

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА НА ПОТЕНЦИАЛ ПРОБОЯ

Г. Н. Дандарон, Г. Ю. Даутов, Г. М. Мустафин

(Новосибирск)

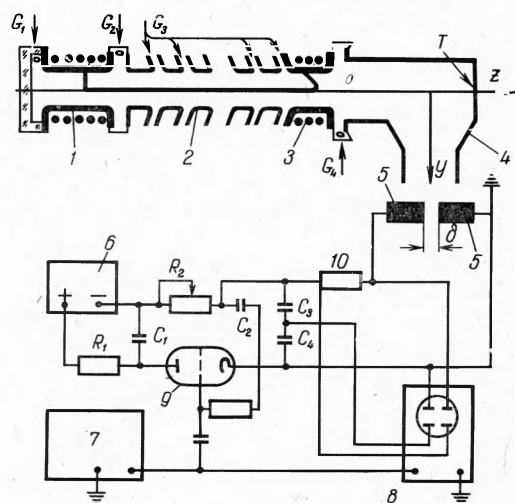
Данные [1] показывают, что напряжение пробоя газа электронными лавинами при температурах вплоть до 1130°K описывается обобщенным законом Пашена. Справедливость закона Пашена при более высоких температурах мало изучена, и данная работа посвящается исследованию этого вопроса.

Приводятся результаты исследования пробоя нагретого воздуха при $T = 500 - 3500^\circ\text{K}$, $\delta = 0.1 - 0.5\text{ см}$, $p = 760\text{ мм рт. ст.}$ между вольфрамовыми электродами типа Роговского. Показано, что обобщенный закон Пашена для потенциала пробоя воздуха справедлив до температуры $T \approx 2200^\circ\text{K}$. При $T > 2200^\circ\text{K}$ имеется значительное отклонение от этого закона. Так, например, экспериментальное значение U^* для $T = 3300^\circ\text{K}$ и $\delta = 0.5\text{ см}$ более чем в 4 раза меньше, чем это предсказывается законом Пашена.

Обозначения

δ , см — длина разрядного промежутка; p , мм рт. ст. — давление газа в разрядном промежутке; α , см⁻¹ — первый коэффициент ионизации; γ — второй коэффициент ионизации; i , а — ток разряда; U^* , в — пробивное напряжение (потенциал пробоя); U_i , в — падение потенциала в разрядном промежутке; E , в см⁻¹ — напряженность электрического поля в разрядном промежутке; U_1 , в — потенциал однократной ионизации газа; τ , сек — время развития разряда; λ , см — средняя длина свободного пробега электрона; T_0 , К — температура газа; R , см — омическое сопротивление; f , r , y — цилиндрические координаты; n_e — концентрация электронов.

1. Описание экспериментальной установки. При исследовании электрического пробоя между металлическими электродами, находящимися в высокотемпературном газовом потоке, для нагрева газа использовался электродуговой подогреватель газа типа ПТ-49, принципиальная схема и описание которого приведены в работе [2].



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 3 — соленоиды, 2 — секция межэлектродной вставки, 4 — смесительная камера, 5 — электроды

Струя нагретого газа, истекающая из дуговой камеры, имеет неоднородное радиальное распределение температуры. Для выравнивания радиального распределения температуры использовалась интенсивно охлаждаемая водой смесительная камера 4, выполненная в виде приставки к плазмотрону (фиг. 1). В зазор между плазмотроном и смесительной камерой 4 через завихрительное кольцо подавался воздух G_4 с закруткой, противоположной по отношению к вращению плазменной струи. Подача холодного воздуха с противоположной закруткой и поворот движения струи на 90° способствовали хорошему перемешиванию. Температура нагретого газа на выходе из смесительной камеры регулировалась изменением мощности плазмотрона и расхода холодного воздуха.

На расстоянии 2 см от среза выходного сопла смесительной камеры симметрично относительно оси y на расстоянии δ друг от друга были установлены вольфрамовые электроды 5 типа Роговского. Диаметры электродов равнялись 1 см, а диаметр выходного отверстия сопла смесителя равнялся 2 см.

В диапазоне $600 - 1300^\circ\text{K}$ температура газа в разрядном промежутке измерялась при помощи термопары типа ТХАП и вторичного прибора МПШПл-54 класса точности

0,5, отградуированного до 1100°C . В диапазоне $1300 - 2300^\circ\text{K}$ измерение температуры проводилось при помощи оптического пирометра типа ОППИР-17. Для этого в поток вводился вольфрамовый стержень, по свечению которого определялась температура потока. При более высоких значениях T за температуру газа в разрядном промежутке была принята среднемассовая температура торможения нагретого газа на выходе из смесительной камеры, которая определялась из уравнения теплового баланса системы плазмотрон-смесительная камера.

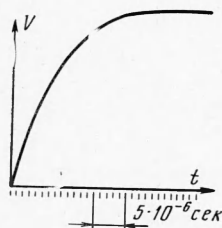
На фиг. 2 приведено радиальное распределение температуры для двух сечений. Как видно, близко к выходу из сопла температура струи практически постоянна вплоть до половины радиуса выходного отверстия сопла. С удалением от среза сопла профиль температуры становится менее заполненным, причиной этого является смешение горячей струи с окружающим холодным газом. Однако в сечении расположения электродов (кривая 2) для $r \leq \delta_{\max}/2$ ($\delta_{\max} = 0,5\text{ см}$) изменение температуры не превышает 30°K .

Рабочее напряжение для пробоя разрядного промежутка подавалось на электроды 5 от генератора одиночных импульсов 6.

Типичная осциллограмма импульса напряжения генератора при $i = 0$ приведена на фиг. 3. Длительность наклонного участка импульса регулировалась и составляла величину порядка 10^{-5} сек . Максимальная величина импульса выбиралась так, чтобы пробой происходил на наклонном участке импульса. Для ограничения тока после пробоя и измерения его величины в цепь между генератором и электродом вводилось сопротивление 10 (шунт). Для снятия осциллограмм напряжения и тока пробоя использовался двухлучевой катодный осциллограф типа ДЭСО-1.

Напряжение и ток дуги регистрировались соответственно вольтметром М-366 класса 1 и прибором ЛМ-1 класса 0,5. Температура охлаждающей воды измерялась ртутными термометрами с ценой деления $0,2^\circ\text{C}$. Расходы воды и воздуха определялись ротаметрами типа РС-5 и РС-7.

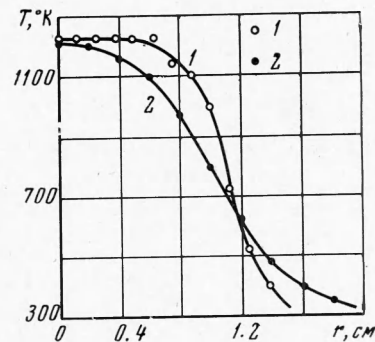
2. Результаты эксперимента. На фиг. 4, а приведены осциллограммы i и величины $U' = U_i + iR$, где R — сопротивление шунта. Как видно, сначала напряжение растет в соответствии с внешней характеристикой источника питания. При $U' \approx U_{\max}'$ происходит пробой, начинается быстрый рост i и уменьшение U_i . Многочисленные осциллограммы U при $R = 0$ показали, что после пробоя U_i уменьшается резко, почти скачкообразно. Более плавное уменьшение U' на фиг. 4, а непосредственно после пробоя объясняется быстрым ростом i , и, следовательно, iR . Однако перед пробоем величины i и iR малы и поэтому можно принять $U' \approx U_{\max}'$. Уменьшение i после достижения $i_{\max}$ происходит из-за ограниченности емкости конденсатора источника питания. С точки зрения исследования пробоя представляет интерес область осциллограмм в окрестности U^* .



Фиг. 3. Осциллограмма напряжения генератора

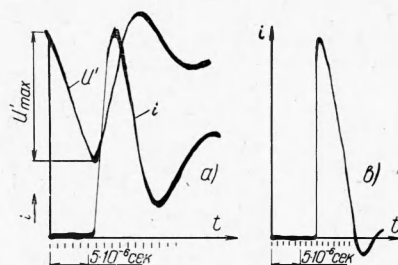
В соответствии с [3] τ растет с уменьшением давления. Таким образом, повышение температуры влияет на τ в том же направлении, что и уменьшение давления. Этого следовало ожидать, так как оба фактора — уменьшение давления и рост температуры — приводят к уменьшению концентрации частиц (или плотности газа), которая при заданном δ , как видно (из фиг. 6), определяет U^* .

На фиг. 5 показана зависимость потенциала пробоя от температуры для $\delta = 0,1\text{ см}$ и $\delta^* = 0,5\text{ см}$. Кривые 1 и 2 получены для неохлаждаемых электродов. При повышенных температурах (целью уменьшения окисления вольфрама электроды охлаждались водой (кривые 3 и 4). Сравнение кривых 1 и 2 с кривыми 3 и 4 показывает, что охлаждение электродов, следовательно, уменьшение их температуры, приводит к повышению потенциала пробоя. Так, например, для $T = 1600^\circ\text{K}$, $\delta = 0,5\text{ см}$ охлаждение электродов приводит к повышению U^* дополнительно на $\sim 1000\text{ в}$. Этот эффект можно объяс-



Фиг. 2. Распределение температуры нагретого газа по радиусу для различных расстояний от среза сопла смесителя. Кривые 1 и 2 соответствуют расстояниям 0,6 и 2 см. Диаметр сопла 2 см

нить ролью термоэлектронной эмиссии и зависимостью γ от температуры. С одной стороны, с ростом температуры электрода в соответствии с формулой Ричардсона — Дёшмана [4] плотность тока возрастает. Рост плотности тока, в свою очередь, снижает пробивное напряжение [4]. С другой стороны, благодаря повышению кинетической энергии



Фиг. 4. Осциллограммы напряжения и тока разряда:

а) $p = 760$ мм рт. ст., $\delta = 0.28$ мм, $T = 2800^\circ\text{K}$, $\tau \sim 10^{-8}$ сек, $R = 30$ м; б) $p = 760$ мм рт. ст., $\delta = 0.28$ мм, $T = 300^\circ\text{K}$, $\tau \sim 10^{-8}$ сек, $R = 0$

электронов в металле интенсифицируются γ -процессы, т. е. ионы, попадающие на катод, оказываются способными выбивать вторичные электроны при меньших энергиях.

Из фиг. 5 видно, что при малых T с ростом температуры U^* быстро уменьшается, причем в исследованном диапазоне U^* приблизительно обратно пропорционально T . С дальнейшим ростом T зависимость U^* от T и δ становится более слабой.

Следует отметить, что приведенные на фиг. 5 значения U^* для охлаждаемых электродов нужно рассматривать как завышенные, так как прилегающий к электродам слой относительно холодного газа приводит к повышению U^* . Поэтому при температурах выше 1600°K следует ожидать более быстрого уменьшения U^* с ростом температуры.

С повышением температуры газа, несмотря на охлаждение электродов, температура их поверхности, омываемой горячим газом, повышается. Вследствие этого при больших температурах можно ожидать появления влияния термоэлектронной эмиссии на U^* также и с охлаждаемых электродов.

На фиг. 6 дается сравнение полученных результатов с обобщенным законом Пашена [3]

$$U^* = \frac{Bp\delta T_0/T}{B + \ln(p\delta T_0/T)} \quad (1)$$

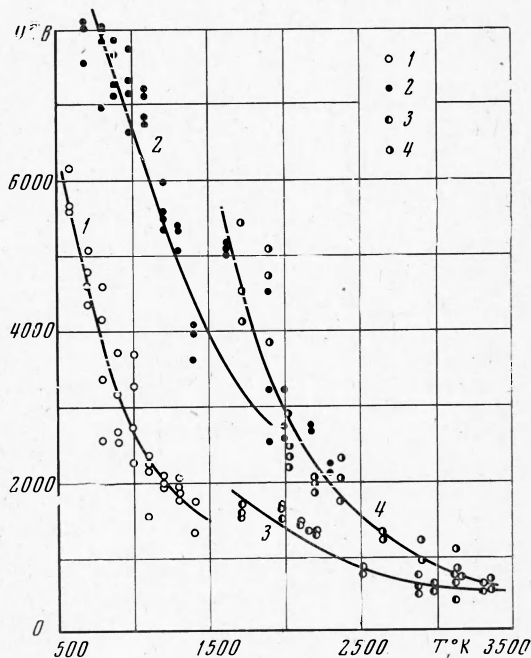
где $C = \ln \left[\frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma)} \right]$, $T_0 \approx 300^\circ\text{K}$, $\gamma = 10^{-2}$ [3],

$$A = 15 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}},$$

$$B = 365 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.}} \quad [1, 3, 4].$$

На фиг. 6 закон Пашена (1) представлен сплошной линией. Экспериментальные точки 5 взяты из [1] для случая $T = T_0$, $p = 760$ мм рт. ст., а точки 4 получены авторами при тех же условиях. Там же нанесены полученные экспериментальные данные для различных значений T и δ . Как видно, до $T \approx 2000 - 2200^\circ\text{K}$ экспериментальные данные удовлетворительно описываются обобщенным законом Пашена (1). Однако при $T > 2200^\circ\text{K}$ имеется существенное отклонение от закона Пашена и появляется расслоение экспериментальных данных. Так, например, экспериментальное значение U^* для $T = 3300^\circ\text{K}$ и $\delta = 0.5$ см более чем в 4 раза меньше, чем это предсказывается законом Пашена.

Рассмотрим возможные причины отклонения экспериментальных данных от (1). Константы, входящие в (1), получены из экспериментальных данных по пробоем в неподвижном газе. В данной работе пробой происходит в потоке газа и при импульсном напряжении. Формула (1) получена из уравнения неразрывности для электронного газа, которое в



Фиг. 5. Зависимость потенциала пробоя воздуха от температуры. 1, 3 — $\delta = 0.1$ см, 2, 4 — $\delta = 0.5$ см, 1, 2 — неохлаждаемые электроды, 3, 4 — охлаждаемые электроды

безразмерной форме записывается в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{v_{y0}\tau}{\delta} \frac{\partial}{\partial y} (n_e v_y) + \frac{v_{r0}\tau}{\delta} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_r) + \frac{v_{\phi 0}\tau}{\delta r} \frac{\partial}{\partial \phi} (n_e v_\phi) = \alpha r n_e v_{e0} |v_e| \quad (2)$$

Здесь v_{y0} , v_{r0} , $v_{\phi 0}$ — характерные значения проекции скорости направленного движения электрона на оси координат (фиг. 1). Оценим отношение коэффициентов $v_{y0}\tau/\delta$ и $v_{r0}\tau/\delta$. В качестве v_{y0} примем скорость потока газа в данных экспериментах, которая была порядка 10^4 см/сек⁻¹, а в качестве v_{r0} — скорость дрейфа электрона в электрическом поле. При $E = 4 \cdot 10^3$ в см⁻¹, используя данные [3], находим $v_{r0} \sim 10^6$ см·сек⁻¹ и $v_{y0}/v_{r0} \ll 1$. Таким образом, членом $v_{y0}\tau\delta^{-1} \partial (n_e v_y) / \partial y$, который учитывает влияние движения газа на процесс пробоя, можно пренебречь по сравнению с остальными членами. Физический смысл этого заключается в том, что за время пробоя перемещение газа $v_{y0}\tau$ очень мало по сравнению с перемещением электронов $\delta = v_{r0}\tau$, и поэтому при рассмотрении пробоя в условиях описанных экспериментов газ можно считать неподвижным.

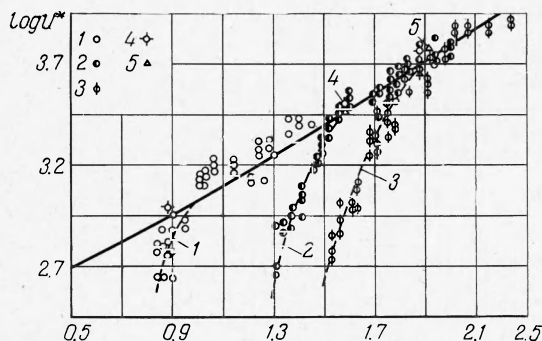
Данные [1] показывают, что при скорости нарастания фронта импульса $9.3 \cdot 10^{11}$ в сек⁻¹ и длине разрядного промежутка $\delta = 12$ см импульсное пробивное напряжение отличается от статического пробивного напряжения на 2–4%. Это различие уменьшается с уменьшением длины разрядного промежутка и скорости нарастания фронта импульса. В экспериментах скорость нарастания фронта импульса и длина разрядного промежутка не превышали соответственно 10^8 в сек⁻¹ и 0.5 см и влиянием импульсного характера напряжения на U^* можно пренебречь. Таким образом, должны быть другие причины, приводящие к отклонению экспериментальных данных от закона Пашена. По-видимому отклонение от закона Пашена обусловлено следующими факторами. Во-первых, при $T \approx 2200^\circ$ К начинается интенсивная диссоциация молекул кислорода и азота, образование NO и т. д. Естественно, изменение состава газа приводит к изменению его физических свойств. Так, например, эффективный потенциал ионизации воздуха 14,5 э, а потенциал ионизации NO всего 9,5 э [3]. NO также имеет более высокое значение сечения ионизации электронным ударом по сравнению с сечениями ионизации N_2 и O_2 . Во-вторых, с повышением температуры в соответствии с распределением Больцмана концентрация возбужденных частиц повышается. Это, в свою очередь, способствует повышению эффективности ступенчатой ионизации. Так как для ступенчатой ионизации требуется меньшая энергия, чем для ионизации с основного уровня, то с ростом T все большее и большее число электронов становится способным ионизовать частицы. Эти факторы, способствующие снижению пробивного напряжения, не учитываются теорией Таунсенда и законом Пашена.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что пробивное напряжение для воздуха при $T \leq 2200^\circ$ К и $p = 1$ атм можно рассчитывать на основе известного обобщенного закона подобия Пашена. При более высоких температурах закон Пашена нарушается. В этом случае для оценки потенциала пробоя воздуха в диапазоне 2000 – 3500° К могут быть использованы полученные экспериментальные данные.

Поступила 16 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Мустафин Г. М. Характеристики стабилизированной дуги в канале с распределенной подачей газа. ПМТФ, 1968, № 4.
3. Энгель А. Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
4. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. М.—Л., Гостехтеоретиздат, 1947.



Фиг. 6. Зависимость напряжения пробоя от параметра $r\delta T_0/T$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $\delta = 0.1, 0.3, 0.5$ см, $p = 760$ мм рт. ст.; 4 — $T = 300^\circ$ К, $\delta = 0.1 - 0.5$ см, $p = 760$ мм рт. ст., 5 — $T = 300^\circ$ К, $p = 760$ мм рт. ст., $\delta = 0.05 - 0.1$ см [1]