

**О ПЕРВИЧНЫХ И ВТОРИЧНЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ РАЗРЯДА В КОРОТКИХ ГАЗОВЫХ ПРОМЕЖУТКАХ В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ**

*Г. А. Месяц, А. М. Искольдский, В. В. Кремнев, Л. Г. Бычкова, Ю. И. Бычков*

(Томск)

При исследовании импульсного пробоя промежутков длиной порядка миллиметра и менее в наносекундном диапазоне времени (высокое электрическое поле) было показано [1-3], что время формирования разряда  $\tau$  при инициировании разряда одиночными электронами значительно превышает то, которое следует ожидать в предположении однолавинового стримерного механизма: это говорит о наличии при одноэлектронном инициировании разряда многолавинового механизма пробоя. Если разряд инициируется большим числом начальных электронов ( $\sim 10^4$ ), то рост тока в промежутке обусловлен лавинным размножением инициирующих электронов [4]. При этом время формирования разряда равно времени развития лавины до величины порядка  $10^8$  электронов [5].

Характер размножения электронов при одноэлектронном инициировании еще не изучен. Известно только, что в стадии формирования разряда во всем промежутке наблюдается диффузное свечение, пронизанное узкими слабосветящимися каналами [6], а стадию быстрого роста тока можно, как и при многоэлектронном инициировании, объяснить лавинным размножением электронов (вторичных) [4]. Ниже делается попытка выяснить характер размножения электронов в первичном процессе. Кроме того, исследуется механизм извлечения вторичных электронов при одноэлектронном инициировании разряда в сильных электрических полях.

1. О «разбегании» электронов в электронной лавине. Электрон, появившийся у катода, ведет к развитию электронной лавины. В высоких полях в лавине образуется большое число электронов на пути, много меньшем длины промежутка. Когда число электронов в лавине достигнет определенной величины, на поведение лавины начнет влиять собственное поле ионов и электронов. Поле ионов будет тормозить хвост электронной лавины, а поле электронов будет стремиться ускорить электроны в головке, т. е. электроны в лавине начнут как бы разбегаться. Покажем, что начало этого эффекта проявляется уже при экспоненциальном росте лавины.

Плотность электронов  $n_e^*$  и ионов  $n_i^*$  в лавине в цилиндрической системе координат  $r, z$  записывается в виде

$$n_e^* = \pi^{-3/2} r_d^{-3} \exp \{ \alpha_0 v_- t - [r_2 + (z - v_- t)^2] r_d^{-2} \} \quad (1.1)$$

$$n_i^* = \alpha_0 v_- \int_0^t n_e^*(t') dt', \quad r_d = \sqrt{4Dt} \quad (1.2)$$

Здесь  $r_d$  — радиус диффузии,  $\alpha_0, D$  — коэффициенты ударной ионизации и диффузии,  $v_-$  — скорость дрейфа электронов.

Поле ионов и электронов в лавине в зависимости от координаты  $z$  имеет вид [7]

$$E_e^z = -E_0 M(y), \quad E_i^z = E_0 a e^{ay} \int_y^\infty e^{-ax} M(x) dx$$

$$E_0 = \frac{q_e \exp(\alpha_0 v_- t)}{4\pi \epsilon_0 r_d^2}, \quad y = \frac{z - v_- t}{r_d}, \quad a = \alpha_0 r_d$$

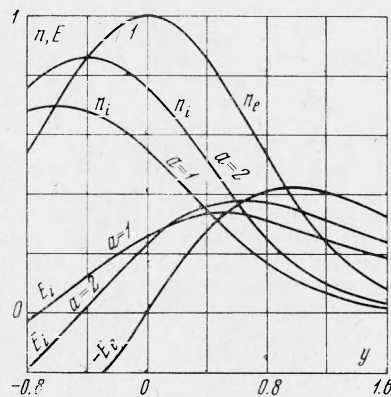
$$M(y) = \frac{\text{erf}(y)}{y^2} - \frac{2}{\pi} \frac{\exp(-y^2)}{y} \quad (1.3)$$

Здесь  $q_e$  — заряд электрона.

Пронормируем выражения плотности объемных зарядов и напряженностей полей

$$n_e = \frac{n_e^*}{\pi^{-3/2} r_d^{-3} \exp(\alpha_0 v_- t)}, \quad E_e = \frac{E_e^z}{E_0}, \quad n_i = \frac{n_i^*}{\pi^{-3/2} r_d^{-3} \exp(\alpha_0 v_- t)}, \quad E_i = \frac{E_i^z}{E_0} \quad (1.4)$$

На фиг. 1 даны зависимости  $n_e, n_i, E_e$  и  $E_i$  как функции величины  $(z - v_- t)/r_d$ .



Фиг. 1. Графики нормированной плотности электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  и нормированных полей объемного заряда электронов  $E_e$  и ионов  $E_i$  на оси  $z$  в окрестности центра облака электронов

Вправо от точки  $E_e = E_i$  поле электронов будет превышать поле ионов. Поле  $E_e + E_i$ , складываясь с внешним полем, будет стремиться оторвать электроны от головки лавины. Влево от точки  $E_e = E_i$  суммарное поле будет уменьшаться и электроны будут тормозиться. Произведем оценку того количества электронов, которое находится в поле, превышающем внешнее поле. Для этого необходимо рассчитать поверхность, на которой поле  $E_e + E_i = 0$ , взять интеграл по всему объему в направлении роста  $z$  и  $r$ . Для приближенной оценки ограничимся определением поверхности, на которой равна нулю только проекция поля  $E_e + E_i$  на ось  $z$ .

Будем считать распределение плотности ионов и электронов сферически симметричными. Пусть центр плотности ионов находится в координате  $y = -\beta$ , где  $\beta$  определяется из условия

$$E_i(-\beta, a) = 0$$

Тогда для критической поверхности с координатами  $\rho(y)$  получим

$$\frac{y + \beta}{\sqrt{(y + \beta)^2 + \rho^2}} E_i \left[ \sqrt{(y + \beta)^2 + \rho^2}, a \right] + \frac{y}{\sqrt{y^2 + \rho^2}} E_e \left( \sqrt{y^2 + \rho^2} \right) = 0 \quad \left( \rho = \frac{r}{r_d} \right) \quad (1.5)$$

Численно решение уравнения (1.5) для  $a = 1$  и  $2$  показывает, что  $\rho(y)$  можно аппроксимировать параболой

$$\rho = 2.4(y - b)^{0.5} \quad (1.6)$$

где для  $a = 1$   $b = 0.495$ , а для  $a = 2$   $b = 0.645$ .

Относительное число электронов внутри параболоида

$$N^{(1)} = \exp(-\alpha_0 v_- t) \int_{z_0}^{\infty} \int_0^{r(z)} n_e 2\pi r dr dz$$

где  $z_0$  определится из (1.6) при  $\rho = 0$ , а  $r(z)$  из (1.6) при подстановке

$$\rho = r/r_d, \quad y = (z - v_- t)/r_d$$

Для  $a = 1$  и  $a = 2$  величина  $N^{(1)}$  соответственно равна 0.18 и 0.13.

Со временем число электронов в лавине  $N$  будет расти,  $\alpha$  снижаться, а  $r_d$  увеличиваться. Для оценки величины  $N^{(1)}$  с ростом  $N$  была рассчитана [7-9] величина  $a = \alpha r_d$  при  $p = 760$  мм рт. ст.  $E/p = 150$  в (мм рт. ст.)<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>. С уменьшением  $\alpha$  от 0.98 до 0.7  $\alpha_0$  наблюдается небольшое (~10%) снижение величины  $a$ . Согласно фиг. 1, это приведет к росту  $N^{(1)}$ . Этот вывод согласуется с экспериментальными данными по измерениям радиуса лавин в парах органических жидкостей [10]. Однако по этим данным при  $N \geq 5 \cdot 10^7$  радиус лавины будет больше  $r_d$  из-за кулоновского расталкивания электронов. Это приведет к снижению поля объемного заряда электронов и соответственно снизит число «разбегающихся» электронов.

Из рассмотренного выше следует, что уже к началу торможения лавины полем ионов более 10% электронов будут двигаться со скоростью большей, чем  $v_-$ , а остальные — ниже этой скорости.

**2. Лавинные цепи.** После того, как поле ионов сравняется с внешним полем, головка электронов отделится от лавины и начнет образовывать новую лавину. Новая лавина вытолкнет новую порцию электронов и т. д. Доля электронов, вытолкнутых из лавины, будет меньше, чем величина  $N^{(1)}$ , определенная в предыдущем разделе. Это обусловлено тем, что в отрыв уйдут только те электроны, скорость которых будет значительно превышать  $v_-$ .

Оценим общее число электронов в такой лавинной цепи. Будем пренебрегать перекрыванием электронного облака с ионным, а также считать, что расширение лавины обусловлено свободной диффузией. Если кроме того допустить, что лавина развивается по экспоненциальному закону при  $\alpha = \text{const}$ , то число электронов в лавине при одном инициирующем электроны для момента, когда поле ионов равно внешнему  $E$ , составит:

$$N_0 = \frac{16\pi\epsilon_0 u_T \mu_+ \ln N_0}{q_e \alpha} \quad (2.1)$$

Здесь  $u_T$  — тепловая энергия электронов,  $q_e$  — заряд электрона.

Электроны, которые выталкиваются из головки лавины, будут двигаться в поле

$$E^* = k_E E \quad (k_E > 1)$$

так как на внешнее поле  $E$  будет наложено поле облака электронов. Число лавин на пути  $z$  составит

$$z/z_k = z\alpha / \ln N_0 / N^*$$

Здесь  $z_k$  — длина лавины,  $N^*$  — число электронов, вытолкнутых из лавины. Тогда общее число электронов в такой цепи определится из соотношения

$$N_1 = N_0 \frac{z}{z_k} \quad \text{или} \quad N_1 = \frac{16 \text{л} \epsilon_0 u_T z}{q_e} \quad (2.2)$$

Проводимость лавинной цепи, которая пересекает промежуток ( $z = \delta$ ), составит  $N_1 \mu_e \delta^{-2}$ . Для азота, по данным [8, 9], при  $E/p > 10^2 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1} (\text{мм рт. ст.})^{-1}$ ,  $u_T \approx 0.3(E/p)^{0.62}$ , т. е. проводимость лавинной цепи составит  $\sim 2.5 \cdot 10^{-6} (p\delta)^{-1} \text{ ом}^{-1}$ .

Цепочки лавин, аналогичные описанным выше, должны иметь вид тонких слабо-светящихся каналов в стадии, когда еще нет спада напряжения на промежутке. Подобные каналы, по-видимому, и наблюдались в [6].

Действительно, при  $\delta = 0.4 \text{ см}$ ,  $p = 46 \text{ мм рт. ст.}$   $E/p = 1.43 \cdot 10^3 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1} (\text{мм рт. ст.})^{-1}$  узкие нитевидные каналы через время  $\sim 10^{-9} \text{ сек}$  имели диаметр порядка  $10^{-2} \text{ см}$  и пересекали зазор за время не большее  $10^{-9} \text{ сек}$ .

Лавинная цепь должна в этих условиях иметь диаметр порядка  $d_1 \approx 2\sqrt{6Dt}$  и пересекать зазор за время  $t_1 \approx \delta / k_v v_-$ , где  $k_v > 1$  учитывает рост скорости лавинной цепи по сравнению со скоростью дрейфа лавины  $v_-$ . При условии, что выталкивание электронов произойдет при поле ионов, равном внешнему полю, величина  $k_v \approx 2$ . Тогда, учитывая, что для азота коэффициент диффузии [8, 9]

$$D \approx \frac{2}{3} u_T \mu_- \approx 3.10^4 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1},$$

получаем

$$d_1 \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см} \quad t_1 \approx 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$$

По порядку эти величины совпадают с наблюдаемыми [6].

Далее будет показано, что вторичные электроны появляются за счет фотонов первичных лавин. Если принять, что фотоны появляются за счет высвечивания возбужденных молекул со средним временем жизни  $\tau_b$ , то время формирования разряда должно быть порядка  $\tau_b$ , что и наблюдается экспериментально [3, 12].

Предположение о развитии первичного процесса в виде лавинных цепей подтверждается также наличием большого числа каналов [3, 6] в завершающей стадии пробоя. Так как лавинная цепь имеет малую проводимость и является квазинейтральной, то время спада напряжения искры, обусловленное лавинным размножением электронов, не должно зависеть от числа начальных иницирующих электронов. Это подтверждается данными работы [4].

**3. Вторичные процессы.** Для выяснения роли катода во вторичном процессе были проведены измерения статистического распределения времени запаздывания разряда в зависимости от состояния поверхности катода. Методика измерений аналогична описанной в [3]. По данным большого числа измерений времени запаздывания строились кривые  $f(t) = |\ln n_t/n_0|$ ,  $f(t_1) = 1$  ( $n_t$  — число импульсов с временем запаздывания  $t$  и более,  $n_0$  — общее число импульсов). Если  $t_1 \gg 10^{-9} \text{ сек}$ , то кривые  $f(t)$  превращались в прямые линии. В случае медных и вольфрамовых катодов наблюдалась сильная зависимость времени  $t_1$  от числа предварительных разрядов. Многочисленные измерения времени  $t_1$  показали, что с ростом числа пробоев величина  $t_1$  растет. В течение первых нескольких сот пробоев этот эффект незначителен, а затем при  $n > 10^3$  оказывается существенным. Для алюминиевых катодов этих эффектов не наблюдалось [13].

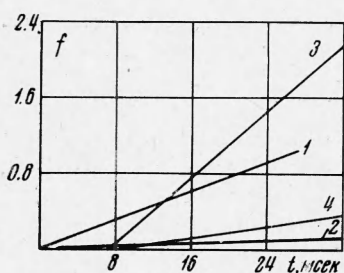
Рост  $t_1$  может быть обусловлен двумя причинами. Во-первых, в процессе пробоев могут ухудшаться фотоэмиссионные свойства катода. Это будет уменьшать эффективность вторичных процессов. Во-вторых, если разряды ухудшают автоэмиссионные свойства катода, то это также должно привести к снижению тока электронов с катода  $i_0$ , иницирующего пробой, и, соответственно, увеличению  $t_1$ , так как при  $E, p, \delta = \text{const}$  величина  $t_1 \sim i_0^{-1}$ .

Для того чтобы выяснить, какой из двух эффектов определяет зависимость  $t_1(n_0)$ , были проделаны следующие эксперименты. При электрическом поле  $E = 3 \cdot 10^5 \text{ в} \cdot \text{см}$ , длине зазора  $\delta = 0.1 \text{ см}$ , давлении  $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$  на чистых медных электродах были измерены времена запаздывания и построены распределения  $f(t)$ . После этого на тех же электродах и при том же зазоре и давлении воздуха было снято распределение при  $E = 10^5 \text{ в} \cdot \text{см}$  и облучении от вспомогательной искры через кварцевое стекло (кривые 1 и 3 на фиг. 2). Затем было сделано 4000 разрядов и сняты распределения, аналогичные первым двум без облучения и с облучением от той же искры (кривые 2 и 4 на фиг. 2).

Распределения 1 и 2 являются исследуемыми, а распределения 3 и 4 характеризуют фотоэмиссионные свойства катода. Прямая 4 идет значительно положе, чем прямая 3. Это указывает на то, что после 4000 разрядов фотоэмиссионные свойства катода ухудшились.

Для качественной оценки изменения эмиссии электронов с катода (под действием электрического поля с ростом числа разрядов) были сняты распределения  $f(t)$  при низких давлениях.

В [3] было найдено, что при  $\delta \leq 0.1 \text{ см}$  даже при многократных перенапряжениях



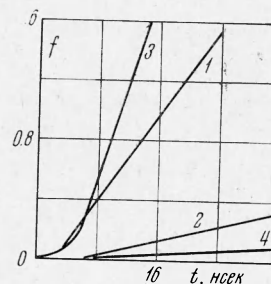
Фиг. 2. Изменение фотоэмиссионных свойств катода из меди  $\delta = 1$  мм,  $p = 760$  мм рт. ст.:  
 1 —  $U = 30$  кВ, электроды чистые,  
 2 —  $U = 30$  кВ, спустя 4000 разрядов,  
 3 —  $U = 10$  кВ, с облучением, электроды чистые,  
 4 —  $U = 10$  кВ, с облучением спустя 4000 разрядов

и атмосферном давлении вероятность того, что появившийся у катода электрон может привести к пробую,  $P < 1$ . Чтобы получить  $P \approx 1$ , необходимо увеличивать  $E/p$ . Поэтому был проделан следующий эксперимент. Снималось два распределения на чистых медных электродах при  $E = 3 \cdot 10^5$  в/см, первое при давлении  $p = 20$  мм рт. ст., второе при  $p = 760$  мм рт. ст. (кривые 1 и 2 на фиг. 3). Затем эти же распределения были сняты повторно после 4000 разрядов (кривые 3 и 4). Так как при  $P = 1$  ток электронов с катода, инициирующих пробой,  $i_0 \approx q_e/t_1$ , то наклон кривых  $f(t)$  при  $p = 20$  мм рт. ст. (кривые 1 и 3 на фиг. 3) характеризует величину тока электронов с катода в начале и в конце цикла тренировки. Как следует из 1 и 3 с увеличением числа разрядов

Фиг. 3. Изменение автоэмиссионных свойств катода из меди

$U = 30$  кВ,  $\delta = 1$  мм:

- 1 —  $p = 20$  мм рт. ст., электроды чистые,  
 2 —  $p = 760$  мм рт. ст., электроды чистые,  
 3 —  $p = 20$  мм рт. ст., спустя 4000 разрядов,  
 4 —  $p = 760$  мм рт. ст., спустя 4000 разрядов



выход электронов с катода под действием поля несколько увеличивается, что объясняется, по-видимому, эффектом Пэтова [14].

Итак, фотоэмиссия с катода как вторичный процесс играет существенную роль в процессе формирования разряда в наносекундной области времени.

Поступила 5 XI 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нестерихин Ю. Е., Комельков В. С., Мейлихов Е. З. Импульсный пробой малых промежутков в наносекундной области времен. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 1, стр. 40—52.
2. Месяц Г. А., Усов Ю. П., Коршунов Г. С. Исследование времени запаздывания пробоя промежутков с облучением для применения в наносекундной технике. Радиотехника и электроника, 1964, т. 9, № 5, стр. 882—887.
3. Месяц Г. А., Бычков Ю. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях в наносекундном диапазоне. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 9, стр. 1712.
4. Mesjatz G. A., Vichkoff Y. J., Iskoldski A. M. On the increase by spark current during pulse breakdown of air gaps in nanosecond time range. Compt. rend. 8 Conf. inter. phenomènes in ionized gases, Vienna, 1967, p. 210.
5. Fletcher R. C. Impulse Breakdown in the  $10^{-9}$  sec. Range of Air at Atmospheric Pressure. Phys. Rev., 1949, vol. 76, No. 10, p. 1501—1511.
6. Воробьев В. В., Искольдский А. М. Импульсный пробой в однородном поле в воздухе при существенных перенапряжениях. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, № 11, стр. 2095—2098.
7. Schmidt-Tiedeman K. J. Die Raumladungsbremmung von Elektronenladungen. Zs. Naturf., 1959, B. 14a, S. 989.
8. Schlumbohm H. Messung der Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und positiven Ionen in Gasen. Zs. Phys., 1965, B. 182, S. 317.
9. Schlumbohm H. Stoßionisierungskoeffizient  $\alpha$ , mittlere Elektronenenergien und die Beweglichkeit von Elektronen in Gasen. Zs. Phys., 1965, B. 184, S. 492.



10. Richter K. Die Eigenschaften von Elektronen lawinen bei hohen Verstärkungen in Äther. Zs. Phys., 1964, B. 180, S. 489.
11. Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London, 1964. (Рус. перев.: Петер Г. Электронные лавины и разряд в газах. М., «Мир», 1968.)
12. Tholl H. Der Übergang der Elektronenlawine in den Kanalaufbau bei hoher Überspannung in Stickstoff (mit geringen  $\text{CH}_4$  — Zusatz). Zs. Naturf, 1963, B. 18 a, № 5, S. 587.
13. Бычков Ю. И., Бычкова Л. Г. Вторичные процессы при импульсном пробое воздушных промежутков. Электронная техника, Серия 3, Газоразрядные приборы, 1967, вып. 2, стр. 39—44.
14. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. Изд-во иностр. лит., 1960.

### КОЛЕБАНИЯ ПРОВОДЯЩЕГО ГАЗА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Л. А. Заклязьминский, А. Н. Черепанов

(Новосибирск)

Источник проводящего газа предполагается в виде плоскости  $x = 0$ . Из источника газ движется в направлении оси  $x$ .

На расстоянии  $x = \pm l$  от источника расположены плоские токовые поверхности, токи в которых текут вдоль оси  $y$  и замыкаются на внешнюю нагрузку, состоящую из омического сопротивления  $R$ , и внешней электродвижущей силы (э. д. с.)  $E^\circ$ .

Эти поверхности абсолютно проницаемы для газа и неограничены по оси  $z$ , так что магнитное поле, созданное токами, текущими в плоскостях  $x = \pm l$ , будет направлено по оси  $z$ .

Кроме того, имеется постоянное магнитное поле  $H_0$ , также направленное по  $z$ .

Размеры системы бесконечны по  $z$  и  $y$ , поэтому в дальнейшем будем рассматривать внешний электрический контур, состоящий из омического сопротивления  $R$ , отнесенного к единице высоты, и внешней э. д. с.  $E^\circ$ , подключенных к участку токовых поверхностей единичной высоты и ширины по  $y$  равной  $l$ . Примем следующие допущения.

1) Проводимость газа конечна и зависит от температуры

$$\sigma / \sigma_0 = (T / T_0)^n \quad (n \geq 0) \quad (1)$$

2) Газ идеальный, теплопроводность и вязкость не учитываются.

3) Справедливо приближение магнитной гидродинамики.

Тогда система уравнений, описывающих движение газа, распределение магнитного поля в среде и ток во внешнем электрическом контуре (в безразмерном виде) будет

$$\begin{aligned} \kappa M_0^2 g \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) &= - \frac{\partial f}{\partial \xi} - P h \frac{\partial h}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial g}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (g u) = 0 \\ \frac{g}{\kappa - 1} \left( \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + g \theta \frac{\partial u}{\partial \xi} &= - P \varepsilon \frac{\partial h}{\partial \xi} + P u h \frac{\partial h}{\partial \xi}, \quad f = g \theta \\ \frac{\partial h}{\partial \xi} &= R_m \varepsilon_1 (u h - \varepsilon), \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} = - \frac{\partial h}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^1 h d\xi + r i = E_1(\tau) \end{aligned} \quad (2)$$

где безразмерные величины определены следующим образом:

$$\begin{aligned} g &= \frac{\rho}{\rho_0}, \quad u = \frac{v}{v_0}, \quad f = \frac{P}{P_0}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad h = \frac{H}{H_0} \\ \varepsilon_1 &= \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \quad \varepsilon = \frac{cE}{v_0 H_0}, \quad E_1 = \frac{cE^\circ}{v_0 H_0}, \quad i = \frac{4\pi I}{c H_0}, \quad r = \frac{c^2 R}{4\pi u_0} \\ \xi &= \frac{x}{l}, \quad \tau = \frac{v_0 t}{l}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v}, \quad M_0 = \frac{v_0}{\sqrt{\kappa P_0 / \rho_0}}, \quad P = \frac{H_0^2}{4\pi P_0}, \quad R_m = \frac{4\pi \sigma_0 v_0 l}{c^2} \end{aligned}$$

В качестве масштабов для физических переменных здесь приняты  $\rho_0, v_0, P_0$  и  $T_0$  — максимальные значения плотности, скорости, давления и температуры газа на выходе из источника;  $H_0$  — постоянная составляющая внешнего магнитного поля,  $\sigma_0$  — проводимость при температуре  $T_0$ ,  $l$  — расстояние от источника до токовой поверхности.