

УДК. 537.521

Излучательные и спектральные характеристики искрового канала в аргоне

В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов

Приведены результаты экспериментальных исследований излучательных и спектральных характеристик искрового канала в аргоне атмосферного давления как в магнитном поле, так и без него. Показано, что наложение магнитного поля существенно меняет распределение интенсивности в спектре излучения разряда.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Ключевые слова: искровой пробой, спектр излучения, магнитное поле.

Введение

Канальная стадия искрового разряда в газах высокого давления, несмотря на значительные потери энергии на расширение канала, обладает наибольшей яркостью.

Для построения теории искрового разряда и применение его в качестве источника излучения важно знать физические условия в плазме канала разряда, параметры плазмы. Исследования с помощью интерферометра распределения плотности по сечению разряда для различных моментов времени описаны в [1]. Найдено, что средняя плотность газа в области канала разряда на более поздних стадиях составляет $5 \cdot 10^{-6}$ г/см³, что соответствует концентрации $\sim 10^{17}$ см⁻³. Средняя температура плазмы, в соответствии с гидродинамической теорией, составляет 40000 К. Измерения [2] подтвердили наличие сильного всплеска излучения позади фронта ударной волны, причем с ростом интенсивности волны максимум излучения приближается к фронту.

Постоянство температуры в канале искры соблюдается в весьма широких пределах изменения скорости поступления энергии, что позволило авторам [3] считать, что насыщение яркости излучения канала искры связано с наличием предельного значения температуры плазмы искрового канала.

Экспериментальное исследование радиального распределения температуры в канале сильноточного разряда показало, что, в отличие от случая искрового разряда, она распределена неравномерно [4]. Это обстоятельство позволяет предположить, что радиальное распределение газодинамических параметров в канале искры определяются, в основном, параметрами разряда [5]. Исследования влияния магнитного поля на плотность и температуру плазмы показали, что влияние поля сводится

к уменьшению неоднородности в распределении газодинамических функций [6].

В данной работе проведены экспериментальные исследования излучательных и спектральных характеристик искрового канала в аргоне атмосферного давления, причем как в магнитном поле, так и без него.

Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение

Спектр предыскрового диффузного канала характеризуется, в основном, линиями атомарного аргона. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI, а именно, 442,3 нм, 436,3 нм, 433,5 нм, 355,6 нм. Уширение этих линий на этой стадии незначительное (0,05–0,1 нм), что соответствует концентрации электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³. Интенсивно возбуждаются на ранних стадиях некоторые ионные линии ArII, т.е. 372,9 нм, 358,8 нм, 354,5 нм, имеющие энергии возбуждения, соответственно, 19,96 эВ, 22,94 эВ, 24,62 эВ, а также интенсивный континуум в области 350–360 нм.

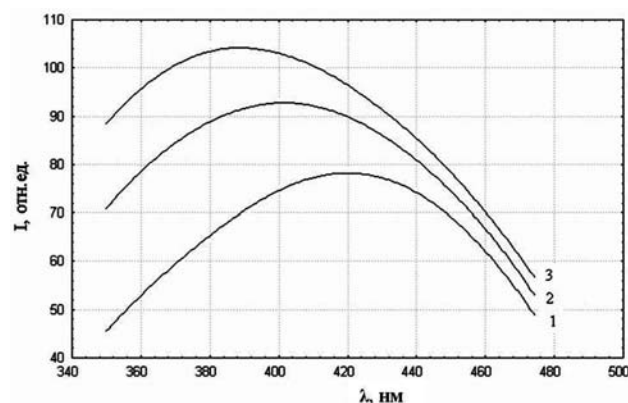


Рис. 1. Интенсивность непрерывного излучения искрового канала: 1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ.

Через 150–200 нс яркость ионных линий возрастает, и начинает регистрироваться непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн (см. рис. 1). Максимальная яркость ионных линий и непрерывного спектра достигается через 300–400 нс с начала резкого роста тока. В магнитном поле интенсивность непрерывного излучения

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, профессор.
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой, профессор.
Рагимханов Гаджимирза Балагланович, доцент.
Дагестанский государственный университет.
Россия, 367025, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43А.
Тел.: (8-872-2) 67-68-90; (8-872-2) 66-14-68.
E-mail: Vali_60@mail.ru; gb-r@mail.ru

Статья поступила в редакцию 25 мая 2014 г.

© Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., 2014

возрастает, возрастает также яркость ионных линий в ультрафиолетовой области (AgII – 280,6 нм, AgIV – 280,9 нм) и линий материала электродов (Al – 280,1 нм, 281,6 нм). Интенсивность же линий в видимом диапазоне спектра с ростом напряженности магнитного поля уменьшается.

Таблица 1

№	λ , нс	Интенсивность в относит. ед.			
		H=0	H=80кЭ	H=140кЭ	H=200кЭ
1	480,6	10	9,12	8,13	7,9
2	4545	3,39	3,3	3,21	3,16
3	4228	2,51	2,49	2,44	2,39

В табл. 1 даны значения интенсивностей трех линий однократно ионизованного аргона при различных значениях напряженности магнитного поля для $t = 300$ нс. Как видно из рис. 1, с увеличением напряженности магнитного поля максимум энергии смещается в коротковолновую область спектра: при $H = 0$ $\lambda_{\max} = 420$ нм, при $H = 140$ кЭ – 400 нм, при $H = 200$ кЭ – 380 нм. Возрастание интенсивности непрерывного излучения во внешнем магнитном поле иллюстрирует рис. 1 ($E/p = 9$ В/см·Торр, $t = 300$ нс).

Таким образом, спектральный состав излучения искрового канала зависит от напряженности магнитного поля. В магнитном поле длительность импульса излучения незначительно возрастает. Степень влияния продольного магнитного поля определяется скоростью расширения искрового канала. Для объяснения экспериментально наблюдаемых закономерностей необходимо определить влияние магнитного поля на параметры плазмы: температуру и плотность.

Для определения температуры плазмы искрового канала был применен метод относительных интенсивностей спектральных линий. Для аргона наиболее удобными для этого оказались линии AgII – 448,18 нм, 454,5 нм, 480,6 нм, 476,4 нм, 484,7 нм. Эти линии являются достаточно яркими в спектре излучения канала. Для большинства линий аргона искажение профиля линии за счет самопоглощения незначительно [7]. Оптическая толщина при $n_e \sim 10^{18}$ см⁻³ и $\kappa T = 3$ эВ для линии 480,6 нм составляет 1 см, что намного больше характерного размера канала.

Наличие полного локального термодинамического равновесия (ЛТР) в плазме искрового канала можно проверить по критерию Грима [8] для однородной нестационарной плазмы. Времена установления равновесия:

$$\tau_p \approx \frac{1,1 \cdot 10^7 z n_a^z E_2^a}{f_{21} n_e (n_a^z + n_a^{z-1}) E_0} \left(\frac{\kappa T_e}{z^2 E_0} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{E_2^a}{\kappa T} \right). \quad (1)$$

Критерий установления локального термодинамического равновесия в стационарной плазме

$$n_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{E_2^a}{E_0} \right) \cdot \left(\frac{\kappa T_e}{E_0} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь n_e , n_a – концентрация электронов и атомов, E_2^a – энергия первого возбужденного уровня, E_0 – энергия ионизации, f_{21} – сила осцилляторов.

Применив критерии (1) и (2) к линии AgII 480,6 нм, у

которой $E_2^a = 19,22$ эВ, $E_0 = 27,6$ эВ, получим, что при $n_e \geq 10^{17}$ см⁻³ и $\kappa T \approx 3$ эВ в стационарной плазме ЛТР устанавливается. Для этой концентрации при $Z = 1$ время установления равновесия, вычисленное по формуле (1), оказалось равной $\tau_p \sim 7 \cdot 10^{-8}$ с. При более высоких концентрациях время установления равновесия будет ещё меньше ($n_e \sim 10^{18}$ см⁻³ соответствует $\tau_p \sim 10^{-8}$ с).

Что касается предискрового диффузного канала, то здесь вряд ли можно говорить о полном ЛТР. Поэтому требование установления частичного термодинамического равновесия (ЧЛТР) приводит к времени установления:

$$\tau_p \approx \frac{4,5 \cdot 10^7 z^3}{n^4 \cdot n_e} \left(\frac{\kappa T_e}{z^2 E_0} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{2zE_0}{n^3 \kappa T_e} \right), \quad (3)$$

где n – главное квантовое число.

Согласно (3), для линий 480,6 нм и 484,7 нм частичное ЛТР устанавливается при $n_e \sim 10^{17}$ см⁻³ и $\kappa T_e = 3$ эВ за время меньшее, чем $\sim 10^{-8}$ с. Следовательно, можно определить температуру электронов для плазмы предискрового диффузного канала.

Электронная температура для момента $t = 40$ нс после начала резкого роста тока составляет $T_e \approx 5,2 \cdot 10^4$ К. Время выравнивания температуры электронов и ионов можно определить по скорости передачи энергии от электронов к ионам. Частота электрон-ионных столкновений:

$$\nu_{ei} = n_e \pi e^4 \bar{v} \frac{\ln \Lambda}{(\kappa T_e)^2},$$

а время передачи энергии:

$$\tau_{ei}^* = (\delta \nu_{ei})^{-1} \sim \frac{M}{m} \frac{(\kappa T)^2}{\pi e^4 n_e \bar{v}}.$$

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

С момента замыкания промежутка ярким искровым каналом магнитное поле приводит к увеличению температуры плазмы канала. В табл. 2 даны значения температур T при различных напряженностях магнитного поля на стадии быстрого расширения ($t = 300$ нс).

Таблица 2

λ , нм	T, 10 ⁴ К		
	H=0	H=140 кЭ	H=200 кЭ
448,18	3,6	3,9	4,1
454,5			
480,6	3,9	4,4	4,6
476,4			
484,7	3,6	3,8	4,0
476,49			
Средняя	3,7	4,03	4,23

Как видно из приведенных результатов измерений, продольное магнитное поле на стадии расширяющегося канала приведет к увеличению температуры. На стадии медленного расширения канала, т.е. начиная с момента

$t = 500$ нс, интенсивность непрерывного излучения уменьшается, уменьшается также интенсивность ионных линий, в то время как яркость линий нейтрального аргона 394,89 нм, 392,9 нм и линий алюминия АII – 302,9 нм, 308,2 нм; АIII – 281,6 нм, 280,1 нм возрастает. Влияние внешнего магнитного поля на спектр излучения искрового канала подробно рассмотрено в работе [9].

В продольном магнитном поле с момента $t = 700$ нс сильно возрастает свечение линий AgI 394,89 нм; AgII 280,6 нм; AgIV 280,9 нм и алюминия 281,6 нм; 280,1 нм; 309,27 нм и 308,216 нм. Соответствующие изменения обнаруживает и температура. Так, при отсутствии магнитного поля температура быстро падает ($t = 1,5$ мкс, $T \approx 28000$ К). В магнитном поле скорость изменения температуры уменьшается ($t = 1,5$ мкс, $T \approx 26000$ К) (см. рис. 2).

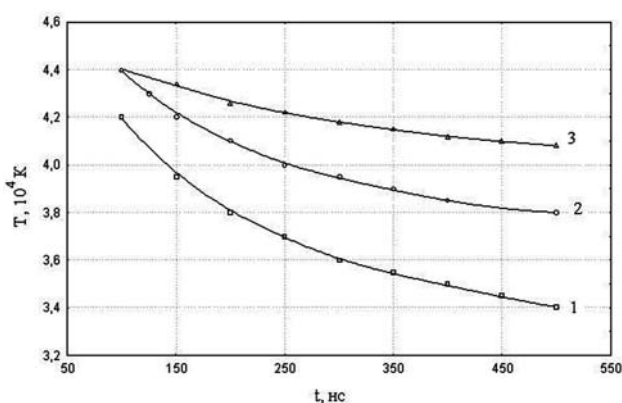


Рис. 2. Температура плазмы канала: 1) $H=0$; 2) $H=140$ кЭ; 3) $H=200$ кЭ.

Максимум излучаемой энергии в магнитном поле смещается в коротковолновую область спектра, что является следствием увеличения температуры плазмы. Для температуры и λ_{\max} выполняется соотношение $\lambda_{\max} \cdot T = 1,576 \cdot 10^{-2}$ К·нм.

Ширина спектральных линий при высоких концентрациях заряженных частиц определяется штарковским механизмом уширения [10]. Оценим вклад различных механизмов в уширение линий ионизованного аргона. При плотностях электронов 10^{16} см⁻³ ударная полуширина линии AgII 480,6 нм ($kT_e = 4$ эВ) составляет 0,1 нм [8]. На канальной стадии максимальная напряженность соответственно равна $H = 2F/cr \approx 5000$ Э.

Тогда уширение собственным магнитным полем будет равно значению:

$$\Delta\lambda_n \approx \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{eH_k}{mC^2} \approx 0,002 \text{ нм.}$$

Доплеровское уширение

$$\Delta\lambda_D \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \cdot \left(\frac{T}{A}\right)^{1/2}$$

для линии AgII 480,6 нм при температуре $T = 4 \cdot 10^4$ К, пренебрежимо мало и составляет величину $\sim 10^{-3}$ нм. Ван-дер-ваалсовское уширение на канальной стадии отсутствует, т.к. в плазме канала нейтральные атомы за очень малые времена выгорают.

Полуширина линии AgII 480,6 нм, измеренная при токе $I = 600$ А ($t = 300$ нс) оказалось равной 0,42 нм. Тогда с учетом ударной электронной полуширины ω , найденной

для $T = 36000$ К из таблицы Грима [8], плотность электронов равна:

$$n_e \approx \frac{\Delta\lambda_{0,5} \cdot 10^{16}}{2 \cdot \omega} \approx 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

а для линии AgII 422,8 нм полуширина $\Delta\lambda_{0,5} = 0,24$ нм, соответственно, плотность электронов $n_e \approx 2,4 \cdot 10^{16} / 2,5,6 \cdot 10^{-3} \approx 2,1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Таким образом, плотности, определенные по полуширинам различных линий, оказались близкими.

Во внешнем магнитном поле с напряженностью

$$H \ll H_0 = 4\pi mc^2 \cdot \frac{\Delta\lambda_{0,5}}{e\lambda}$$

ширина спектральных линий соответствует штарковской ширине. При выполнении обратного неравенства уширение магнитным полем преобладает над штарковским.

Следовательно, плотность заряженных частиц однозначно определяет штарковскую полуширину спектральных линий в магнитных полях напряженностью $H \leq 8,6 \cdot 10^4 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ (для линии 480,6 нм) и $H \leq 1 \cdot 10^5 \cdot \Delta\lambda_{0,5}$ для линии 422,8 нм. Так, при $H = 50$ кЭ полуширина линии 480,6 нм, обусловленная магнитным полем, равна 0,05 нм, а измеренная полуширина 0,5 нм. Это соответствует концентрации электронов $n_e \approx 2,9 \cdot 10^{18}$ см⁻³, т.е. во внешнем магнитном поле концентрация заряженных частиц увеличивается.

Заключение

Анализ полученных результатов исследования позволяет сделать следующие выводы.

1. Спектр излучения искрового канала характеризуется интенсивными ионными линиями и непрерывным излучением в широком диапазоне длин волн, при этом увеличение напряженности прикладываемого магнитного поля приводит к смещению максимума интенсивности излучения в коротковолновую область.
2. В расширяющемся искровом канале в аргоне температура плазмы имеет значение 40000 К, а концентрация заряженных частиц $\sim 10^{18}$ см⁻³, причем продольное магнитное поле приводит к росту температуры и плотности плазмы канала.

Литература

1. Маршак И.С. // УФН. 1960. Т. 71. С. 631.
2. Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л. // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 691.
3. Divrov S., Kobilarov R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. No. 6. P. 1041.
4. Андреев С.И., Леонов С.Н., Луконов С.А. // ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 981.
5. Эльдаров Ш.Ш., Якубов И.В. // Региональная конференция по физико-химическим процессам в электрических разрядах. – Тезисы докладов. Грозный. 1994. С. 29-31.
6. Омаров О.А., Хачалов М.Б. // Деп. в ВИНТИ. 06.03.89. № 1484, В.89.
7. Преображенский Н.Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. – Новосибирск: Наука, 1977.
8. Грим Г. Спектроскопия плазмы. – М: Атомиздат, 1969.
9. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Хачалов М.Б., и др. // Инженерная физика. 2013. № 11. С. 1.
10. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. – М: Мир, 1978.

Radiation and spectral characteristics of argon spark channel

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, and G. B. Ragimkhanov

Dagestan State University
43A Gadzhiev str., Makhachkala, 367025, Russia
E-mail: Vali_60@mail.ru

Received May 25, 2014

The experimental investigations of radiation and spectral characteristics of argon spark channel at atmospheric pressure both in the magnetic field and without it are resulted. It is shown that the imposition of magnetic is changed significantly the intensity distribution in the spectrum of discharge radiation.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Keywords: spark breakdown, spectrum of radiation, magnetic field.

References

1. I. S. Marshak, Usp. Phys. **71**, 631 (1960).
2. G. G. Dolgov and S. L. Mandel'shtamm, J. Exp. Theor. Phys. **21**, 691 (1951).
3. S. Divrov and R. Kobilarov, J. Phys. D: Appl. Phys, **19**, 1041 (1986).
4. S. N. Andreev, S. N. Leonov, and S. A. Liukonen, Tech. Phys. **46**, 981 (1976).
5. Sh. Sh. Eldarov and I. V. Yakubov, in *Proceedings of the Regional Conference on Electrical Discharges* (Grozny, 1994), pp. 29-31.
6. O. A. Omarov and M. B. Khachalov, Depon. VINITI, 06.03.89. No.1484, V.89,
7. N. G. Preobrazhensky, *Spectroscopy of the Optically Thick Plasma* (Nauka, Novosibirsk, 1977) [in Russian].
8. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, New York, 1964; Atomizdat, Moscow, 1969).
9. O. A. Omarov, V. S. Kurbanismailov, et al., Inzhenernaya Fizika, No. 11, 1 (2013).
10. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasma* (New York; London: Academic Press, 1974; Mir, Moscow, 1978).