

ОБ УСЛОВИИ ПРОБОЯ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ
В ПОТОКЕ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

Г. А. Любимов

(Москва)

Электрический разряд в потоке ионизованного газа широко используется во многих задачах физики и техники. К ним относятся задачи, связанные с протеканием тока в различных магнитогидродинамических устройствах (генераторы, ускорители), шунтирование дуги в плазматроне, физические опыты в ударных трубах и т. д. Известно, что при холодных электродах, осуществляющих контакт плазмы с внешней цепью, и относительно высоких давлениях имеют место два режима протекания тока: при малых токах разряд носит распределенный характер; с ростом приложенного напряжения при некоторой критической плотности тока разряд скачком переходит в разряд с явно выраженным катодным пятном (будем называть эту форму разряда дуговой). Существующие опытные данные [1-20] относятся к различным условиям экспериментов. При этом критическое напряжение (или ток), при котором происходит переход разряда от распределенного к дуговому, изменяется в очень широких пределах. Ниже на основе анализа опытных данных формулируется условие, которому удовлетворяют параметры разряда в момент перехода от распределенного разряда к дуговому.

Будем рассматривать разряд в потоке горячего, ионизованного газа, обтекающего холодную металлическую стенку. Горячее ядро потока отделяется от холодной стенки газодинамическим пограничным слоем. При определенных условиях вблизи стенки, внутри пограничного слоя, образуется слой, в котором концентрация заряженных частиц отлична от равновесной и возможно наличие существенного объемного заряда. Пусть стенка представляет собой электрод (катод), через который осуществляется контакт потока с внешней электрической цепью, обеспечивающей протекание тока через газ. Структура неравновесного слоя и слоя пространственного заряда вблизи электрода зависит от плотности тока, пропускаемого через этот слой, от параметров газового потока и температуры стенки.

Будем считать стенку достаточно холодной, чтобы термоэмиссия с ее поверхности отсутствовала, и ограничимся условиями, в которых имеет место следующее соотношение между характерными длинами различных слоев вблизи электрода:

$$\lambda_i \ll d \ll l_i \lesssim \delta \quad (1)$$

где λ_i — длина свободного пробега иона, d — толщина слоя объемного заряда, l_i — толщина слоя с неравновесной термической ионизацией, δ — толщина газодинамического пограничного слоя. Для выполнения условий (1) необходимы относительно высокие давления газа и низкая температура газа вблизи стенки (последняя определяет скорость рекомбинации). Соотношения (1) удовлетворяются для широкого класса экспериментальных условий.

В рассматриваемых условиях в слое объемного заряда отсутствуют электроны, а для движения ионов имеет место режим подвижности [1]. При этом существует следующая связь между плотностью тока и падением по-

тенциала в слое [1]:

$$jV = \frac{\mu_i}{42\pi} E_w^3; \quad E_w = (ad)^{1/2}, \quad a \equiv \frac{8\pi}{\mu_i} j \quad (2)$$

Здесь $j = j_j$ — плотность тока, равная плотности тока ионов, V — падение потенциала в слое, μ_i — подвижность ионов, E_w — напряженность электрического поля на поверхности электрода (при $x = 0$), d — толщина слоя объемного заряда, зависящая от плотности тока.

Для получения из (2) уравнения вольт-амперной характеристики разряда необходимо определить связь $d = d(j)$. Эта связь, а также плотность тока в конкретных условиях разряда (точка на вольт-амперной характеристике) могут быть определены из условий сшивки решения в слое объемного заряда (2) и решения во внешней к этому слою области пограничного слоя¹. Полученное из такого решения уравнение вольт-амперной характеристики дает связь плотности тока с падением потенциала в разряде при любой плотности тока. Но, как показывает опыт, реально осуществляется только начальный участок этой характеристики (при малых токах). При определенной плотности тока разряд переходит в разряд с катодным пятном (будем называть это явление пробоем), характеристика которого должна описываться другим решением.

Выделение на вольт-амперной характеристике разряда точки перехода (пробоя) и получение связи между параметрами в момент пробоя должно основываться на дополнительных соображениях. Это можно сделать либо теоретически на основе анализа физических процессов и распределения параметров в разряде, либо эмпирически на основе обобщения экспериментальных данных.

Примером полуэмпирического соотношения, определяющего момент пробоя в рассматриваемых условиях, служит условие

$$E_w = E^0 = 3 \cdot 10^4 \text{ в/см} \quad (3)$$

полученное в работе [1]. Условие (3) получено на основе обработки с использованием (2) экспериментальных данных по пробую приэлектродного слоя в воздухе и продуктах сгорания при давлении $\sim 1 \text{ атм}$.

Для обобщения условия (3) пробоя приэлектродного слоя в потоке ионизованного газа проанализируем опыты по пробую, проведенные в потоке с присадкой калия [1-7], в потоке «чистых» газов в ударных трубах [8-17, 19, 20], а также при исследовании шунтирования дуги плазмотрона [18]. Несмотря на различие в экспериментальных условиях, допробойный режим разряда в этих опытах характеризуется следующими общими чертами:

- 1) отсутствует эмиссия с катода;
- 2) анодом разряда является плазма, из которой поступают ионы; стационарность разряда (непрерывность и неизменность потока ионов из плазмы) обеспечивается потоком плазмы вдали от электрода, в ядре потока;
- 3) имеется поле скоростей, которое влияет на движение ионов в слое объемного заряда, если толщина этого слоя становится сравнимой с толщиной пограничного слоя;
- 4) характерна резкая неоднородность свойств газа вблизи поверхности электрода, связанная с образованием гидродинамических пограничных слоев;

¹ Примеры таких решений построены в диссертации В. Н. Михайлова «Приэлектродные эффекты в плазме с добавкой щелочного металла» и здесь обсуждаться не будут.

5) в газе содержатся легко ионизирующиеся присадки, примеси, возбужденные атомы и т. д., что связано как с применением специальных газовых смесей, так и с методами создания потока ионизованной плазмы (горение, электроразрядная ударная труба и т. д.)

Для обработки экспериментальных данных работ [1-20] на основе соотношения (2) введем безразмерные переменные

$$j^* = C_2 j, \quad V^* = C_1 V, \quad C_1 = 3/2 U_i, \quad C_2 = 8\pi\lambda_e^3/\mu_i U_i^2 \quad (4)$$

Здесь λ_e — длина свободного ионизационного пробега электрона вблизи поверхности электрода, U_i — потенциал ионизации газа. В переменных (4) соотношение (2) запишется в виде

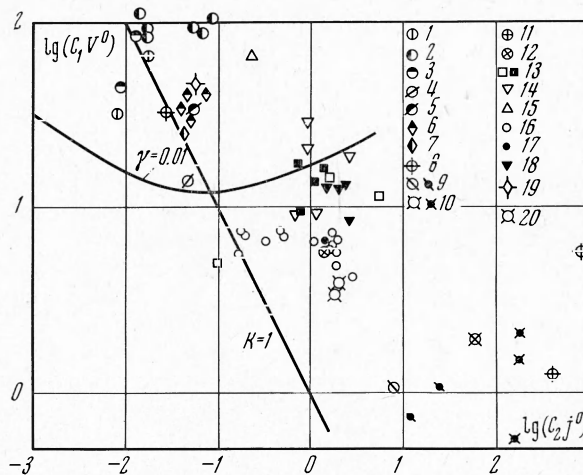
$$j^* V^* = K^3 \quad (5)$$

$$K = \frac{E_w \lambda_e}{U_i} = \frac{2}{3} \frac{V}{d} \frac{\lambda_e}{U_i} \quad (6)$$

Толщина слоя объемного заряда

$$d = K^2 \lambda_i^* / j^* \quad (7)$$

Если градиент температуры вблизи стенки велик, то изменение λ_i и μ_i в пределах слоя объемного заряда может быть существенным. Если пренебречь продольной (по отношению к электроду) скоростью ионов, то переменность температуры и плотности поперек слоя объемного заряда можно учесть в соотношениях (4) — (7) введением средних по слою величин.



При конкретной обработке экспериментальных данных, результаты которой приводятся ниже, считалось

$$\mu_i \rho \sqrt{T} = \text{const}, \quad \langle \mu \rangle = \text{const} / \langle \rho \rangle \sqrt{\langle T \rangle} \quad (8)$$

Здесь $\langle \rho \rangle$, $\langle \mu \rangle$ — средние значения плотности и подвижности, причем

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d \rho dx \quad (9)$$

При вычислении $\langle \rho \rangle$ давление поперек слоя объемного заряда считалось постоянным, а распределение температуры задавалось различным в зависимости от режима течения в пограничном слое.

При ламинарном режиме течения в опытах на ударных трубах принималось

$$T(x) = T_w (1 + Cx)^{1/(n+1)}, \quad T_\infty = T_w (1 + C\delta)^{1/(n+1)} \quad (10)$$

Величина C определяется тепловым потоком в стенку канала. К сожалению, в большинстве работ на ударных трубах приведено недостаточно данных для определения параметров C и n , поэтому при такой обработке экспериментальных результатов использовались значения этих величин, полученные в [21].

При турбулентном режиме течения принималось, что распределение температур линейно в пределах ламинарного подслоя и на внешней границе этого подслоя $T = T_\infty$. Толщина ламинарного подслоя рассчитывалась по формулам газовой динамики [22].

Средняя длина свободного пробега

$$\langle \lambda_e \rangle = 1 / A_1 \langle \rho \rangle \quad (11)$$

где A_1 — табличное значение величины в формуле для первого коэффициента Таунсенда

$$\alpha = A_{10} \exp(-B_{10} / E) \quad (12)$$

Результаты различных экспериментов по пробою приэлектродного слоя, обработанные в переменных (4) с учетом (7) — (10), приведены на фигуре (точки соответствуют току и напряжению в момент пробоя i° , V° ; обозначения даны в таблице). Большой разброс точек, приведенных на

Обозначение	1	2	3	4	5
Источник	[1]	[1]	[2]	[3]	[4]
Рабочий газ	воздух	воздух + К	продукты сгорания + К	продукты сгорания	продукты сгорания + К
Обозначение	6	7	8	9	10
Источник	[5]	[6]	[7]	[8]	[8]
Рабочий газ	продукты сгорания + К	воздух + К	продукты сгорания + К	аргон	гелий
Обозначение	11	12	13	14	15
Источник	[9, 11]	[11]	[12]	[13, 14]	[13, 14]
Рабочий газ	аргон	аргон	аргон	аргон	воздух
Обозначение	16	17	18	19	20
Источник	[15]	[15]	[17]	[18]	[19]
Рабочий газ	аргон	аргон	аргон	аргон	воздух

фигуре, может быть связан не только с разбросом значений j° и V° от опыта к опыту при одних и тех же условиях (см. [1]), но и с неточностью обработки данных, связанной с отсутствием в большинстве работ прямых измерений, важных для обработки параметров. Несмотря на это, можно заметить тенденцию к уменьшению безразмерного напряжения с ростом безразмерного тока в точках пробоя.

Данные, приведенные на фигуре, соответствуют пробую в воздухе, продуктах сгорания, аргоне, азоте, гелии с присадкой калия и без нее. Диапазон давлений и температуры в ядре потока $p \sim 10 \div 760$ мм рт. ст., $T \sim 2500 \div 11\,600^\circ$ К. Опыты проводились как в приложенном, так и в индуцированном электрическом поле, причем магнитное поле менялось в пределах $B \sim 0 \div 1.5 \cdot 10^4$ эс. Полученные при этом плотности тока и напряжения в момент пробоя лежат в пределах $j^\circ \sim 10^{-4} \div 1$ а/см²; $V^\circ 10 \div 700$ в. Анализ фигуры приводит к заключению о том, что для большинства экспериментов, несмотря на существенную вариацию экспериментальных условий, значение параметра K (6) в момент пробоя меняется в довольно узких пределах

$$0.8 \leq K \leq 4.5 \quad (13)$$

Исключения составляют данные работ [9, 10, 20] (точки [20] на фиг. 1 не приведены, так как они не попадают в поле фигуры). Анализ соотношения между основными характерными длинами δ , d , λ_i в этих опытах показывает, что для них $d \sim \lambda_i$. Таким образом, условия, в которых получены выпадающие точки, таковы, что эти данные не могут обрабатываться описанным выше способом, так как для них не соблюдаются предположения, заложенные в расчетную модель (2).

Учитывая статистический характер явления пробоя и малое изменение (13) параметра K в момент пробоя в различных газах и различных экспериментальных условиях, можно выдвинуть следующее условие пробоя приэлектродного слоя¹

$$K = K_{\min} = 1 \quad (14)$$

Соответствующая (14) кривая приведена на фигуре. Физический смысл условия пробоя (14) состоит в том, что пробой наступает в тот момент, когда случайный электрон между двумя соударениями в приэлектродном слое получает энергию, равную потенциалу ионизации, т. е. приобретает возможность ударно ионизовать атомы газа².

Вид условия (14) указывает на то, что пробой приэлектродного слоя в рассматриваемых условиях носит объемный характер. На относительно малую роль поверхностных процессов указывает также тот факт, что в пределах точности измерений отсутствует влияние материала электрода на явление пробоя (в рассматриваемых опытах использовались электроды из меди, стали, алюминия, вольфрама и никеля; температура поверхности электрода не превышала $500\text{--}600^\circ$ К).

Значение величины K в момент пробоя для опытов с магнитным полем может, вообще говоря, отличаться от соответствующей величины при $B = 0$, так как магнитное поле может привести к изменению эффективной частоты ионизирующих столкновений электрона.

Для оценки возможного влияния магнитного поля на явление пробоя и соответствующего изменения критического значения напряженности

¹ Для условий [8, 11] и некоторых данных работ [12, 15] имеет место соотношение $\lambda_e \gg d$. Исходя из физического смысла условия пробоя (14), при обработке этих данных в выражениях для параметра K величину λ_e надо заменить на d .

² Условие (14) по форме совпадает с условием пробоя газа в высокочастотном поле [23].

электрического поля, можно исходить из физического смысла условия (14). Критическая напряженность электрического поля может измениться, если соответственно изменится длина свободного пробега электрона вдоль поля и энергия, приобретаемая электроном между двумя столкновениями (предполагается, что магнитное поле не влияет на движение ионов — $\omega_i \tau_i \ll 1$). Такое изменение энергии будет существенным, если отношение λ / R (λ — средняя длина свободного пробега электрона в отсутствие магнитного поля, R — ларморовский радиус вращения электрона) станет существенно большим единицы. В этом случае длина пробега электрона вдоль электрического поля будет определяться величиной R , критическая напряженность поля возрастет, и ее надо будет определять из условия

$$K_B = ER / U_i \quad (15)$$

Если предположить, что возникающие при ионизации электроны имеют нулевые начальные скорости, то ларморовский радиус будет определяться максимальной из скоростей

$$v_D = \frac{cE}{B}, \quad v = \frac{eE}{2m} \tau, \quad \frac{v}{v_D} = \frac{\omega \tau}{2}$$

Здесь v_D — скорость дрейфа, v — средняя скорость движения электрона между соударениями, τ — время между столкновениями электрона в приэлектродном слое. При $\omega \tau \ll 1$ имеем $v_D \gg v$ и

$$\frac{\lambda}{R} \sim \frac{v \tau e B}{m c v_D} \sim \frac{(\omega \tau)^2}{2} \ll 1$$

Отсюда следует, что при $\omega \tau \ll 1$ характерный пробег электрона вдоль поля определяется величиной λ и магнитное поле не должно влиять на критическую напряженность электрического поля.

При $\omega \tau \gg 1$ ларморовский радиус зависит от скорости $v \gg v_D$ и

$$\frac{\lambda}{R} \sim \frac{v \tau e B}{m c v} \sim \omega \tau \gg 1$$

В этих условиях характерный пробег электрона вдоль поля определяется величиной R и критическая напряженность электрического поля должна зависеть от магнитного поля следующим образом (см. (15)):

$$\bar{E}_B = \omega \tau E_0 \quad (16)$$

где E_0 — критическая напряженность электрического поля в отсутствие магнитного поля и при той же плотности газа, \bar{E}_B — критическая напряженность при наличии магнитного поля.

В цитированных выше экспериментах с магнитным полем

$$B \lesssim 10^4 \text{ гс}, \quad E \gtrsim 10^4 \text{ в/см}, \quad \lambda \lesssim 10^{-4} \text{ см} \\ \tau \sim (2\lambda m / eE)^{1/2} \lesssim 10^{-12} \text{ сек}, \quad \omega \sim eB / mc \lesssim 2 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$$

Следовательно, для этих опытов $\omega \tau \ll 1$ и критическая напряженность электрического поля не должна зависеть от магнитного поля. Это подтверждается тем, что вычисленная для них величина K не зависит (в пределах разброса экспериментальных данных) от магнитного поля (см. фигуру, где точки, соответствующие опытам с магнитным полем, зачерчены).

Отметим, что условие пробоя (14) отличается от соответствующих условий перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный таунсендовский тлеющий разряд [24, 26], тлеющего разряда в дуговой [25, 26] и условия искрового пробоя [26]. Для примера на фигуре приведена кривая,

соответствующая условию перехода в таунсендовский разряд 1 — $\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 0$ для $\gamma = 10^{-2}$, причем α и d рассчитывались по решению (2).

Связь между параметрами в момент перехода одной формы разряда в другую должна зависеть от физической природы исходного разряда. Поэтому естественно, что вид условия пробоя в рассматриваемом разряде может отличаться от условий пробоя в других (в частности, упомянутых выше) разрядах.

Представляет интерес исследование физических процессов, приводящих к переходу рассматриваемого распределенного разряда в дуговой, и выяснение кинетического смысла условия пробоя (14).

Автор признателен Ю. А. Никуеву за неоценимую помощь при обработке экспериментальных данных.

Поступила 3 XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Герман В. О., Зекцер М. П., Любимов Г. А., Парфенов Б. В. Исследование разряда между модулями холодной изоляционной стенки. Теплофизика высоких температур, 1972, т. 10, вып. 4.
2. Кириллин В. А., Шейндлин А. Е., Шумяцкий Б. Я., Кириллов В. В., Буренков Д. К., Пищиков С. И., Любимов Г. А., Мостинский И. Л., Полетаевкин П. Г., Раховский В. И. Некоторые результаты исследований на модельной МГД установке У-02. V Internat. Conf. on MHD Power Generation, vol. 1, Minich, 1971.
3. Ogiwara H., Mawatari K., Kato M., Tamaoki T. Experimental studies on the performance of an MHD generator channel. V Internat. Conf. on MHD Power Generation, vol. 1, Munich, 1971.
4. Fushimi K., Homma T., Korenaga S., Okuo T., Nagata S., Masuda T., Shimada T., Honda T., Takazawa H., Hashimoto T., Agawa T., Takura K., Kajikawa T., Kashihata T., Nomura O., Kusaka Y., Nakajima F. Development of a long duration MHD channel. V Intern. Conf. on MHD Power Generation, vol. 1, Munich, 1971.
5. Зеликсон Ю. М., Кириллов В. В., Решетов Е. П., Флид Б. Д. Некоторые закономерности работы металлических электродов МГД генератора. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 1.
6. Голодняк В. А., Казакевич О. Я., Устименко Л. Ю. Вольт-амперные характеристики металлических электродов в потоке ионизованного газа. Магнитная гидродинамика, 1967, № 2.
7. Devime R., Lescoat H., Nguyen Duc X., Poncelet J., Ricateau P. Conductivity measurements in seeded combustion gases. Magnetoplasma-dynamic electrical power generation (Ed. by Lindley). Inst. of Electr. Engrs, London 1963.
8. Bailey A. G. Magnetohydrodynamic generator measurements in argon and helium plasmas. Brit. Journ. Appl. Phys., 1964, vol. 15, No. 11.
9. Fearn D. G., Cooper J., Pain H. J. The conduction of electricity between electrodes in shock-heated argon. Compt. Rend. 6-th Conf. Internat. Ionisat. Phenomenes Gases, vol. 1, Paris, 1963.
10. Fearn D. G. An investigation of the electrical breakdown of a plasma-electrode system. J. Phys., Ser. D., 1969, vol. 2 (D), No. 4.
11. Distefano E., Pain H. J. Electrical current in a moving plasma between cold electrodes. Brit. J. Appl. Phys., 1967, vol. 18, No. 8.
12. Горячев В. Л., Сухов Г. С. О пробое приэлектродного слоя в движущейся аргоновой плазме. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 2.
13. Чекалин Э. К. Исследование приэлектродных процессов в ударной трубе. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 9.
14. Чекалин Э. К., Туснов Ю. И. Электрический пробой сверхзвукового потока газа в ударной трубе. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 11.
15. Максимов А. М., Никуев Ю. А. Вольт-амперные характеристики плазмы аргона за ударной волной при холодных электродах в режиме несамостоятельного разряда. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 2.
16. Лебедев Е. Ф., Никуев Ю. А. Электрический пробой промежутка плазма—холодные электроды индуцированным полем. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 3.

17. Максимов А. М., Никуев Ю. А. Некоторые характеристики разряда в индуцированном электрическом поле за фронтом ударной волны в аргоне. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 2.
 18. Николаев А. В., Горонков О. А. Определение пороговых токов при возникновении каскадной дуги. Тезисы докл. V Всес. конф. по генер. низкотемп. плазмы, т. 1, Новосибирск, 1972 (Ин-т теплофизики).
 19. Normann R. F. Cold-electrode characteristics in shock-ionized air plasmas. Phys. Fluids, 1968, vol. 18, No. 5.
 20. Messerle H. K., George D. W. Complete current — voltage characteristics of a shock-heated gas. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No 12.
 21. Поляков Ю. А., Максимов А. М. Измерение тепловых потоков в электроразрядной ударной трубе. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 5.
 22. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
 23. Hale D. H. The breakdown of gases in high frequency electrical fields. Phys. Rev., 1948, vol. 73, No. 9.
 24. Гапонов В. И. Электроника, т. I, М., Физматгиз, 1966.
 25. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах, т. 1, 2, М.—Л., Гостехиздат, 1935.
 26. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.—Л., Гостехиздат, 1950.
-