

6. Агарков В. Ф., Бондалетов В. Н. и др. Ускорение проводников до гиперзвуковых скоростей в импульсном магнитном поле. — ПМТФ, 1974, № 3.
7. Демирчян К. С. Моделирование магнитных полей. Л.: Энергия, 1974.
8. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.

Поступила 24/X 1984 г.

УДК 533.9

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ РАЗРЯДА В РЕЛЬСОВОМ УСКОРИТЕЛЕ С УЧЕТОМ ОБТЕКАНИЯ

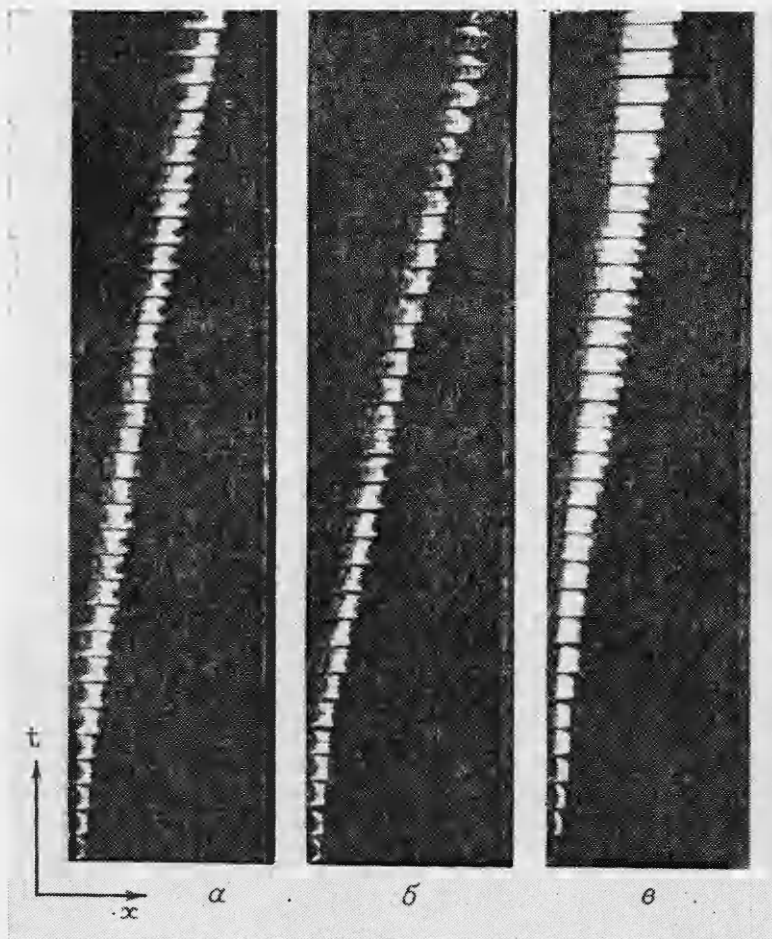
С. В. Кухтецкий, В. А. Любочко, Л. П. Михайленко,
К. В. Перцев

(Красноярск)

В настоящее время проявляется значительный интерес к МГД-устройствам с локализованным разрядом: МГД-генераторам с Т-слоем [1], ускорителям с волной проводимости [2] и т. п. Характерная особенность указанных преобразователей энергии — наличие в потоке относительно небольшой проводящей области, благодаря которой основная масса сравнительно холодного, непроводящего газа может взаимодействовать с внешним магнитным полем. Наиболее простая и часто используемая в этом случае модель разряда известна как модель «плазменного поршня» [3], которая отражает «идеальный» вариант его механического взаимодействия с окружающим газом, т. е. весь газ сгребается разрядом, как поршнем. Очевидно, что модель плазменного поршня является сильной идеализацией, поскольку в ряде экспериментов на рельсовом ускорителе [4] при повышенных начальных давлениях газа ($p_{\infty} \geq 26$ кПа) наблюдается значительное (в 1,5—2 раза) превышение измеренного значения скорости движения разряда по сравнению с расчетным. Как показали дальнейшие исследования, это может быть связано с частичным просачиванием газа между разрядом и боковыми стенками канала, т. е. с обтеканием разряда. Учет обтекания сильно усложняет теоретический анализ процесса, поскольку как форма, так и характерные размеры обтекаемого тела (разряда) существенно зависят от параметров течения. В связи с этим в данной работе рассмотрена лишь одна из простейших интегральных моделей такого разряда, дающая тем не менее хорошее согласие с экспериментом в исследованных авторами режимах. При отсутствии информации о максимальном поперечном размере разряда или теплового следа за ним эта модель позволяет определить границы интервалов, в которых должны лежать основные параметры реальных установок, такие как скорость разряда, длина сгребаемой пробки газа, КПД и т. п. В большинстве практически интересных случаев эти интервалы достаточно узки.

Экспериментальная установка представляет собой рельсовый ускоритель с внешним поперечным магнитным полем. Расстояние между электродами 5 см. Конструкция канала позволяет менять его ширину в пределах 2—5 см. Длина рабочей части 50 см. Боковые и торцевые окна позволяют производить съемку разряда одновременно в нескольких направлениях для последующего восстановления его формы и характерных размеров. Средняя скорость движения разряда и ударной волны перед ним измерялась по сигналам ФЭУ и пьезодатчиков. Питание разряда осуществлялось прямоугольным импульсом тока, формируемым длинной линией. Аналогичная система питает обмотки катушек Гельмгольца, создающих внешнее магнитное поле в канале. Время нарастания импульсов ≤ 150 мкс, длительность ~ 800 мкс. Изменением напряжения зарядки длинных линий можно варьировать разрядный ток в пределах 10—40 кА, а внешнее магнитное поле от 0,3 до 1 Т. Форма импульса тока и его амплитуда контролировались поясом Роговского. Исследования проводились на воздухе, азоте, CO_2 и аргоне. Начальное давление рабочего газа в канале варьировалось от 2,6 до 80 кПа.

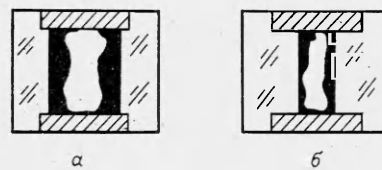
Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты феноменологического характера. На рис. 1 представлены типичные серии снимков разряда для трех рабочих газов: *a* — CO_2 , *b* — азот, *в* — аргон. Разрядный ток $I = 20$ кА, внешнее магнитное поле $B = 0,6$ Т, начальное давление газа в канале $p_{\infty} = 26$ кПа. Время экспозиции каждого кадра 3 мкс, между кадрами 12 мкс. Расстояние между вертикальными реперами 5 см. В начальный период ($t \leq 100$ —150 мкс) происходит нарастание разрядного то-



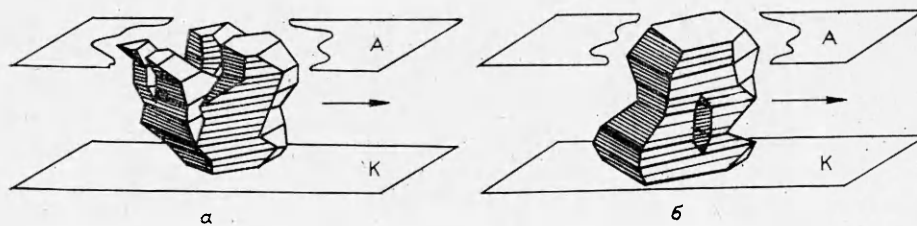
Р и с. 1

ка и внешнего магнитного поля до стационарных значений, указанных выше. При этом происходит ускорение и формирование локализованной токовой области. Затем разряд начинает двигаться с практически постоянной скоростью, в целом сохраняя свою геометрию и характерные размеры. Исключение представляет разряд в аргоне (рис. 1, в), который продолжает расширяться вдоль канала в течение всего процесса. В этом случае под скоростью разряда будет пониматься средняя скорость движения его переднего фронта.

Динамика разряда в поперечном направлении детально не исследовалась, однако необходимо сделать одно существенное для дальнейшего замечание. Через 150—200 мкс после инициирования поперечное сечение ядра разряда A_p выходит на свое стационарное значение и составляет, как правило, не более 40—60% от поперечного сечения канала A_0 . Два типичных снимка разряда с торца приведены на рис. 2, ширина канала 4 см (а) и 2,1 см (б). В обоих случаях рабочий газ — аргон, $p_\infty = 26$ кПа, $IVh/A_0p_\infty = 17$ ($h = 5$ см — высота канала), отношения A_p/A_0 практически совпадают (для данных режимов $A_p/A_0 \approx 0,56$). Выход на стационарный поперечный размер происходит двумя способами. При небольшой скорости нарастания тока ($\leq 10^8$ А/с) и небольшом энергокладе в предыонизацию разряд, постепенно расширяясь, выходит на свой стационарный поперечный размер за



Р и с. 2



Р и с. 3

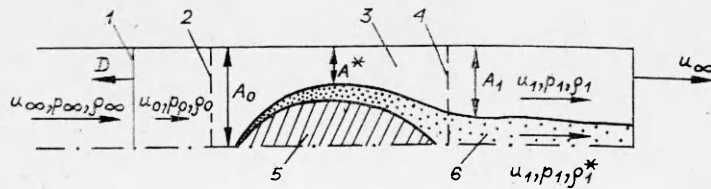
100—150 мкс. В случае быстрого нарастания тока сначала происходит заполнение всего поперечного сечения канала (за 50—100 мкс), а затем разряд начинает сужаться до тех пор, пока не достигнет (через 50—150 мкс) такого же поперечного сечения, как и в первом случае (при равных стационарных значениях остальных параметров).

Несмотря на то что после переходного процесса характерные размеры и средняя скорость разряда меняются слабо, внутренняя структура и форма токовой области существенно нестационарны. Особенно отчетливо это проявляется для разрядов в азоте и воздухе, где иногда наблюдается расслоение разряда на несколько изолированных токоведущих каналов или вообще его разрушение как локального образования. В последнем случае ток распределяется почти по всему межэлектродному промежутку ускорителя. На рис. 3 схематично представлены две конфигурации разряда в азоте ($I = 20$ кА, $B = 0,6$ Т, $p_{\infty} = 26$ кПа), восстановленные по одно-временным снимкам с трех ракурсов. Физические причины, приводящие к нерегулярности внутренней структуры разряда и его разрушению, пока не совсем ясны, поэтому в данной работе ограничимся рассмотрением квазистационарных режимов движения разряда, как, например, на рис. 1. В аргоне такие конфигурации реализуются почти во всех исследованных режимах, в CO_2 — в 80—90% случаев, в азоте и воздухе — в 30—40%.

Поскольку цель данной работы — установление интегральных характеристик ускорителя, имеет смысл отказаться от многомерного описания течения газа вблизи разряда и ограничиться лишь стационарным, квазиодномерным случаем. Перейдем в систему отсчета, связанную с разрядом. Тогда течение внешнего по отношению к разряду газа можно рассматривать как течение в трубе переменного сечения $A(x) = A_0 - A_p(x)$, где A_0 — поперечное сечение канала, $A_p(x)$ — поперечное сечение токовой области (ядра разряда).

Оценим толщину вязкого пограничного слоя на разряде. Число Рейнольдса $Re = u^*l/\nu \geq 10^5$, где $u^* \sim 500$ м/с — характерная скорость обтекающего разряд газа, $l \sim 5$ см — длина разряда, ν — кинематическая вязкость. Отсюда $\delta \sim 0,37(Re)^{-1/5}l \leq 0,2$ см [5], что много меньше характерной толщины зазора между разрядом и боковыми стенками канала ($(A_0 - A_p)/h \sim 1-2$ см). Величина силы трения, вызванного касательными напряжениями на границе разряда, тоже мала. Действительно, рассматривая разряд как плоскую пластину, можно оценить величину сопротивления трения по формуле [5] $F_{\text{тр}} \sim \rho u^{*2} l h c_f / 2 \sim 1-2$ Н, которая пренебрежимо мала по сравнению с силой Ампера, приложенной к разряду, $F_m \sim I B h \sim 10^3$ Н. Таким образом, в силовом балансе основную роль играет сила сопротивления давления, т. е. равнодействующая газодинамического давления p на поверхности разряда, а вязкими эффектами в данной задаче можно пренебречь.

Тепловой слой и тепловой след за разрядом могут оказывать существенное влияние на динамику разряда, поскольку за счет лучистой теплопроводности их толщина может быть заметно больше толщины вязкого пограничного слоя и сравнимой с сечением канала. Под тепловым слоем здесь понимается прослойка газа между ядром разряда и внешним потоком, нагретая до температуры $(5-6) \cdot 10^3$ К, плотность тока в которой еще мала, чтобы оказывать заметное влияние на ее динамику. Будем предпола-



Р и с. 4

гать, что скорость газа в тепловом слое и тепловом следе совпадает со скоростью внешнего потока, а их влияние на поток выражается, во-первых, в частичном вытеснении холодного газа от разряда к боковым стенкам, что в квазиоднмерном приближении соответствует уменьшению эффективного сечения зазора между разрядом и боковыми стенками канала, а также сечения канала за разрядом. Во-вторых, в отличие от внешнего холодного газа за разрядом скорость газа в тепловом следе дозвуковая, в результате чего становится существенным наличие задней торцевой стенки канала*.

Рассмотрим схему течения (рис. 4). Сверхзвуковой поток газа набегает на ядро разряда 5. При этом вверх по потоку отходит ударная волна 1. Дозвуковой поток за фронтом ударной волны начинает ускоряться в сужающемся зазоре между разрядом и боковыми стенками канала, пока не достигнет звуковой скорости в критическом сечении A^* . Дальше поток расширяется до сечения A_1 уже со сверхзвуковой скоростью. Переход через звуковую скорость здесь необходим, так как только в этом случае возможно накопление газа перед разрядом и отход от него ударной волны, которые всегда имели место в эксперименте. Предположим, что та часть набегающего потока газа, которая образует тепловой след 6, мала по сравнению с полным потоком $\rho_0 u_0$ обтекающего разряда газа. Это предположение справедливо, по крайней мере, для молекулярных газов. Оценки показывают, что если даже все джоулево тепловыделение в разряде идет на нагрев и диссоциацию обтекающего газа, то и в этом случае до $(5-6) \cdot 10^3$ К нагреется лишь небольшая его часть (не более 10%). Предположим также, что после критического сечения A^* расширение газа происходит равновесно, т. е. течение в области 3 изэнтропическое.

Параметры течения, фигурирующие в задаче, указаны на рис. 4, где $\rho_\infty, p_\infty, u_\infty, \rho_0, p_0, u_0, \rho_1, p_1, u_1$ — плотность, давление и скорость соответственно невозмущенного газа, ударно-нагретого газа перед разрядом и газа за разрядом; ρ_1^* — плотность газа в тепловом следе; D — скорость отхода ударной волны в системе отсчета, связанной с разрядом. Ищется стационарное решение. В этом случае сила Ампера IBh должна быть равна силе сопротивления разряда. Применяя теорему импульсов [5] на контрольных поверхностях 2 и 4 (см. рис. 4), имеем

$$(1) \quad IBh = \rho_0 u_0^2 A_0 + p_0 A_0 - [\rho_1 u_1^2 A_1 + \rho_1^* u_1^{*2} (A_0 - A_1) + p_1 A_0] = \\ = A_0 \left\{ p_0 - p_1 + \rho_0 u_0^2 - \rho_1 u_1^2 \left[\frac{A_1}{A_0} + \frac{\rho_1^*}{\rho_1} \left(1 - \frac{A_1}{A_0} \right) \right] \right\}.$$

Подставляя в (1) уравнение неразрывности

$$(2) \quad \rho_0 u_0 A_0 = \rho_1 u_1 A_0 \left[\frac{A_1}{A_0} + \frac{\rho_1^*}{\rho_1} \left(1 - \frac{A_1}{A_0} \right) \right],$$

получаем

$$(3) \quad \frac{IBh}{A_0 p_0} = 1 - \frac{p_1}{p_0} - \frac{\rho_0 u_0^2}{p_0} \left(\frac{u_1}{u_0} - 1 \right) = 1 - \frac{p_1}{p_0} - \gamma M_0^2 \left(\frac{M_1 c_1}{M_0 c_0} - 1 \right),$$

* Имеются в виду скорости в системе отсчета, связанной с разрядом.

где $c = \sqrt{\gamma p/\rho}$ — скорость звука; $M = u/c$ — число Маха; γ — показатель адиабаты. Используя известные соотношения для изэнтропического течения в каналах переменного сечения [6]

$$(4) \quad \left(\frac{A_1}{A_0}\right)^2 = \frac{M_0^2}{M_1^2} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}, \quad \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}},$$

можно выразить M_1 и M_0 через A_1/A_0 и p_1/p_0 :

$$(5) \quad M_1 = M_0 \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left(\frac{A_1}{A_0}\right)^{-1}, \quad M_0^2 = \frac{2}{\gamma-1} \frac{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{-\frac{2}{\gamma}} \left(\frac{A_1}{A_0}\right)^{-2} - 1}.$$

Подставляя эти выражения в (3) и используя соотношения

$$(6) \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad \frac{c_1}{c_0} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}$$

для изэнтропического течения, найдем выражение для давления p_0 в пробке ударно-нагретого газа:

$$(7) \quad \frac{p_0}{p_\infty} = \frac{IBh}{A_0 p_\infty} \frac{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \frac{p_1}{p_0} - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{A_1}{A_0} \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 + \frac{A_1}{A_0} \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}}.$$

Второе уравнение, связывающее p_0/p_∞ и p_1/p_0 , получим следующим образом. Условия сохранения массы и импульса на фронте ударной волны имеют вид

$$(8) \quad \rho_\infty(u_\infty + D) = \rho_0(u_0 + D), \quad p_\infty + \rho_\infty(u_\infty + D)^2 = p_0 + \rho_0(u_0 + D)^2.$$

Исключая из этих уравнений D , запишем

$$(9) \quad u_\infty - u_0 = c_{c_0} \left[\frac{\left(\frac{p_0}{p_\infty} - 1\right) \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} - 1\right)}{\gamma \frac{\rho_0}{\rho_\infty}} \right]^{1/2}.$$

Подставляя в (9) уравнение адиабаты Гюгонно

$$\frac{\rho_0}{\rho_\infty} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{p_0}{p_\infty} + 1,$$

имеем

$$(10) \quad u_\infty - u_0 = c_{c_0} \frac{\frac{p_0}{p_\infty} - 1}{\left[\frac{\gamma(\gamma-1)}{2} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{p_0}{p_\infty} + 1 \right) \right]^{1/2}}.$$

Связать u_∞ со скоростью газа за разрядом u_1 и, следовательно, с p_1 можно двумя способами: ввести наряду с A_1/A_0 еще один параметр $1 - A^*/A_0$, характеризующий критическое сечение разряда, или, учитывая дозвуковой характер течения в тепловом следе ($c^* \sim (2-2,5) \cdot 10^3$ м/с, $u_\infty \sim u_1 \sim (1-1,5) \cdot 10^3$ м/с), использовать граничное условие $u_\infty = u_1$ непосредственно за разрядом, т. е. скорость газа за разрядом u_1 совпадает со скоростью задней торцевой стенки u_∞ . Второй способ кажется физически более предпочтительным, поскольку разряд, не будучи твердым телом, скорее всего сам подстраивается так, чтобы поток удовлетворял нужным граничным условиям. Это явление в настоящее время до конца не изучено. В данной же работе предполагается справедливым условие

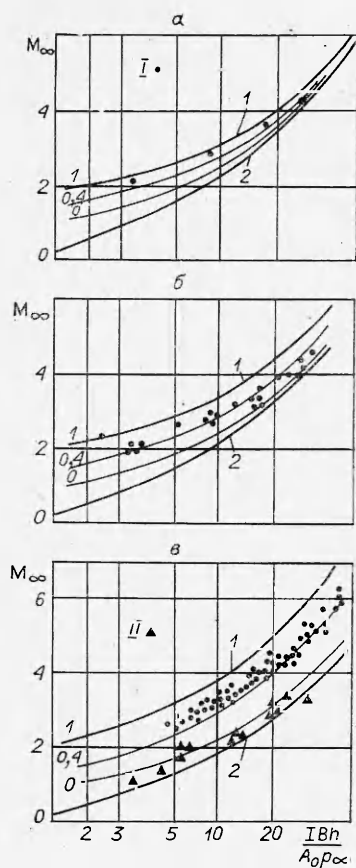
$$(11) \quad u_\infty = u_1.$$

Используя соотношения (5), (6) и граничное условие (11), получаем из (10) второе уравнение, связывающее p_0/p_∞ и p_1/p_0 :

$$(12) \quad \frac{\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{A_1}{A_0}\right]}{1 + \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{A_1}{A_0}} = \frac{\left(\frac{p_0}{p_\infty} - 1\right)^2}{\gamma \frac{p_0}{p_\infty} \left(\frac{p_0}{p_\infty} + \frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)}.$$

Решая систему (7), (12), можно найти p_1/p_0 и p_0/p_∞ , затем из (5) — M_0 и из (10) — $M_\infty = u_\infty/c_\infty$, совпадающее в лабораторной системе координат с относительной скоростью движения разряда. Решения зависят от двух безразмерных параметров: $IBh/A_0 p_\infty$ и A_1/A_0 . Первый из них легко контролируется в эксперименте, значение же второго зависит от многих факторов, таких как длина разряда вдоль канала, лучистая теплопроводность, сорт газа, степень турбулентного перемешивания теплового слоя как с разрядом, так и с обтекающим газом и т. д.

На рис. 5 представлены зависимости скорости движения разряда M_∞ от $IBh/A_0 p_\infty$ для четырех исследованных газов: CO_2 , (а), азот и воздух (б) и аргон (в). Кривые 1 соответствуют пренебрежимо малому тепловому следу ($A_1/A_0 \rightarrow 1$), т. е. фактически чисто изэнтропическому обтеканию ядра разряда, а 2 — модели плазменного поршня ($M_0 = 0$). Легко показать, что учет нерассмотренных в данной работе факторов, таких как неравновесность, вязкое трение, возможная турбулентность течения в области 3 (см. рис. 4), приведет к значениям M_∞ , лежащим между кривыми 1 и 2 на рис. 5. Из графиков видно, что с уменьшением γ и ростом $IBh/A_0 p_\infty$ кривые 1 и 2 сближаются, т. е. для многоатомных молекулярных газов при $IBh/A_0 p_\infty \geq 10$ физически допустимые решения почти совпадают с моделью плазменного поршня (при условии, конечно, что характерный размер разряда порядка поперечного размера канала). На этих же графиках нанесены экспериментально полученные значения скорости разряда при различных условиях, указанных в начале данной работы. Относительно большая теплоемкость CO_2 приводит к тому, что толщина теплового следа становится мала, и в результате этого экспериментальные точки почти ложатся на кривую 1 (рис. 5, а). Для азота и воздуха с ростом разрядного тока I разряд удлиняется вдоль канала, очень слабо увеличиваясь в поперечном сечении. Толщина теплового следа при этом должна расти. Это приводит к тому, что при увеличении $IBh/A_0 p_\infty$ экспериментальные точки приближаются к кривой 2 (рис. 5, б). Особенно отчетливо такой эффект проявляется в аргоне (рис. 5, в) в связи с его относительно малой удельной теплоемкостью при температурах $(4-6) \cdot 10^3$ К. Точки 1 соответствуют относительно малым разрядным токам I и большим значениям внешнего магнитного поля, а точки II — наоборот. В первом случае длина разряда устанавливалась порядка 3—5 см, а во втором — 10—15 см. Видно, что при длинном разряде экспериментальные точки почти ложатся на кривую 2 (рис. 5, в).



Р и с. 5

Авторы признательны В. С. Соколову, О. Г. Парфенову, В. С. Славину и А. Д. Лебедеву за полезные обсуждения и замечания в процессе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дервянко В. А., Славин В. С., Соколов В. С. Магнитогидродинамический генератор электроэнергии на продуктах газификации бурых углей. — ПМТФ, 1980, № 5.
2. Voreham B. W. Study of travelling conduction wave accelerator. — AIAA J., 1976, v. 14, N 1. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 1.
3. Беляев С. А., Гольдина Д. А. и др. Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении. Препринт Ин-та прикл. математики АН СССР, 1969, № 53.
4. Кухтецкий С. В., Любочко В. А., Лебедев А. Д. Некоторые особенности движения сплюснутого квазистационарного разряда в магнитном поле. — В кн.: Тезисы докл. IX Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе: Илпм, 1983.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
6. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.

Поступила 10/XI 1984 г.

Поперечное сечение ядра разряда не превышает 60% сечения канала. Фотографии на рис. 2 относятся именно к этому случаю.

В заключение отметим следующее.

1. В рассмотренных режимах ядро разряда никогда не заполняет поперечного сечения канала полностью (за исключением начальной стадии при быстром нарастании тока), поэтому становятся существенными обтекание разряда и частичный прогрев обтекающего газа.

2. При анализе эффективности или вообще работоспособности МГД-преобразователей с локализованным разрядом в качестве «худшего» (в механическом смысле) варианта можно рассматривать модель, соответствующую изэнтропическому обтеканию с пренебрежимо малым тепловым следом ($A_1/A_0 \rightarrow 1$). При этом предполагается, что размер разряда сравним с поперечным размером канала. «Лучший» вариант — модель плазменного поршня. В случае многоатомного молекулярного газа (в частности, CO_2) при $IBh/A_0 p_\infty \geq 10-15$ обе модели различаются незначительно.

3. Проведенное сопоставление экспериментальных и расчетных значений скорости разряда в рельсотроне показывает, что экспериментальные точки лежат в указанном интервале, приближаясь в зависимости от режимов и сорта газа то к одному, то к другому предельному случаю.