

УДК 621

## Газодинамические закономерности формирования и развития канала импульсного разряда высокого давления

О. А. Омаров, Ш. Ш. Эльдаров,  
А. М. Гаджиев, А. А. Рамазанова

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Республика Дагестан

*В условиях больших скоростей ввода электрической энергии в разрядный промежуток формируется ударная волна (УВ) достаточно большой интенсивности, на фронте которой эффективно поглощается излучение в видимом диапазоне, идущее из канала разряда. По этой причине представляет интерес исследование скорости газодинамических процессов и спектральных закономерностей при импульсном пробое газовых промежутков высокого давления в параметрической зависимости от условий инициирования разряда.*

Исследование развития процесса пробоя газовых промежутков, в зависимости от параметров разрядного контура, газа и внешних условий инициирования, имеет как важное фундаментальное, так и прикладное значение.

Дело в том, что несмотря на длительную предысторию исследований, посвященных импульсному пробое газовых промежутков высокого давления, не до конца еще выяснена роль различных физических механизмов на определенных стадиях развития процесса пробоя. В этом состоит фундаментальность интереса к формированию и развитию плазмы газового разряда.

При этом следует отметить, что так как плазма является средой с ярко выраженными анизотропными свойствами по отношению к магнитному полю, наличие магнитного поля вносит существенные особенности в характер и суть протекания процесса импульсного электрического разряда в газах повышенного давления. Влияние внешнего магнитного поля на процесс пробоя газов имеет различную природу на отдельных стадиях, фазах его развития. Вместе с тем следует различать два предельных случая воздействия магнитного поля на формирование и динамику плазмы газового разряда.

Первый случай соответствует полному прониканию магнитного поля в плазму газового разряда. В этом случае характер и степень влияния магнитного поля на развитие пробоя выражены через ограничение коэффициентов поперечного переноса частиц и энергии внутри газоразрядной плазмы. Это влияние становится существенным только в случае выполнения условия:

$$\bar{\omega}_{ea} \gg \bar{\nu}_{ea}, \quad (1)$$

где  $\bar{\omega}_{ea}$  — циклотронная частота для электронов;

$\bar{\nu}_{ea}$  — эффективная частота столкновений, с передачей импульса и энергии, электронов частицам сорта  $a$ , т. е. с ионами или нейтронами в зависимости сильно или слабо ионизована плазма газового разряда.

В случае пробоя газовых промежутков высокого давления условие (1) крайне трудно достижимо ввиду большого значения  $\nu_{ea} \sim 10^{14} - 10^{16} \text{ с}^{-1}$ .

Другим предельным способом воздействия с помощью магнитного поля на процессы формирования и развития импульсного пробоя газов является отсутствие проникания магнитного поля в плазму разряда. В этом случае влияние магнитного поля выражено через возникновение объемной силы,

действующей на развивающийся плазменный объект в разрядном промежутке. Существенность влияния магнитного поля на процессы, происходящие в газоразрядном промежутке, при этом определяется условием соизмеримости градиента внешнего магнитного поля, на границе раздела плазма — нейтральный газ, с градиентом газокINETического давления внутри газоразрядной плазмы

$$\frac{\bar{H}\nabla H}{4\pi} \sim \nabla P_{\Gamma}, \quad (2)$$

где  $\bar{H}$  и  $\nabla H$  — напряженность и градиент напряженности магнитного поля, соответственно:

$\nabla P_{\Gamma}$  — градиент газокINETического давления.

Реализация первого или второго способа определяется отношением времени диффузии магнитного поля в плазму разряда  $\Delta t$  ко времени задержки  $\tau_3$  инициирования электрического разряда относительно момента генерации магнитного поля. Если  $\tau_d \ll \tau_3$  — имеем первый случай, в противном случае реализуется второй способ воздействия магнитного поля на физические процессы в газоразрядном промежутке.

Прикладной характер интереса к процессу развития импульсного пробоя газовых промежутков высокого давления имеет различные аспекты на различных стадиях развития пробоя. Так, на ранних стадиях он обусловлен возможностью создания инверсного заселения энергетических уровней частиц плазмы и, следовательно, формированием активной среды для накачки оптических квантовых генераторов (ОКГ), генерацией спектрально селективных источников излучения и т. д.

Интерес к исследованию канальной стадии процесса пробоя газовых промежутков высокого давления обусловлен тем, что в канале искрового и сильноточного разрядов за короткие времена ( $\tau = 1-100$  мкс) выделяется значительное количество энергии ( $P \sim 10^5-10^6$  Вт), и по этой причине канал разряда обладает высокой яркостью свечения. В этой связи ставится вопрос об эффективности использования таких разрядов в качестве интенсивной световой вспышки для скоростного фотографирования быстропротекающих процессов, оптической локации, исследования кинетики фотохимических реакций и т. д.

Характер протекания высокотемпературных газодинамических процессов и связанных с ними оптических явлений позволил определить роль различных физических механизмов, участвующих в выносе энергии излучения из различных зон свечения разрядного промежутка. Особый интерес представляет исследование явно нестационарной стадии газодинамических явлений и оптических закономерностей в спектре излучения магнитоактивной плазмы в условиях интенсивного лучистого теплообмена с невозмущенным газом. При этом вопросы, связанные с излучением и поглощением света нагретым газом, имеют важное значение для таких практических газодинамических задач, как изучение явлений, связанных с сильноточным взрывом в газах и радиационным нагревом аэрокосмических тел при их вхождении в атмосферу земли и т. д.

Помимо отмеченных выше аспектов практического интереса к исследованию процесса пробоя газов высокого давления, следует выделить и традиционные примеры конкретного использования низкотемпературной плазмы в плазмотронах различной мощности и широкого целевого назначения.

Бурный рост проводимости в канале импульсного разряда высокого давления, сопровождающийся сверхзвуковым выдвиганием плазменного поршня в

нейтральный газ [1], способен формировать в последнем ударную волну (УВ) достаточно большой интенсивности. Необходимым условием для образования УВ являются со стороны газа нормальность термодинамических свойств вещества, т. е.  $\partial^2 P / \partial^2 V > 0$  [2], а со стороны разрядного контура — его способность обеспечить ввод энергии в количестве  $10^5 - 10^6$  Вт/м, т. е. при собственной частоте колебаний в контуре  $\omega \sim 10^6$  Гц общая энергия в расчете на единицу длины разряда  $\epsilon - 1$  Дж/м.

Оптические картины расширяющегося канала разряда в воздушном промежутке атмосферного давления длиной  $l = 3$  мм, снятые при различных значениях параметров  $U/L$  и  $H$ , представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1 вначале однородный фронт свечения развивается с достаточно большой скоростью. Длительность этой стадии, по оценкам, произведенным на основе сверхскоростной фоторегистрации с известной скоростью, дает значение около 400–500 нс. Затем фронт свечения разбивается на два самостоятельных фронта, один из которых, менее яркий, продолжает перемещаться со сверхзвуковой скоростью, а другой, более яркий, — с дозвуковой скоростью. Скорость расширения области высокой яркости свечения определялась на основе фоторегистрации с известной скоростью из соотношения:

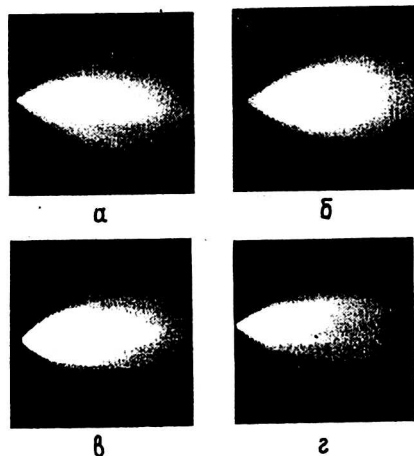
$$v(t) = v_p \frac{r(t)}{l(t)}, \quad (3)$$

где  $v_p$  — скорость фоторегистрации канала разряда;

$l$  — длина фоторазвертки, соответствующей радиусу канала  $r$ .

Рис. 1. Оптические картины канала искрового разряда при различных условиях его иницирования:

- а —  $H = 0$ ,  $C = 0,5$  мкФ,  $L = 0,15$  мкГн,  $U_{пр} = 10$  кВ;  
 б —  $H = 10^6$  А/м,  $C = 0,25$  мкФ,  $L = 0,3$  мкГн,  $U_{пр} = 15$  кВ;  
 в —  $H = 0$ ,  $C = 0,5$  мкФ,  $L = 0,15$  мкГн,  $U_{пр} = 7$  кВ;  
 г —  $H = 10^6$  А/м,  $C = 0,25$  мкФ,  $L = 0,3$  мкГн,  $U_{пр} = 10$  кВ



Изменение со временем скорости расширения области высокой яркости свечения и электропроводности, канала импульсного разряда, вычисленные согласно формуле (3), по измеренным значениям  $r(t)$  и  $l(t)$ , показано на рис. 2. Для сравнения рассмотрены случаи  $H = 0$  и  $H \sim 10^6$  А/м. Из рис. 2 видно, что наложение магнитного поля приводит к заметному уменьшению скорости расширения канала, особенно на начальных стадиях его развития. Так, при пробое воздушного промежутка длиной  $d = 3$  мм при  $U_{пр} = 12$  кВ и  $P = 1$  атм наличие квазистационарного продольного магнитного поля с  $H \sim 10^6$  А/м способствует уменьшению скорости расширения около 25%. Аналогичные измерения, проведенные для случая пробоя Ag, при значениях параметров  $U_{пр} = 7$  кВ,  $d = 3$  мм и  $P = 1$  атм дают уменьшение скорости расширения канала на 40%.

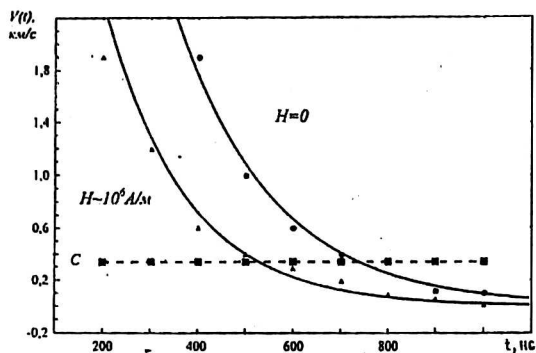


Рис. 2. Изменение скорости расширения искрового канала в воздушном промежутке атмосферного давления:  
 $U = 12$  кВ;  $d = 3$  мм; ● —  $H = 0$ ;  
 ▲ —  $H = 10^6$  А/м; ■ — скорость звука  $c$

Исследование радиального развития канала импульсного разряда в параметрической зависимости от напряженности внешнего продольного магнитного поля позволило установить зависимость длительности стадии сверхзвукового расширения канала от напряженности магнитного поля и параметра  $U/L$ . В частности, при пробое воздушного промежутка с приведенными выше параметрами рост напряженности магнитного поля до  $10^6$  А/м приводит к уменьшению длительности стадии быстрого расширения примерно на 150 нс. В случае пробоя Аг соответствующее уменьшение составляет около 200 нс.

По оптическим картинам, снятым с большим разрешением по световому потоку, а также по теоретическим оценкам характера зависимости  $r(t)$  и  $v(r)$ , можно утверждать, что наличие магнитного поля приводит к укорачиванию стадии, на которой действует гидродинамический механизм расширения канала разряда. Другими словами, с ростом напряженности внешнего магнитного поля уменьшается длительность совместного распространения фронта УВ и границы канала разряда.

Зависимость длительности совместного распространения фронта УВ и границы искрового канала в воздухе от напряженности магнитного поля и параметра  $U/L$  представлена на рис. 3. Так, с увеличением отношения  $U/L$  длительность  $\Delta t$  вначале растет почти линейно, затем медленно выходит на насыщение.

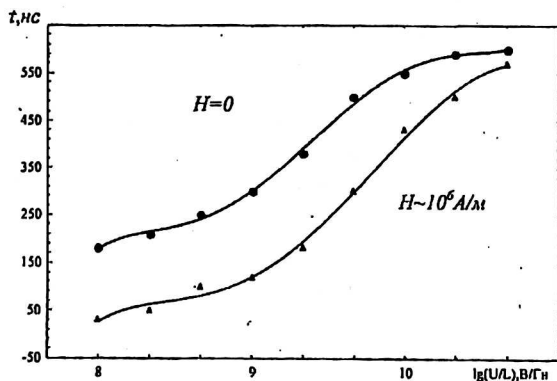
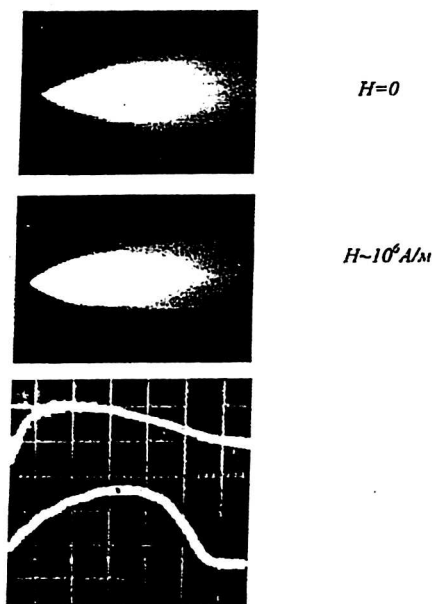


Рис. 3. Зависимость длительности совместного распространения фронта ударной волны и границы искрового канала от параметра  $U/L$ :  
 ● —  $H = 0$ ; ▲ —  $H = 10^6$  А/м

При всех одинаковых значениях условий инициирования разряда скорость и длительность развития на стадии быстрого расширения канала разряда слабо зависят от показателя адиабаты газа и его атомной (молекулярной) массы. При этом характер этой зависимости от  $H$  и  $U/L$  для всех атомарных и молекулярных газов остается неизменным.

В этом частично можно убедиться на основе СФР-грамм развития искрового канала и ВАХ, снятых при значениях  $H = 0$  и  $H \sim 10^6$  А/м, представленных на рис. 4. Сравнение рис. 3 и 4 позволяет утверждать, что выявленные газодинамические закономерности развития канала импульсного разряда высокого давления имеют общие тенденции временной эволюции.

Рис. 4. СФР-граммы развития искрового канала и ВАХ, снятые при значениях  $H = 0$  и  $H \sim 10^6$  А/м



Другим примером, подтверждающим наличие общих газодинамических закономерностей развития канала импульсного разряда, является то обстоятельство, что с ростом скорости энерговода в разрядный промежуток одновременно растут скорость расширения канала и длительность стадии совместного распространения фронта УВ и границы канала импульсного разряда, но при этом скорость распространения УВ в момент отрыва от границы канала остается величиной постоянной независимо от условий инициирования разряда. В частности, для воздуха эта скорость равна примерно 600 м/с. Наложение магнитного поля не сказывается на ее значении. Для Ar значение скорости перемещения фронта УВ в момент отрыва от токоведущего канала чуть меньше, чем в воздухе, и составляет  $\sim 500$  м/с.

Постоянство скорости отрыва фронта УВ от границы канала разряда говорит, на наш взгляд, о том, что по мере переноса фронта ионизации в радиальном направлении интенсивность УВ ослабевает с постоянным декрементом. В момент отрыва интенсивность УВ слишком мала и энергия направленного, газодинамического движения, которая на ширине вязкого скачка уплотнения переходит в энергию теплового движения, недостаточна для ударной ионизации потока газа, втекающего во фронт УВ. В этом случае физически корректнее говорить не об отделении или отрыве фронта УВ от границы канала разряда, а о смене газодинамического механизма поперечного переноса фронта ионизации по нейтральному газу на более медленные механизмы.

Наличие внешнего магнитного поля, градиент которого на границе плазма — невозмущенный газ сравним с градиентом газокинетического давления внутри плазменного столба разряда, должно соответствовать

уменьшению ускорения, с которым плазменный поршень выдвигается в нейтральный газ. Следовательно, при этом образуется УВ меньшей интенсивности и, как следствие, меньшей скорости распространения. С другой стороны, наличие магнитного поля приводит к существенному уменьшению скорости релаксационных процессов, в частности, установлению стационарного состояния ионизации, за фронтом УВ.

В целом отмеченные обстоятельства, связанные с наличием магнитного поля, должны обусловить качественные и количественные изменения протекания газодинамических процессов при импульсном пробое газов высокого давления.

После смены газодинамического механизма радиального развития канала на более медленные механизмы влияние магнитного поля на поперечный перенос энергии будет выражено по другому.

Зависимость числа Маха  $M$  от напряженности внешнего продольного магнитного поля  $H$  для значений величины  $A = \epsilon/l\rho_0$ , являющейся единственной размерной постоянной, однозначно определяющей начальные условия инициирования разряда и содержащей только размерности длины и времени, представлена на рис. 5. Так, при больших значениях параметра  $A$  влияние магнитного поля на начальной стадии развития разряда выражено слабо, соответственно, при росте напряженности магнитного поля  $M$  уменьшается, причем тем резче, чем меньше параметр  $A$ . В случае отсутствия магнитного поля увеличение  $M$  почти пропорционально посту параметра  $A$ .

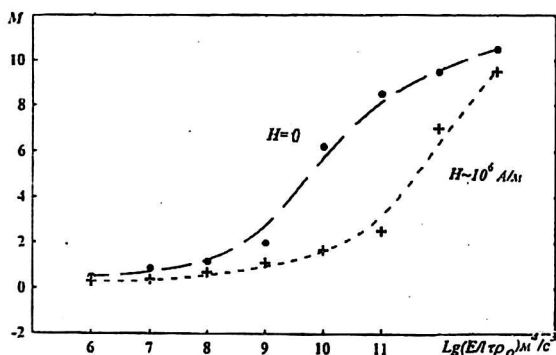


Рис. 5. Зависимость числа Маха  $M$  от напряженности внешнего продольного магнитного поля  $H$  для различных значений величины  $A = \epsilon/l\rho_0$

Так как влияние магнитного поля на скорость выдвигания плазменного поршня  $V$  на явления поперечного переноса энергии и импульса внутри плазмы газового разряда выражено по-разному, то с ростом напряженности внешнего магнитного поля меняется безразмерный пространственный масштаб, представляющий отношение радиуса токоведущего канала к радиусу области, охваченного УВ.

По известному значению числа  $M$  можно оценить значение температуры  $T_1$  непосредственно за фронтом УВ. В случае одноатомного газа:

$$T_1 = \frac{5}{16} T_0 M^2, \tag{4}$$

где  $T_0$  — начальная температура невозмущенного газа.

С другой стороны, электронная температура сильноионизованной плазмы канала разряда может быть оценена из формулы Спитцера [3]

$$\sigma = 1,5 \cdot 10^{-2} \frac{T_e^{3/2}}{z \ln \lambda}, \tag{5}$$

где  $z$  — кратность ионизации атомов газа;  
 $\ln \lambda$  — кулоновский логарифм.

Электропроводность  $\sigma$  в плазменном канале разряда в зависимости от времени определялась по измеренным значениям  $U(t)$ ,  $I(t)$  и  $r(t)$  из выражения:

$$\sigma(t) = \frac{l}{\pi r^2(t)} \frac{I(t)}{U(t)}, \quad (6)$$

где  $l$  — длина цилиндрического столба разряда;

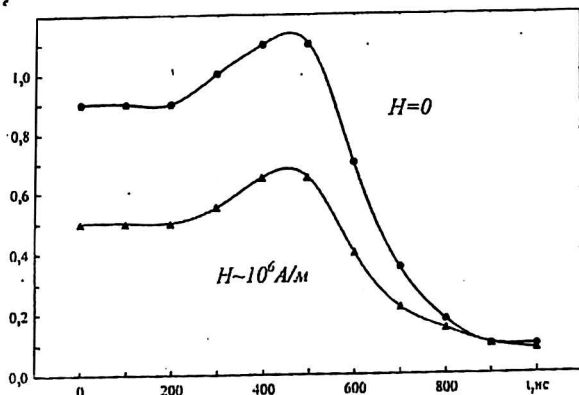
$r(t)$  — радиус токоведущего столба в момент времени  $t$ .

Из выражений (5) и (6) следует, что отношение температуры возмущенного газа на фронте УВ к электронной температуре в плазменном канале разряда  $T_1/T_e$  есть функция измеренных значений  $M(t)$ ,  $U(t)$ ,  $I(t)$  и  $r(t)$ . Таким образом, если известно значение одной из температур, то значение другой может однозначно определено на основании измеренных значений электрических и газодинамических параметров разряда. Это обстоятельство имеет важное прикладное значение в связи с тем, что обычно наиболее точными спектроскопическими методами измерить температуру в самом канале разряда при импульсном пробое газов высокого давления практически невозможно. Это объясняется тем, что при импульсном пробое газов высокого давления к фронту УВ непосредственно прилегает низкотемпературный прогревный слой, запирающий излучение из канала разряда в видимой области спектра [4]. По этой причине при спектроскопических измерениях трудно учесть различие температур на фронте формирующейся при пробое УВ и в плазменном канале разряда.

Отношение температуры возмущенного газа на фронте УВ к электронной температуре в плазменном канале разряда, с течением времени, для значений напряженности внешнего продольного магнитного поля  $H = 0$  и  $H \sim 10^6$  А/м представлено на рис. 6.

$T_{yB}/T_e$

Рис. 6. Отношение температуры возмущенного газа на фронте УВ  $T_{yB}$  к электронной температуре в плазменном канале разряда  $T_e$  с течением времени в параметрической зависимости от напряженности внешнего продольного магнитного поля



Из рис. 6 видно, что при импульсном пробое газов высокого давления отношение  $T_{yB}/T_e$  вначале практически не меняется. Затем после истечения промежутка времени  $t \sim 200$  нс это отношение довольно резко возрастает. К моменту времени, соответствующему смене гидродинамического механизма расширения канала разряда на более медленные механизмы, отношение  $T_{yB}/T_e$  достигает максимального значения. Это соответствует моменту времени  $t = 400-500$  нс, отсчитанного с момента времени формирования узкого токопроводящего канала разряда.

Так как примерно за время, равное четверти периода колебаний силы тока разряда, наступает квазистационарная стадия развития канала разряда, в

зависимости от параметров разрядного контура, отношение  $T_{yB}/T_c$  с различной скоростью стремится к нулю.

Наложение магнитного поля существенно ограничивает скорость радиального развития канала разряда. Это приводит (см. рис. 6) к уменьшению отношения  $T_{yB}/T_c$ , особенно на стадии развития канала разряда. Одновременно уменьшается максимальное значение отношения  $T_{yB}/T_c$ . Вместе с тем, на поздних стадиях развития канала разряда влияние магнитного поля на отношение  $T_{yB}/T_c$  выражено практически незначительно.

### Л и т е р а т у р а

1. Зельдович Я. Б., Райзер А. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
2. Абромсон И. С., Гегечкори Н. М., Дробкина С. И., Мальденитам С. Л. О канале искрового разряда // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 10. С. 862.
3. Подгорный И. М. Лекции по диагностике плазмы. — М.: Атомиздат, 1968. С. 11.
4. Омаров О. А., Эльдаров Ш. Ш. // ФП. 1994. Т. 20. С. 506.

## Gas dynamics legitimacy of shaping and development of the high-pressure impulse discharge channel

O. A. Omarov, Sh. Sh. Eldarov,  
A. M. Gadzhiev, A. A. Ramazanova  
Dagestan State University, Makhachkala, Republic of Dagestan

*The very intensive shock wave is shaped in requirements of high speeds of the electrical energy input in a discharge gap. The radiation in a visible band going from the discharge channel is effectively immersed at the front waves. Therefore examination of the gas dynamics processes velocities and spectral legitimacies at a pulsed breakdown of high-pressure gas gaps is of interest in a parametric dependence on requirements of the discharge initiation.*