

УДК 537.521

Особенности сверхзвукового расширения искрового канала в аргоне во внешнем продольном магнитном поле

*В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, М.А. Арсланбеков, Г.Б. Рагимханов,
М.В. Курбанисмаилов, Али Рафид Аббас Али*

В рассматриваемой работе приводятся результаты экспериментальных исследований формирования и развития ударных волн как при наличии внешнего продольного магнитного поля, так и без него, а также результаты влияния продольного магнитного поля на стадию сверхзвукового расширения искрового канала в аргоне атмосферного давления в коротких межэлектродных промежутках. Показано, что наложение магнитного поля приводит к заметному уменьшению скорости расширения плазменной области.

PACS: 52.25.—b, 52.70.—m, 52.80.Tn

Ключевые слова: искровой канал, ударные волны, волны ионизации, магнитное поле.

Введение

Известно, что в импульсных разрядах вследствие быстрого ввода энергии в тонкий канал давление плазмы за очень короткие времена $\sim 10^{-9}$ с резко возрастает. Это вызывает расширение плазмы искрового канала в радиальном направлении со сверхзвуковой скоростью $\sim 10^5$ см/с. При этом расширяющийся плазменный поршень давит на нейтральный газ, формируя, тем самым, ударную волну большой интенсивности, способную переносить фронт ионизации в радиальном направлении [1].

Расширение плазменной области поперек магнитного поля, давление которого соизмеримо с газокINETическим давлением плазмы, при наличии градиента поля на границе канала происходит с меньшей скоростью. Величина градиента определяется скоростью расширения и проводимостью плазмы.

Наблюдаемая в экспериментах [2–3] скорость радиального расширения канала импульсного разряда высокого давления не может быть обеспечена ни диффузионным, ни фотоионизационным механизмами.

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, профессор.
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой.
Рагимханов Гаджимирза Балагланович, доцент.
Арсланбеков Магомед Абдрахманович, научн. сотр.
Курбанисмаилов Магомед Валиевич, мл. научн. сотр.
Али Рафид Аббас Али, аспирант.
Дагестанский государственный университет.
Россия, 367025, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43А.
Тел.: 8 (872–2) 67–68–90.
E-mail: vali_60@mail.ru; gb-r@mail.ru

Статья поступила в редакцию 10 октября 2013 г.

© Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Арсланбеков М.А., Курбанисмаилов М.В., Али Рафид Аббас Али, 2013

В рассматриваемой работе приводятся результаты экспериментальных исследований формирования и развития ударной волны как при наличии внешнего продольного магнитного поля, так и без него, а также результаты влияния продольного магнитного поля на стадию сверхзвукового расширения искрового канала в аргоне атмосферного давления в коротких межэлектродных промежутках.

Результаты экспериментальных исследований и их обсуждение

Схема экспериментальной установки и методики исследования подробно описаны в работе [4]. Здесь рассмотрим непосредственно результаты исследования.

Характерные СФР-граммы канала искры показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, наложение магнитного поля приводит к заметному уменьшению скорости расширения плазменной области, причем особенно это заметно на стадии быстрого расширения [2].

В условиях эксперимента ($p = 3$ атм, $d = 3$ мм, $E/p = 10$ В/см·Торр) через 400–500 нс ударная волна отделяется от границы канала. Скорость расширения искрового канала для момента времени 100 нс равна $1,5 \cdot 10^5$ см/с при $H = 0$ и $0,9 \cdot 10^5$ см/с при $H = 90$ кЭ.

Из рис. 1 отчетливо видно, что до определенного момента времени граница канала разряда и фронта ударной волны совпадают.

Стадия сверхзвукового расширения зависит от напряженности магнитного поля. В аргоне уменьшение этой стадии составляет при $H = 200$ кЭ около 200 нс. При этом внешнее магнитное поле не сказывается на значении скорости ударной волны на стадии отрыва волны от тоководу-

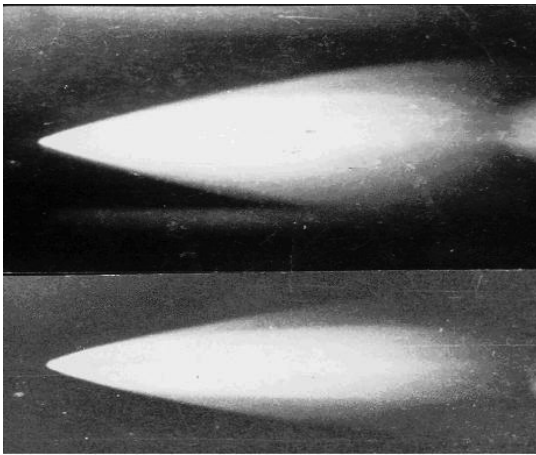


Рис. 1. СФР-граммы расширяющегося искрового канала

щего канала. Для воздуха это значение скорости, приблизительно, равно 800–900 м/с, для аргона 600–700 м/с. Эти пороговые значения ударной волны, очевидно, определяются недостаточностью энергии газодинамического движения, которая на ширине вязкого скачка уплотнения переходит в энергию теплового движения для ионизации газа, втекающего во фронт ударной волны.

Выражения для скачков величин ρ , p , T на фронте ударной волны в зависимости от интенсивности ударной волны, задаваемые числом Маха M , можно записать следующим образом [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_0} &= \frac{M^2(\gamma+1)}{2+(\gamma-1)M^2}, \\ \frac{p_1}{p_0} &= \frac{2\gamma M^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1}, \\ \frac{T_1}{T_0} &= \frac{[2+(\gamma-1)M^2][2\gamma M^2 - (\gamma-1)]}{M^2(\gamma+1)^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Действительно, из выражения (1) можно определить величину роста температуры газа за фронтом волны. Например, при $v = 800$ м/с и $M \approx 2,5$ для аргона имеем $T_1 \approx 3T_0$.

При критической скорости, при которой ударная волна отрывается от границы искрового канала, происходит смена газодинамического меха-

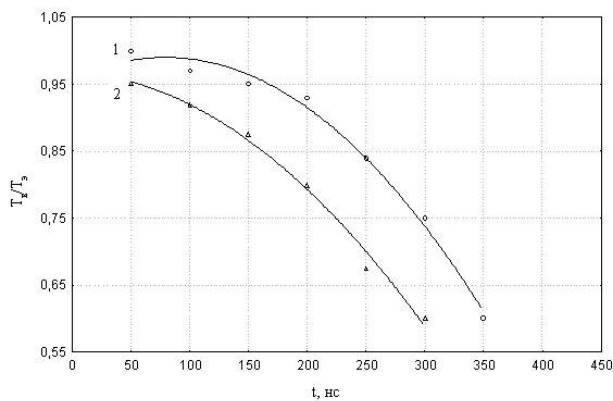


Рис. 2. Отношение температуры возмущенного газа к температуре электронов: 1) $H = 0$; 2) $H = 140$ кЭ.

низма поперечного переноса фронта ионизации по нейтральному газу на более медленный (диффузионный). На начальном этапе расширения (при больших числах Маха, $M \geq 10$) температура возмущенного газа

$$T_1 \approx \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M^2 \approx 30000 \text{ К}$$

практически совпадает с электронной температурой, определенной по относительной интенсивности спектральных линий.

На начальном этапе развития канала ($t \leq 200$ нс) отношение T_b/T_e со временем практически не меняется. Это свидетельствует о том, что ударная волна вызывает такое возрастание температуры, что она существенно влияет на ионизацию газа, т.е. ударная волна на этой стадии переносит границу ионизованной части канала. Об этом же свидетельствует и влияние магнитного поля на отношение T_b/T_e . В продольном магнитном поле это отношение меньше, чем в отсутствие магнитного поля (см. рис.2).

На стадии быстрого расширения в канал непрерывно вводится энергия. Поэтому можно считать, что в канале постоянно генерируется плазма, но значение электрического поля в столбе разряда практически не меняется. Проводимость плазмы очень быстро выходит на насыщение и в дальнейшем практически неизменной. Все это дает основание считать процесс расширения канала изотермическим. Температура плазмы уменьшается в течении 300 нс не более чем на 10%.

Проводимость плазмы канала в течении первых 100 нс возрастает до значения $80 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ и в дальнейшем практически не меняется (см. рис. 3). В продольном магнитном поле проводимость увеличивается с ростом поля (при $H = 200$ кЭ имеем $\sigma = 100 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$). Постоянное значение проводимости при $H = 0$ достигается через 100 нс, а при $H = 200$ кЭ через 150 нс. Быстрый рост проводимости плазмы искрового канала в первые 100 нс свидетельствует о возрастании степени ионизации.

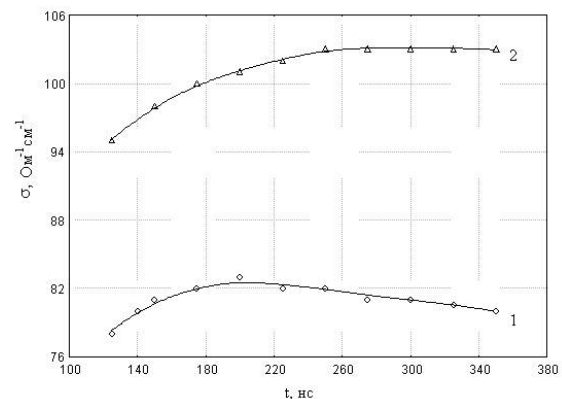


Рис. 3. Проводимость плазмы канала ($E/p = 10 \text{ В/см}\cdot\text{Торр}$): 1 — $H = 0$; 2 — $H = 140$ кЭ.

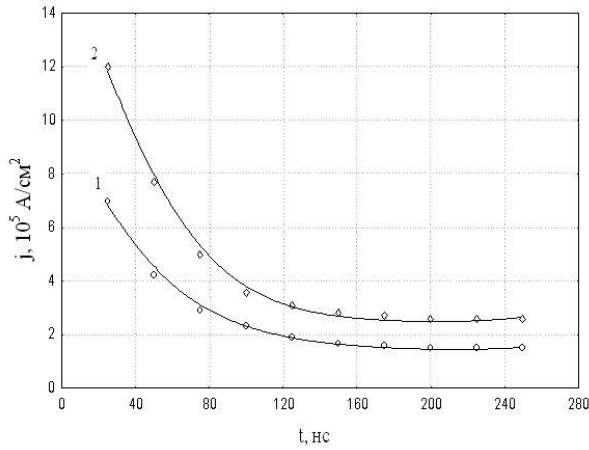


Рис.4. Плотность тока в разряде ($E/p = 10 \text{ В/смТорр}$): 1) $H = 0$, 2) $H = 200 \text{ кЭ}$

В магнитном поле плотность тока на всех стадиях больше, чем при отсутствии магнитного поля (ср. кривые 1 и 2 на рис.4). Так, например, при $H = 200 \text{ кЭ}$ через 100 нс с начала резкого спада напряжения плотность тока равна $3,6 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$, а при $H = 0$ оказывается равной $2,2 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$.

По сфазированным осциллограммам тока и напряжения определялась мощность и энергия рассеивания в промежутке. При этом максимальное значение мощности соответствует фазе быстрого расширения канала. Наличие индуктивности в разрядной цепи на стадии быстрого роста тока приводит к перераспределению напряжения в цепи.

На начальных стадиях, когда

$$L \frac{dI}{dt} \ll IR(t),$$

энерговклад определяется исключительно процессами в промежутке, когда же

$$L \frac{dI}{dt} \geq IR(t)$$

энерговклад сильно зависит от индуктивности. Так, например, через 10 нс после начала резкого спада напряжения $\frac{dI}{dt} \sim 10^9 \text{ А/с}$, $R \approx 200 \text{ Ом}$,

$I = 40 \text{ А}$; $L \frac{dI}{dt} \approx 10^3 \text{ В} \ll IR = 8 \cdot 10^3 \text{ В}$, а через

100 нс $L \frac{dI}{dt} = 4,5 \cdot 10^3 \text{ В}$, $IR = 4,2 \cdot 10^3 \text{ В}$.

Сопротивление искрового канала в магнитном поле больше, следовательно, влияние индуктивности должно быть меньше. На начальных этапах формирования и расширения канала скорость энерговклада в магнитном поле меньше, что объясняется лучшим выполнением условия $IR \gg L \frac{dI}{dt}$

и большим сопротивлением канала. В магнитном поле возрастает также и плотность электронов в плазме. Концентрация электронов, определен-

ная по штарковским полуширинам линий 480,6 нм и 422,8 нм, для момента $t = 300 \text{ нс}$ при $H = 0$ составляет $2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при $H = 140 \text{ кЭ}$ оказывается равной $3,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Теоретический анализ динамики канала

Для определения скорости расширения канала воспользуемся законом сохранения массы плазмы в канале и предположим распределение плотности вещества в канале однородным, т.е. $\rho_{ок} \cdot r_0^2 = \rho_1(t) \cdot r^2(t)$, где $\rho_{ок}$ — начальная плотность, r_0 — начальный радиус канала. Обозначив значение радиуса канала в момент отрыва ударной волны от границы плазмы через r_m и считая, что давление в плазме канала в момент отделения ударной волны становится соизмеримым с внешним давлением, получим следующие соотношения согласно [6]:

$$\begin{aligned} \frac{p_{ок}}{p_1(t)} &= \frac{r^2(t)}{r_0^2}; \\ p_{ок} &= p_0 \frac{r_m^2}{r_0^2}; \\ \frac{p_1(t)}{p_0} &= \frac{r_m^2}{r^2(t)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $p_{ок}$ — начальное давление в канале, p_0 — давление невозмущенного газа, $p_1(t)$ — давление в плазме канала в момент времени t .

При получении соотношения (2) процесс расширения канала считался изотермическим. Граничное условие для сильной ударной волны имеет вид:

$$\frac{p_1(t)}{p_0} \approx \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\frac{v(t)}{c} \right]^2. \quad (3)$$

Из (2) и (3) можно получить (с учетом того, что до отрыва ударной волны от границы канала $v(t) = \frac{dr(t)}{dt}$, и если считать процесс адиабатическим) следующее выражение:

$$r_a(t) = \left[c(\gamma+1) \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{1/2} r_m \cdot r^\gamma \cdot t + r_0^{(\gamma+1)} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

На рис. 5 показаны значения радиуса канала, рассчитанные по формуле (4). Для сравнения приведены экспериментальные значения. Величина r_m измерялась экспериментально, а r_0 вычислялась, исходя из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных кривых [2].

В адиабатическом приближении начальная скорость расширения немного больше, чем в изотермическом приближении. С экспериментальными значениями лучше согласуется расчет в изотермическом приближении. На начальном этапе расширения канала, т.е. при температуре $T_e \geq 4 \text{ эВ}$, когда становится существенной многократная ио-

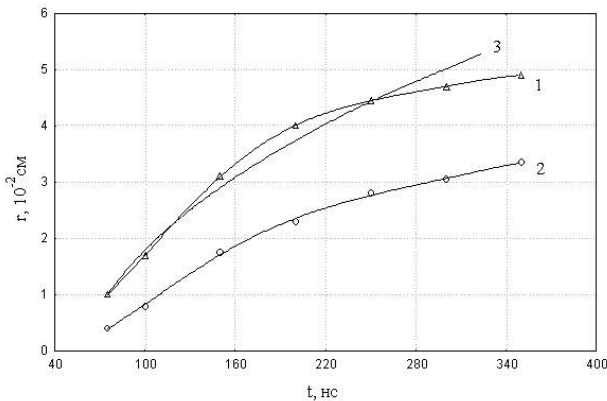


Рис. 5. Радиус канала искры: 1 — эксперимент, $H = 0$; 2 — эксперимент, $H = 140$ кЭ; 3 — расчет в изотермическом приближении.

низация [6], структура фронта волны будет определяться ионизационными процессами.

Структура фронта ударной волны при различных условиях с учетом ионизации теоретически

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\gamma+1)p_1 - (\gamma-1)p_0}{(\gamma+1)p_0 - (\gamma-1)p_1} + \frac{p_1 - p_0}{(\gamma+1)p_0 - (\gamma-1)p_1} \frac{H_1^2 - H_0^2}{8\pi P_0}. \quad (6)$$

Экспериментальные данные скоростей расширения плазмы позволяют считать, что $p_1 \sim p_H \gg p_0$. Тогда из (6) получим условие предельного сжатия

$$\rho_{1H} = \frac{3\gamma+1}{3\gamma-1} \rho_0, \quad (7)$$

которое отличается от условия предельного сжатия при $H = 0$

$$\rho_1 \cong \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0. \quad (8)$$

Из сравнения формул (6) и (8) следует, что при наличии магнитного поля условие предельного сжатия на фронте ударной волны ослабевает (увеличивается толщины слоя, в котором происходит скачок газодинамических параметров).

Заключение

Таким образом, выполненные исследования позволили изучить особенности формирования и развития ударных волн в аргоне атмосферного давления в коротких промежутках ($d = 1$ см) при напряжениях от статистического пробойного до сотни процентов перенапряжений как при наличии магнитного поля, так и без него.

Процесс расширения искрового канала в магнитном поле носит гидродинамический характер.

рассматривалась в [5, 7–8]. В аргоне [9] для достаточно высокой степени ионизации в начальном состоянии получено, что в такой плазме происходит сильный нагрев плазмы и резкое увеличение степени ионизации.

Магнитное поле существенно влияет на газодинамические параметры в ударной волне. Граничные условия с учетом магнитного давления имеют вид [5]:

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1,$$

$$\rho_0 u_0^2 + p_0 + p_{H0} = \rho_1 u_1^2 + p_1 + p_{H1} \quad (5)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}.$$

Здесь $p_H = \frac{H^2}{8\pi}$ — магнитное давление, индекс

«0» относится к величинам впереди фронта.

Считая плазму идеальным газом, получим уравнение ударной адиабаты:

Продольное магнитное поле приводит к уменьшению скорости расширения канала, а также к росту плотности тока, проводимости, температуры, плотности плазмы канала и удельного энерговыклада в разряд.

Литература

1. Курбанисмаилов В.С., Арсланбеков М.А., Аль-Шатрави Али Дж. Г., и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 37. № 1. С. 1
2. Хачалов М.Б., Ахмедова Х.Г. // ТВТ. 2000. Т. 45. № 6. С. 1
3. Хачалов М.Б. // Вестник ДГУ. 2006. № 4. С. 30
4. Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Хачалов М.Б., и др. // Инженерная физика. 2013. Т. 37. № 11. С. 1
5. Великович А.А., Либерман Н.А. Физика ударных волн в газах и в плазме. — М.: Наука, 1987
6. Смирнов М.Б. Физика слабоионизованного газа. — М.: Наука, 1978
7. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В книге «Вопросы теории плазмы» — М.: Атомиздат, 1963.
8. Магдешова Н.Н., Пащенко Н.Т., Райзер Ю.П. // ПМТФ. 1970. Т. 5. С. 11
9. Имшенник В.С. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 202

The peculiarities of ultrasonic expansion of spark argon channel in the external longitudinal magnetic field

*V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, M.A. Arslanbekov, G B. Ragimkhanov,
M.V. Kurbanismailov, and Ali Rafid Abbas Ali*

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

The results of the experimental investigations of forming and developing of the impact waves both under the presence of the external longitudinal magnetic field and without it and in addition results of influence of longitudinal magnetic field on the stage of ultrasonic expansion of spark argon channel at atmospheric pressure in the short interelectrode gaps are given in the work. It is shown that the imposition of magnetic field leads to noticeable reduction of the expansion rate of plasma field.

PACS: 52.25.— b, 52.70.— m, 52.80.Tn

Key words: spark channel, impact waves, ionization waves, magnetic field.

Bibliography — 9 references

Received October 10, 2013