур $T_e \approx T_i$, и плазма характеризуется единой температурой (1).

Соотношение между концентрациями нейтральных атомов n_a , ионов n_i и электронов n_e дается распределением Саха [11]

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{g_e g_i}{g_a} \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar} \right)^2 \exp\left(\frac{eU_i}{kT} \right). \quad (2)$$

В (2) g_e, g_i, g_a – статистические веса электрона, иона и атома соответственно, U_i – потенциал ионизации атома.

Оценки с использованием температуры (1) показывают, что в канале искрового разряда плазма находится в состоянии, близком к стопроцентной ионизации. Максимальный энерговклад приходится на начало резкого спада напряжения (образование узкого канала и его расширение) в интервале времени 300–350 нс от переднего фронта, прикладываемого к промежутку высоковольтного импульса напряжения. Максимальная мощность $N_{\epsilon_{\max}}$, выделяемая в канале при различных значениях внешнего магнитного поля, а также соответствующие этому моменту времени сила тока и напряжение даны в табл. 1.

Для определения всей энергии W_ϵ , выделяемой в некотором интервале времени от t_1 до t_2 , можно воспользоваться графиком мгновенных значений мощности и вычислить интеграл [11–13]

$$W_\epsilon = \int_{t_1}^{t_2} I(t)U(t)dt = \int_{t_1}^{t_2} N_\epsilon(t)dt. \quad (3)$$

Значительная часть всей энергии, выделяемой в разрядном промежутке, приходится на интервал времени от 320 до 450 нс и составляет примерно 35–40% от всей энергии, т.е. выделение энергии носит взрывной характер. Как известно [12, 13], скоростью энерговклада в процессе развития ка-

нала определяются его радиус и скорость расширения:

$$r(t) = A(W_\epsilon(t))^M \left[\int_0^t \sqrt{W_\epsilon(t)} dt \right]^N. \quad (4)$$

Для аргона при давлении порядка атмосферного $A = 1.1$, $M = 4.3 \times 10^{-3}$, $N = 4.6 \times 10^{-1}$.

Для некоторого фиксированного момента времени t_0 на начальной стадии из (4) имеем

$$r(t_0) \approx AW_\epsilon^{M+N/2} t_0^N, \quad (5)$$

поскольку на этой стадии $W_\epsilon(t_0) = \text{const}$. При $H = 0$ и $t_0 = 220$ нс экспериментально найдено $r(t_0) = 0.63$ мм, $W_\epsilon(t_0) = 5 \times 10^{-2}$ Дж. Расчет по формуле (5) дает $r(t_0) = 0.6$ мм.

Оценим проводимость и электронную температуру дуговой стадии сильноточного разряда в аргоне и воздухе в зависимости от напряженности внешнего продольного магнитного поля. Ввиду замагниченности электронов кинетические коэффициенты (электропроводности, диффузии, теплопроводности и др.) анизотропны. Но направленное движение заряженных частиц вдоль магнитного поля будет таким же, как и в отсутствие магнитного поля. Поэтому определим вначале экспериментально электропроводность плазмы разряда при отсутствии магнитного поля. Для этого воспользуемся следующим соотношением для определения падения напряжения на разрядном промежутке [12–15]:

$$U(t) = R(t)I(t) + L(t)I'(t) + I(t)L'(t). \quad (6)$$

Индуктивность канала $L(t)$ рассчитывалась как индуктивность проводника цилиндрической формы с конечным сечением r и длиной d . Вычисляя векторный потенциал магнитного поля, определяемый током разряда, и потокоцепление с этим током, для случая однородной по сечению канала плотности тока при радиусе искрового канала $r(t) \ll d$ получаем выражение для индуктивности канала [12]

$$L(t) \approx \frac{\mu_0 d}{2\pi} \left(\ln \frac{d}{r(t)} - 1 \right). \quad (7)$$

Подставляя выражение для $L'(t)$, найденное из (7), в (6) и решая его относительно $R(t)$, для активного сопротивления канала искры имеем

$$R(t) = \frac{U(t) + L(t)I'(t) + I(t) \frac{\mu_0 d}{2\pi} \frac{r'(t)}{r(t)}}{I(t)}. \quad (8)$$

Величины $U(t)$, $I(t)$ и $r(t)$ в правой части (8) непосредственно измеряются в ходе эксперимента. Проводимость канала искры в каждый момент времени находим по ее определению

$$\sigma(t) = \frac{d}{\pi r^2(t)R(t)}. \quad (9)$$

Магнитное поле не влияет на направленное движение заряженных частиц вдоль поля. Однако оно облегчает условия пробоя в результате уменьшения поперечного коэффициента диффузии заряженных частиц [16]. В силу этого, а также за счет уменьшения скорости расширения канала во внешнем сильном продольном магнитном поле, проводимость плазменного канала искры вдоль поля σ_{\parallel} в фиксированные моменты времени, отсчитанные от переднего фронта прикладываемого к промежутку импульса напряжения, будет зависеть от напряженности магнитного поля.

Так как спектральными методами для концентрации электронов в канале получено значение $10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$, то при рассматриваемых давлениях степень ионизации $\eta = 10^{-1}-10^{-2}$, т.е. плазма сильноионизована [16, 17]. В исследуемой квазистационарной стадии импульсного разряда высокого давления, когда энергетические потери в основном определяются излучением, зависимость электропроводности плазмы от температуры, которая отличается от известной формулы Спитцера поправочным множителем, учитывающим снижение электропроводности из-за неидеальности плазмы, позволяет записать [18–20]

$$j = 10^9 T^{-3/4} p^{1/2} \exp\left(-\frac{500\epsilon_i}{kT}\right), \quad (10)$$

где p – давление в атм, T – температура в К, ϵ_i – энергия ионизации газа, j – плотность тока. Построив по формуле (10) график зависимости $I(t)/\pi r^2(t)$ от T_e , можно по известному значению плотности тока в плазме канала – дуговых стадий – определить электронную температуру при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Значения $T_e(t)$, вычисленные по (10) для Ag и воздуха, показывают, что с ростом напряженности магнитного поля до 2.5×10^5 Э температура дуговой стадии искры растет на $\geq 100\%$ (680 нс) и $\geq 300\%$ (800 нс).

Для индуктивности канала, вычисленной по формуле (7), имеем $L \sim 10^{-9}$ Гн. Найденные экспериментально значения $U(t)$, $I(t)$ и $r(t)$, а также вычисленные по (8) и (9) значения $R(t)$ и $\sigma(t)$ при $H = 0$ для аргона и воздуха приведены в табл. 2 и 3 соответственно (в обоих случаях $d = 0.03$ см, $p = 1$ атм, перенапряжение – 20%). Из табл. 2 и 3 видно, что при частотах $\omega = 10^6-10^7 \text{ с}^{-1}$ индуктивное сопротивление канала на три порядка меньше активного. В рассмотренном интервале времен скорость изменения тока полагалась постоянной и равной 10^9 А/с.

В табл. 4 и 5 представлены электротехнические характеристики канала – дуговых стадий искры в

Таблица 2. Экспериментальные электротехнические характеристики канала в аргоне без магнитного поля

t , нс	r , мм	I , 10^3 А	U , В	R , Ом	σ , 10^3 ($\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$)	T_e , эВ
180	0.3	6.00	3818	0.6	17.75	5.70
200	0.34	7.20	2490	0.4	20.69	6.44
240	0.4	9.03	1494	0.2	30.00	8.32
280	0.46	11.40	1162	0.1	44.78	10.90
300	0.47	12.00	996	0.08	54.55	12.46

Таблица 3. Экспериментальные электротехнические характеристики канала в воздухе без магнитного поля

t , нс	r , мм	I , 10^3 А	U , В	R , Ом	σ , 10^3 ($\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$)	T_e , эВ
200	0.17	6.00	1500	0.25	132.16	22.34

Таблица 4. Экспериментальные электротехнические характеристики канала в аргоне при $H = 160$ кЭ

t , нс	r , мм	I , 10^3 А	U , В	R , Ом	σ , 10^3 ($\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$)	T_e , эВ
180	0.1	6600	3437	0.5	191.08	28.58
200	0.15	7920	2241	0.3	142.86	23.46
240	0.15	9930	1345	0.14	300.00	38.62
280	0.2	12540	1046	0.08	300.00	38.62
300	0.22	13200	897	0.07	300.00	38.62

Таблица 5. Экспериментальные электротехнические характеристики канала в воздухе при $H = 250$ кЭ

t , нс	r , мм	I , 10^3 А	U , В	R , Ом	σ , 10^3 ($\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$)	T_e , эВ
200	0.15	12.80	650	0.05	857.14	77.75

аргоне при внешнем магнитном поле. Здесь проводимость плазмы канала σ_{\parallel} , которая в зависимости от степени ионизации по-разному связана с электронной температурой, возрастает с ростом напряженности внешнего магнитного поля.

Внешние источники электрической энергии, создающие полностью ионизованную плазму, на дуговых стадиях разряда высокого давления передают ее электронной компоненте плазмы, являющейся носителем тока. Ионы приобретают тепловую энергию в результате столкновений с электронами. Доля кинетической энергии электрона, которая может передаваться иону, не превышает $4m_e/m_i$, где m_e и m_i – массы электрона и иона. Так

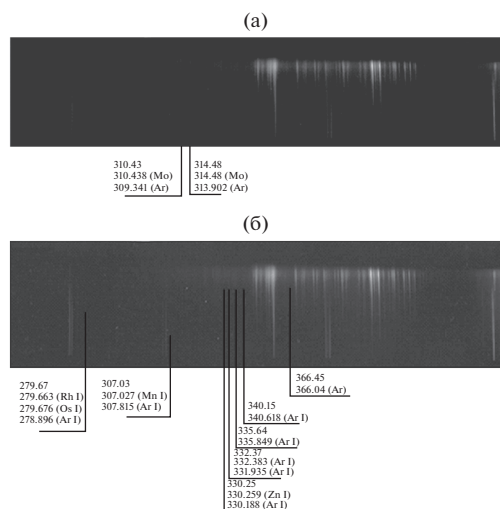


Рис. 3. Спектрограмма излучения при пробое аргона, $d = 0.3$ см, $p = 3$ атм, $U_{br} = 5$ кВ в диапазоне 250–550 нм: (а) – $H = 0$, (б) – 400 кЭ (интенсивность – в относительных единицах).

как $m_i \gg m_e$, электрон должен несколько тысяч раз столкнуться для полной передачи энергии ионам.

Процесс обмена тепловой энергией между электронами и ионами в газоразрядной плазме идет параллельно с приобретением энергии в электрическом поле, и одновременно с уходом энергии из плазмы вследствие различных механизмов теплопередачи перепад температур между T_e и T_i уменьшается с увеличением концентрации частиц (увеличением давления), так как число столкновений между электронами и ионами в плазме растет пропорционально квадрату концентрации. При кратковременных импульсных разрядах высокого давления, особенно при наличии сильных продольных магнитных полей, образуется сильноионизованная горячая плазма [2].

Разряд в газах высокого давления обладает значительной яркостью. Определенная часть энергии, вкладываемой в разряд, идет на излучение. Внешнее магнитное поле, создавая упорядоченную структуру и ограничивая поперечное расширение плазмы разряда, как и в тлеющем разряде низкого давления [21, 22], приводит к увеличению концентрации заряженных частиц и к увеличению излучаемой энергии [1, 14].

Увеличивая удельную энергию и скорость ее ввода в плазму искрового канала, в сильном продольном магнитном поле можно повысить проводимость и температуру плазмы с целью получения интенсивного источника излучения в ультрафиолетовой области. Спектральный состав и интенсивность излучения искры на различных стадиях зависят от напряженности магнитного поля H . С ростом H максимум интенсивности непрерывного излучения смещается в коротковол-

новую область, а температура и концентрация электронов увеличиваются. Интегральная интенсивность излучения в диапазоне длин волн 250–550 нм из формирующегося искрового канала уменьшается [5, 23].

Экспериментальное исследование радиального распределения температуры в канале сильноточного разряда показало, что она распределена неравномерно [15]. Это обстоятельство позволяет предположить, что радиальное распределение газодинамических параметров в канале искры определяется в основном параметрами разряда. Исследования влияния внешнего продольного магнитного поля на плотность и температуру плазмы показали, что оно сводится к уменьшению неоднородности в распределении газодинамических функций. Следует отметить, что во внешнем магнитном поле, наряду с уменьшением интенсивности поперечного интегрального излучения, почти в два раза уменьшается скорость расширения плазмы искрового канала, что приводит к увеличению n_e и T_e . При этом основными механизмами рассеяния энергии являются тормозное и рекомбинационное излучения. Лучистой теплопроводностью в условиях эксперимента можно пренебречь.

Определение электронной концентрации и температуры из полученных спектрограмм, записанных с временным разрешением, производилось по штарковскому уширению спектральных линий и их относительной интенсивности. В этой связи была разработана методика записи спектра излучения разряда с временным разрешением для отдельных линий 10 нс [4, 5, 18].

Развернутый во времени спектр пробоя Ar приведен на рис. 3 при $H = 0$ и 400 кЭ, $E/p = 9$ В/(см Тор), $p = 3$ атм, $d = 0.3$ см. Излучение начальных стадий разряда фиксируется в течение первых 60–80 нс, затем регистрируется излучение искрового канала (20–30 нс), квазистационарной дуги (120–130 нс) и деионизации плазмы отдельных спектральных линий (до 1 мкс). Как показали результаты эксперимента, внешнее продольное сильное магнитное поле, ускоряя процесс формирования всех стадий разряда с одновременным повышением удельного энерговклада, температуры и концентрации электронов, приводит к появлению новых спектральных линий в коротковолновой части спектра. Из рис. 3 видно, что при увеличении напряженности внешнего продольного магнитного поля до 400 кЭ появляются новые спектральные линии: $\lambda_3 = 279.67$ нм (родий или осмий), $\lambda_4 = 307.03$ нм (марганец), $\lambda_5 = 330.25$ нм (цинк), $\lambda_6 = 332.37$ нм (аргон), $\lambda_7 = 335.64$ нм (аргон), $\lambda_8 = 340.15$ нм (аргон), $\lambda_9 = 366.45$ нм (аргон). В то же время линии $\lambda_1 = 310.43$ нм и $\lambda_2 = 314.48$ нм, фиксируемые при $H = 0$, в магнитном поле 400 кЭ исчезают.

Для измерения интенсивности излучения в различных диапазонах длин волн использовались численные методы моделирования на основе компьютерной программы Mathcad. Спектры излучения Ag были сняты в условиях линейной зависимости оптической плотности почернения фотопленки от освещенности. При $H = 0$ и 400 кЭ ($p = 3$ атм, $d = 0.3$ см) регистрировалась спектрограмма участка 250–550 нм.

Анализ полученных данных показывает, что наложение внешнего продольного магнитного поля приводит к изменению интенсивности излучения спектральных линий и континуума как в длинноволновой, так и в коротковолновой областях спектра. Для длинноволновой области спектра характерен более поздний рост интенсивности излучения с ростом напряженности внешнего продольного магнитного поля.

На стадии квазистационарной дуги с увеличением H максимум спектральной плотности излучения перемещается в область коротких длин волн: $\lambda_{\max} = 420$ нм при $H = 0$, $\lambda_{\max} = 400$ нм при $H = 140$ кЭ, $\lambda_{\max} = 370$ –380 нм при $H = 200$ кЭ. Как видно из рис. 4, продольное магнитное поле влияет на спектральный состав излучения искрового канала.

Длительность интегрального светового импульса разряда составляет ~ 1 мкс, хотя некоторые линии атомарного аргона и некоторые ионные линии излучаются в течение 6–8 мкс. В продольном магнитном поле длительность импульса излучения искрового разряда перпендикулярно силовым линиям напряженности магнитного поля H незначительно возрастает, интегральное излучение уменьшается (при $H = 200$ кЭ в два раза) [5]. Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью прорастания и расширения искрового канала. Скорость расширения является функцией энергии, вкладываемой в разряд. Следовательно, увеличение скорости ввода энергии приведет к росту влияния магнитного поля на характеристики искрового канала, в том числе и на спектральные. Этот результат может быть использован для формирования импульсов излучения с крутым передним фронтом ($\sim 10^{-7}$ с) и регулируемым спектральным составом. Кроме того, доля энергии, идущая на излучение, в магнитном поле возрастает, т.е. увеличивается к.п.д. излучения искрового канала за счет смещения максимума спектральной плотности излучения в магнитном поле в УФ-область.

Применение метода относительных интенсивностей спектральных линий позволило определить температуру плазмы объемного тлеющего разряда [24, 25]. Метод основан на том, что для плазмы в состоянии частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР) подбирает-

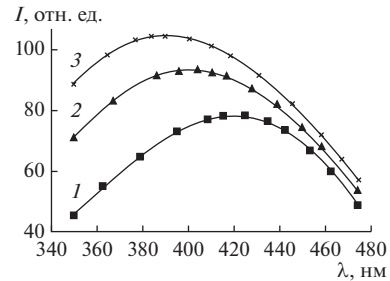


Рис. 4. Зависимость интенсивности непрерывного излучения искрового канала от длины волны λ при $E/p = 9$ В/(см Тор), $t = 300$ нс: 1 – $H = 0$, 2 – 140 кЭ, 3 – 200.

ся отношение интенсивностей спектральных линий с общим энергетическим уровнем:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{f_1 g_1 \lambda_2^3}{f_2 g_2 \lambda_1^3} \exp\left(-\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{kT_e}\right), \quad (11)$$

где f_1 – сила осциллятора линии длиной волны λ_1 , ϵ_1 – энергия возбуждения, g_1 – отношение статических весов верхнего и нижнего уровней; для линии λ_2 соответствующие параметры обозначены индексом 2. Выражение (11) используется для линий одинаковой кратности ионизации.

Существуют определенные требования, которым должны удовлетворять спектральные линии, используемые для расчета температуры: параметры этих линий известны, отсутствует самопоглощение и т.д. В данном случае наиболее удобными оказались линии AgII – 448.18, 454.5, 480.6, 476.4, 484.7 нм. Во-первых, эти линии являются достаточно яркими в спектре излучения; во-вторых, для этих линий табулированы параметры [20], входящие в (11). Для большинства линий ионов аргона искажение профиля линии за счет самопоглощения невелико. Оптическая толщина при $n_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ и $kT = 3$ эВ для линии 480.6 нм составляет 1 см, что намного больше характерного размера плазменного канала. Проверка самопоглощения линий совмещением каждой точки излучающего объема с его изображением также показала, что плазму в линиях можно считать прозрачной.

Наличие полного ЛТР в плазме искрового канала можно проверить по критерию Грима [19] для однородной нестационарной плазмы: если электронные плотности настолько велики, то микроскопические параметры плазмы, такие как электронная температура и различные плотности, практически не меняются за времена порядка времени установления равновесия

$$\tau_p \approx \frac{1.1 \times 10^7 z n_a^z \epsilon_2^a}{f_{21} n_e (n_a^z + n_a^{z-1}) \epsilon_0} \left(\frac{kT_e}{z^2 \epsilon_0}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{\epsilon_2^a}{kT}\right)$$

и также достаточно велики для выполнения критериев применимости ЛТР в однородной стационарной плазме, но в этих условиях в нестационарной плазме, действительно, достигается состояние ЛТР. Здесь n_a – концентрация атомов, ϵ_2^a – энергия первого возбужденного уровня, ϵ_0 – энергия ионизации, f_{21} – сила осцилляторов. Критерий установления локального термодинамического равновесия в стационарной плазме

$$n_e \geq 9 \times 10^{17} \left(\frac{\epsilon_2^a}{\epsilon_0} \right) \left(\frac{kT_e}{\epsilon_0} \right)^{1/2}.$$

Что касается диффузного канала, то здесь вряд ли можно говорить о полном ЛТР. Поэтому требование установления ЧЛТР приводит к времени установления

$$\tau_p \approx \frac{4.5 \times 10^7 z^3}{n^4 n_e} \left(\frac{kT_e}{z^2 \epsilon_0} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{2z\epsilon_0}{n^3 kT_e} \right),$$

где n – главное квантовое число.

Время выравнивания температуры электронов и ионов можно определить по скорости передачи энергии от электронов к ионам. Частота электрон-ионных столкновений $\nu = n_e \pi e^4 \bar{v} \ln \Lambda / (kT_e)^2$, а время передачи энергии $\tau_{ei}^* = (\delta\nu_{ei})^{-1} \sim \frac{M}{m} \frac{(kT)^2}{\pi e^4 n_e \bar{v}}$.

Для $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получим $\tau_{ei}^* \sim 10^{-8} \text{ с}$. Таким образом, при $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ время выравнивания температуры электронов и ионов составляет $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

С момента замыкания промежутка ярким искровым каналом повышается температура плазмы канала.

Продольное магнитное поле на стадии расширяющегося канала ($t = 300 \text{ нс}$) приводит к увеличению температуры. Это следует и из баланса энергии, так как доля энергии, идущая на расширение канала, в магнитном поле уменьшается, то доля, идущая на излучение и увеличение внутренней энергии плазмы должна возрастать. В этой связи представляется перспективным использование искрового разряда в магнитном поле в качестве импульсного источника излучения в УФ-области спектра.

На стадии медленного расширения канала, т.е. начиная с момента $t = 500 \text{ нс}$ интенсивность непрерывного излучения уменьшается, снижается также интенсивность ионных линий, в то время как яркость линий нейтрального аргона 394.89, 392.9 нм и линий алюминия АII – 302.9, 308.2 нм; АIII – 281.6, 280.2 нм возрастает.

Максимум излучаемой энергии в магнитном поле смещается в коротковолновую область спектра, что является следствием увеличения температуры плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, можно сделать следующие выводы:

1. Характерное время установления единой температуры и равновесной ионизации в плазме канала дуговой стадии разряда высокого давления составляет $< 10^{-8} \text{ с}$.

2. На дуговых стадиях плазма характеризуется стопроцентной ионизацией.

3. Продольное магнитное поле приводит к увеличению плотности тока, проводимости плазмы и удельного энерговклада сильноточного разряда (на стадии резкого спада напряжения и роста тока).

4. Скорость расширения канала определяется скоростью ввода энергии и увеличивается с ростом давления и перенапряжения. Внешнее продольное магнитное поле уменьшает скорость расширения канала.

5. В сильном магнитном поле интегральное излучение искрового канала в диапазоне 200–600 нм вдоль канала увеличивается почти в два раза с одновременным уменьшением перпендикулярно каналу.

6. Увеличивая скорость ввода энергии во внешнем продольном магнитном поле, можно увеличить удельную мощность, проводимость и температуру плазмы до значений, необходимых для получения высокотемпературной плазмы в малых объемах с максимумом излучения в коротковолновой области спектра.

7. Возникновение новых спектральных линий на дуговых стадиях в сильном продольном магнитном поле связано с разогревом электронов, захваченных в пробкотрон.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать заключение, что можно получать горячую плазму при пробое газов высокого давления в коротких промежутках в сильных продольных магнитных полях для создания источника интенсивного ультрафиолетового излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. М.: Атомиздат, 1966. 200 с.
2. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. М.: Наука, 1978. 224 с.
3. Курчатov И.В. О возможности создания термоядерных реакций в газовом разряде // УФН. 1956. Т. LIX. Вып. 4. С. 603.
4. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Омарова Н.О., Хачалов М.Б. Газовые разряды высокого давления во внешнем продольном магнитном поле. Махачкала: ИПЦ ДГУ; ИНПО УРАО, 2014. 214 с.
5. Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Рамазанова А.А., Аль-Харети Ф.М.А., Хачалов М.Б. Спектроскопия плазмы искрового пробоя газов в силь-

- ных магнитных полях // Инженерная физика. 2013. № 5. С. 50.
6. *Chen F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. N.Y.: Plenum, 1984. V. 1. P. 33.
 7. *Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б. и др.* Особенности формирования ударных волн в разрядной плазме при наличии магнитного поля // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 7. С. 680.
 8. *Будкер Г.И.* Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 3 / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 3.
 9. *Post R.F.* Summary of UCRL Pyrotron (Mirror Machine) Program // Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. V. 32. Geneva: United Nations, 1958. P. 245.
 10. *Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х.* Влияние внешних магнитных полей на энергетические характеристики искрового пробоя // ВАНТ. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 1. С. 88.
 11. *Смирнов М.Б.* Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978. 415 с.
 12. *Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л.* Плотность и температура газа в искровом разряде // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 691.
 13. *Драбкина С.И.* К теории развития канала искрового разряда // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 473.
 14. *Маршак И.С.* Электрический пробой газа при давлениях, близких к атмосферному // УФН. 1960. Т. 71. С. 631.
 15. *Андреев С.И., Леонов С.Н., Лиуконен С.А.* Распределение температуры в канале сильноточного импульсного разряда в воздухе // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 981.
 16. *Энгель А.* Ионизованные газы. М.: Физматгиз, 1959. 221 с.
 17. *Методы исследования плазмы / Под ред. Лохте-Хольтгревена В. М.: Мир, 1971. 552 с.*
 18. *Александров А.Ф., Рухадзе А.А.* Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. 184 с.
 19. *Диагностика плазмы / Под ред. Хаддлстоуна Р., Леонарда С. М.: Мир, 1967. 515 с.*
 20. *Подгорный И.М.* Лекции по диагностике плазмы. М.: Атомиздат, 1968. 219 с.
 21. *Пинаев В.А.* Образование и энергетическая релаксация пучка быстрых электронов в катодных областях тлеющего разряда в гелии // ТВТ. 2017. Т. 55. № 3. С. 351.
 22. *Уланов И.М., Литвинцев А.Ю., Пинаев В.А.* Влияние продольного магнитного поля на рекомбинационное излучение тлеющего разряда низкого давления в водороде и гелии // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 3.
 23. *Аль-Харети Ф.М.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Омарова П.Х., Хачалов М.Б.* Спектральные исследования искрового разряда // Инженерная физика. 2013. № 10. С. 43.
 24. *Грим Г.* Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. 451 с.
 25. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 492 с.