

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА
С ДВУМЯ ПАРАМИ ЭЛЕКТРОДОВ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Е. К. Холщевникова

(Москва)

В магнитогидродинамических генераторах часто используются секционированные электроды, когда стенки канала представляют собой чередующиеся проводящие (электроды) и непроводящие (изоляторы) участки. При этом каждые два электрода на противоположных стенках могут соединяться через собственную нагрузку. Мощность, которая снимается с каждой пары электродов, в этом случае будет зависеть не только от нагрузки, соединяющей электроды этой пары, но и от нагрузок, соединяющих электроды соседних пар. Распределение электрического тока в канале будет иметь довольно сложный характер. В работе [1] решена задача о распределении тока в бесконечно длинном канале, стенки которого состоят из чередующихся электродов и изоляторов равной и конечной длины. Однако в этой работе разности потенциалов между электродами каждой пары предполагались одинаковыми, т. е. процессы, происходящие в пространстве между электродами одной пары, должны были в точности повторяться в пространстве между электродами всех остальных пар.

Ниже найдено распределение электрического тока в канале генератора, стенки которого состоят из двух пар электродов конечной длины, разделенных изоляторами конечной длины. Разности потенциалов между электродами каждой пары могут быть различными. Определяются интегральные характеристики генератора и исследуются некоторые предельные случаи.

§ 1. Рассмотрим плоский канал $-\infty < x < +\infty$, $-\delta < y < +\delta$, по которому в продольном направлении движется электропроводная среда (фиг. 1). Отрезки KN , ML , DB и CH представляют собой электроды, а отрезки NM и BC — изоляторы. В области комплексного переменного $z = x + iy$ координаты начальных и конечных точек электродов равны

$$\begin{aligned} K(-\lambda - l + i\delta), & \quad N(-\lambda + i\delta), & \quad M(+\lambda + i\delta) \\ L(+\lambda + l + i\delta), & \quad H(+\lambda + l - i\delta), & \quad C(+\lambda - i\delta), & \quad B(-\lambda - i\delta) \\ & \quad D(-\lambda - l - i\delta) \end{aligned}$$

Здесь l — длина электрода, 2λ — длина изолятора, 2δ — ширина канала. Перпендикулярно движению среды приложено магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, -B_0)$. В результате взаимодействия проводящей среды с магнитным полем в ней возникает разделение зарядов, и между электродами каждой пары появляется определенная разность потенциалов. По внешним нагрузкам R_1 и R_2 начинают протекать токи I_1 и I_2 . Предположим, что магнитные числа Рейнольдса намного меньше единицы, т. е. индуцированным магнитным полем можно пренебречь, а эффект Холла несуществен. Задачу будем решать в приближении [2], состоящем в том, что скорость \mathbf{V} и проводимость σ считаются известными и не зависят от электрических величин. Будем рассматривать случай, когда \mathbf{V} определяется зависимостью $\mathbf{V} = [V(y), 0, 0]$, где $V(y)$ — четная функция, а σ постоянна по всему каналу. Размер канала в направлении z примем равным единице.

Предположим, что проекция плотности тока на ось x равна нулю ($j_x = 0$) на KD и LH . Это предположение может соответствовать следующим случаям: а) в канале, стенки которого являются изоляторами на бесконечности, $\sigma = 0$ левее KD и правее LH (легко ионизируемое вещество

впрыскивается в канал вблизи входа рабочего тела на первую пару электродов; на выходе со второй пары электродов среда охлаждается и ее проводимость становится равной нулю), б) электроды рассматриваемой схемы являются половинами электродов GN , SB , MO и CT бесконечно длинного канала, стенки которого состоят из чередующихся электродов и изоляторов, а нагрузки подобраны таким образом, чтобы выполнялось условие $j_x = 0$ на линиях, соединяющих середины электродов, принадлежащих к одной паре. Это предположение позволяет при исследовании распределения тока в канале ограничиться рассмотрением прямоугольника $KDHL$.

Распределение тока в канале в данном случае будет симметричным относительно оси x , т. е. $j_x(x, 0) = 0$, поэтому в дальнейшем будем рассматривать только верхнюю половину канала (прямоугольник $PKLQ$).

Функции плотности электрического тока \mathbf{j} и потенциала φ при сделанных предположениях определяются из системы уравнений

$$j_x = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad j_y = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\sigma}{c} V(y) B_0, \quad \Delta \varphi = \frac{B_0}{c} \frac{dV}{dy}, \quad \begin{matrix} I_1 R_2 = 2\varphi_1 \\ I_2 R_2 = 2\varphi_2 \end{matrix}$$

$$\left(I_1 = \int_{-\lambda-l}^{-\lambda} j_y(x, \delta) dx, I_2 = \int_{\lambda}^{\lambda+l} j_y(x, \delta) dx \right) \quad (1.1)$$

Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, будут иметь вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad \text{на } KN, ML, PK, LQ, PAQ, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{1}{c} V(y) B_0 \quad \text{на } NM \quad (1.2)$$

Введем следующую функцию:

$$\varphi^\circ(x, y) = \varphi(x, y) - \frac{B_0}{c} \int_0^y V(y) dy \quad (1.3)$$

Из (1.1) при помощи (1.3) получим

$$j_x = -\sigma \frac{\partial \varphi^\circ}{\partial x}, \quad j_y = -\sigma \frac{\partial \varphi^\circ}{\partial y}, \quad \Delta \varphi^\circ = 0 \quad (1.4)$$

Граничные условия (1.2) преобразуются следующим образом

$$\frac{\partial \varphi^\circ}{\partial x} = 0 \quad \text{на } KN, ML, PK, LQ, PAQ, \quad \frac{\partial \varphi^\circ}{\partial y} = 0 \quad \text{на } NM \quad (1.5)$$

§ 2. Введем аналитическую функцию

$$W(z) = \frac{\partial \varphi^\circ}{\partial x} - i \frac{\partial \varphi^\circ}{\partial y} = u + iv \quad (2.1)$$

Из (1.5) следует, что на участках KN , ML , PK , LQ и PAQ границы исследуемой области действительная часть $W(z)$, а на участке NM — мнимая часть $W(z)$ обращаются в нуль. Такая аналитическая функция находится по формуле Келдыша — Седова [3]. Отобразим конформно верхнюю полуплоскость в плоскости t на прямоугольник $PKLQ$ в плоскости z (фиг. 1) при помощи формулы [3]

$$z = -\frac{\lambda + l}{K(k)} \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(t^2 - 1)(k^2 t^2 - 1)}} \quad \left(\begin{matrix} k'^2 + k^2 = 1 \\ z = x + iy; t = \tau + i\rho \end{matrix} \right)$$

$$\frac{\delta}{\lambda + l} = \frac{K(k')}{K(k)}$$

Точка M переходит в точку M_1 с координатами $\tau = 1/r$, $\rho = 0$, где параметр r находится из уравнения

$$F(\varphi, k) = F\left(\arccos\left[\frac{r}{k}\left(\frac{1-k^2}{1-r^2}\right)^{1/2}\right], k\right) = \frac{l}{\delta} \frac{\delta}{\lambda+l} K(k)$$

Здесь $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, а $F(\varphi, k)$ — неполный эллиптический интеграл первого рода. Аналитическая функция $W(z)$ в области комплексного переменного t перейдет в аналитическую функцию

$$W[z(t)] = f(t) = u^* + iv^* \tag{2.2}$$

удовлетворяющую граничным условиям

$$u^* = 0 \quad \text{на } N_1K_1, K_1P_1, P_1A_1Q_1, Q_1L_1, L_1M_1, \quad v^* = 0 \quad \text{на } M_1F_1N_1$$

и соотношениям на внешних нагрузках

$$\begin{aligned} E - 2 \int_0^\delta v(-\lambda - l, y) dy &= \sigma R_1 \int_{-\lambda-l}^{-\lambda} v(x, \delta) dx \\ E - 2 \int_0^\delta v(\lambda + l, y) dy &= \sigma R_2 \int_\lambda^{\lambda+l} v(x, \delta) dx \end{aligned} \quad \left(E = \frac{B_0}{c} \int_{-\delta}^{+\delta} V(y) dy \right) \tag{2.3}$$

Здесь E представляет собой электродвижущую силу магнетогидродинамического генератора. Формулы (2.3) следуют из соотношений (1.1), (1.3) и (2.1). Функция $f(t)$, найденная по формуле Кельдыша — Седова, определяется выражением

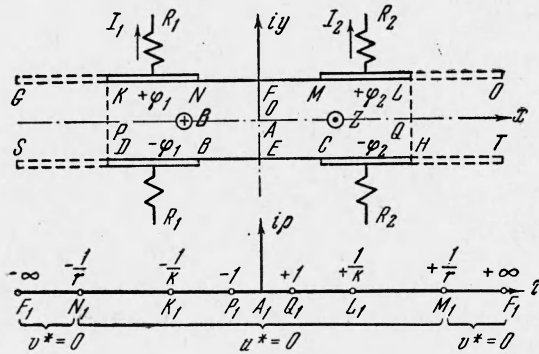
$$\begin{aligned} f(t) &= \\ &= \gamma_0 \left[\left(t + \frac{1}{r} \right) \left(t - \frac{1}{r} \right) \right]^{-1/2} + \\ &+ f(\infty) \left(\frac{t - r^{-1}}{t + r^{-1}} \right)^{-1/2} \end{aligned} \tag{2.4}$$

Постоянные γ_0 и $f(\infty)$ определяются из (2.3) и имеют вид

$$\gamma_0 = -\frac{E}{\Lambda} \frac{K(k)}{\lambda+l} \left[\frac{nG - mC}{A(G-C)} + \frac{2}{A\alpha} \right], \quad f(\infty) = \frac{E}{\Lambda} \frac{K(k)}{\lambda+l} \frac{n-m}{G-C} \tag{2.5}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Lambda &= \alpha\beta mn + 4 + (\alpha + \beta)(m + n) \\ m &= \sigma R_1, \quad n = \sigma R_2, \quad A = \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} K(\mu') \\ G &= \frac{K(\mu')}{\sqrt{1-r^2}} + \frac{r}{k} \frac{K(v')}{\sqrt{1-r^2}}, \quad \mu' = \left(\frac{k^2 - r^2}{1-r^2} \right)^{1/2}, \\ C &= \frac{K(\mu')}{\sqrt{1-r^2}} - \frac{r}{k} \frac{K(v')}{\sqrt{1-r^2}}, \quad v' = \frac{1}{k} \mu' = \frac{1}{k} \left(\frac{k^2 - r^2}{1-r^2} \right)^{1/2} \\ \alpha &= \frac{K(v')}{K(v)}, \quad \beta = \frac{K(\mu')}{K(\mu)}, \quad \mu = \sqrt{1 - \mu'^2} = \left(\frac{1 - r^2/k^2}{1-r^2} \right)^{1/2} \\ v &= \sqrt{1 - v'^2} = \frac{r}{k} \mu = \frac{r}{k} \left(\frac{1 - k^2}{1-r^2} \right)^{1/2}, \quad v < \mu, \quad v' > \mu' \end{aligned} \tag{2.6}$$



Фиг. 1

Найдем выражения для безразмерных токов, протекающих по внешним нагрузкам, используя (1.1), (1.4), (2.4) и (2.5). Безразмерные токи выражаются формулами

$$I_1^\circ = I_1 / \sigma E = (\alpha\beta n + 2\beta) / \Lambda, \quad I_2^\circ = I_2 / \sigma E = (\alpha\beta m + 2\beta) / \Lambda \quad (2.7)$$

а безразмерная мощность и джоулева диссипация даются выражениями

$$N^\circ = \frac{N}{\sigma E^2} = I_1^{\circ 2} m + I_2^{\circ 2} n, \quad Q = \int_{-\delta}^{+\delta} \int_{-\lambda-l}^{\lambda+l} \frac{j^2}{\sigma} dx dy = E (I_1 + I_2) - N \quad (2.8)$$

Для эффективности генератора имеем формулу

$$\eta = \frac{N}{N + Q} = \frac{I_1^{\circ 2} m + I_2^{\circ 2} n}{I_1^\circ + I_2^\circ} \quad (2.9)$$

§ 3. Рассмотрим различные предельные случаи формул (2.7).

Пусть длина электрода l и ширина канала 2δ фиксированы, а длина изолятора стремится к нулю ($2\lambda \rightarrow 0$). Из формул (2.7) получим

$$I_1^\circ = \left[m + \frac{\delta}{l} \left(1 + \frac{m}{n} \right) \right]^{-1}, \quad I_2^\circ = \left[n + \frac{\delta}{l} \left(1 + \frac{n}{m} \right) \right]^{-1}$$

Такие же соотношения для токов получаются для схемы параллельного соединения, показанной на фиг. 2, если безразмерное внутреннее сопротивление источника принять равным $\sigma R_i = \delta / l$. В этой схеме разности потенциалов на обеих парах электродов равны, а токи распределяются обратно пропорционально сопротивлениям.

Пусть длина электрода l и ширина канала 2δ фиксированы, а длина изолятора стремится к бесконечности ($2\lambda \rightarrow \infty$). Из формул (2.7) получим

$$I_1^\circ = \frac{1}{m + 2/\alpha^*}, \quad I_2^\circ = \frac{1}{n + 2/\alpha^*}$$

$$\left(\alpha^* = \frac{K(v')}{K(v)}, \quad \frac{1}{v} = \operatorname{ch} q, \quad q = \frac{\pi l}{2\delta}, \quad v'^2 + v^2 = 1 \right)$$

Эти результаты совпадают с результатами, полученными в работах [4-5], где находится распределение тока в канале с одной парой электродов конечной длины, заключенной между бесконечными изоляторами.

Пусть длина изолятора 2λ и ширина канала 2δ фиксированы, а длина электрода стремится к бесконечности ($l \rightarrow \infty$). Из (2.7) получим

$$I_1^\circ = \frac{1}{m}, \quad I_2^\circ = \frac{1}{n} \quad \text{или} \quad I_1 = \frac{E}{R_1}, \quad I_2 = \frac{E}{R_2}$$

В этом предельном случае $R_i = 0$ (так как $l \rightarrow \infty$), и разности потенциалов на электродах равны E . Вся мощность выделяется на внешних нагрузках. Токи распределяются, как и в случае параллельного соединения, обратно пропорционально сопротивлениям.

§ 4. Исследуем влияние внешних нагрузок на I_1° , I_2° , N° и η при заданной геометрии канала. Из формул (2.7) можно сделать следующие выводы: 1) ток, протекающий по одной из нагрузок, уменьшается с увеличением этой нагрузки и возрастает с увеличением нагрузки, подсоединенной к соседней паре электродов; 2) разность потенциалов между электродами данной пары увеличивается с возрастанием нагрузки, подсоединенной к этой паре.

Проанализируем формулу (2.8) для снимаемой мощности. Найдем нагрузки m и n , при которых снимаемая мощность максимальна. Из условий $\partial N^\circ / \partial m = 0$ и $\partial N^\circ / \partial n = 0$ получим следующую систему уравнений:

$$f_1(m, n) = a_1 m + b_1 = 0 \quad (4.1)$$

$$f_2(m, n) = a_2 n + b_2 = 0 \quad (4.2)$$

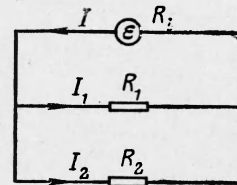
где

$$a_1 = -12\alpha\beta n - 7\alpha^2\beta n^2 - \alpha^3\beta n^3 - 4\alpha - 4\beta + \alpha^3 n^2$$

$$b_1 = 16 + 28\alpha n + 12\alpha^2 n^2 - 4\beta n + \alpha^3 n^3 + \alpha^2\beta n^3$$

$$a_2 = -12\alpha\beta m - 7\alpha^2\beta m^2 - \alpha^3\beta m^3 - 4\alpha - 4\beta + \alpha^3 m^2$$

$$b_2 = 16 + 28\alpha m + 12\alpha^2 m^2 - 4\beta m + \alpha^3 m^3 + \alpha^2\beta m^3$$



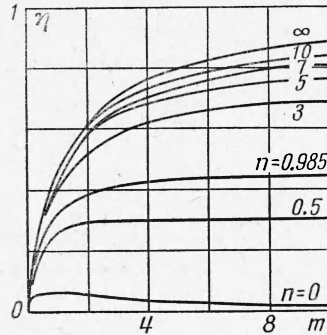
Фиг. 2

Решение этой системы сводится к нахождению точек пересечения кривых $f_1 = 0$ и $f_2 = 0$, построенных в плоскости m, n . По физическому смыслу m и n положительны, поэтому необходимо рассмотреть только первый квадрант этой плоскости. Так как уравнения (4.1) и (4.2) переходят одно в другое при замене в них m на n и n на m , соответствующие этим уравнениям кривые будут симметричны относительно линии $m = n$. Точки пересечения кривой (4.1) с прямой $m = n$ находятся из условия

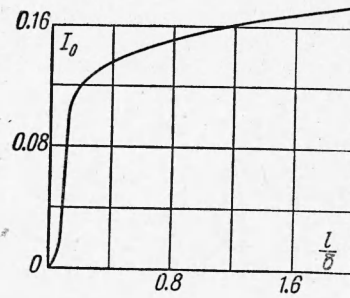
$$f_1(m, m) = 0$$

$$m^4 \alpha^3 \beta + 2m^3 \alpha^2 (3\beta - \alpha) - 12m^2 \alpha (\alpha - \beta) - 8m (3\alpha - \beta) - 16 = 0 \quad (4.3)$$

Из (2.6) следует, что $\alpha - \beta > 0$. Вследствие этого все коэффициенты уравнения (4.3), кроме второго, положительны, а второй может быть либо положительным, либо отрицательным. И в том, и в другом случае уравнение имеет только одну переменную знака, и, следовательно, по правилу Декарта [8] имеет один положительный корень.



Фиг. 3



Фиг. 4

Поэтому кривая (4.1) пересечет прямую $m = n$ только в одной точке. Кривая (4.2), симметричная (4.1), пересечет линию $m = n$ в этой же точке. Ясно, что в этом случае никаких других точек пересечения кривых (4.1) и (4.2) одна с другой не будет. Положительный корень (4.3), определенный при помощи [7], будет равен $m = 2/\beta$. Найденная точка ($m = n = 2/\beta$) и есть решение системы уравнений (4.1), (4.2). Нетрудно видеть, что в этой точке имеет место $\max N^\circ$, согласно (2.8) равный $1/4\beta$. Из сравнения этого значения с максимальными значениями мощности на границах исследуемой области следует, что значение $\max N^\circ = 1/4\beta$ будет наибольшим.

Таким образом, при заданной геометрии канала (т. е. при постоянных α и β) снимаемая мощность в генераторе рассматриваемой схемы будет максимальна в том случае, когда обе безразмерные внешние нагрузки равны одна другой и величине $2/\beta$, причем

$$\max N^\circ = 1/4\beta$$

Исследуем аналогично формулу (2.9) для эффективности. В результате получим, что функция $\eta = f(m, n)$ не имеет экстремумов при $0 \leq m < \infty, 0 \leq n < \infty$ по двум переменным одновременно. Однако, если зафиксировать одну из переменных, например n , то η будет иметь максимум по другой переменной m при $n < n^*$. Здесь n^* — такая нагрузка, начиная с которой функция $\eta = f(m)$ перестает иметь максимум и стремится к своему наибольшему значению при $m \rightarrow \infty$. Расчеты, проведенные для канала $\delta = l = 4$ см, $\lambda = 0.05$ см, показали, что максимум, о котором шла речь выше, уже начиная с $n = 0.5$, очень слабо выражен. Поэтому при заданном значении $n < n^*$ нет смысла подбирать значение m , соответствующее максимуму $\eta = f(m)$. Функция $\eta = f(m)$ возрастает с увеличением n и стремится к единице при $m \rightarrow \infty$ и $n \rightarrow \infty$. Зависимость η от m при различных n и принятой геометрии приведена на фиг. 3. Из графика видно, что $\eta = 0.83 \div 0.85$ при величинах m и n порядка $10 \div 13$; с дальнейшим ростом нагрузок величина η стремится к единице очень медленно. Поэтому без особой заинтересованности в эффективности генератора не следует подключать к электродам очень большие внешние нагрузки, так как при этом снимаемая мощность будет незначительна.

§ 5. Исследуем влияние геометрии канала на величины $I_1^\circ, I_2^\circ, N^\circ$ и η . Расчеты, проведенные по формулам (2.7), (2.8) и (2.9), показали, что:

1) Величины $I_1^\circ, I_2^\circ, N^\circ$ и η возрастают с увеличением относительной длины электродов l/δ при фиксированном значении λ/δ . На фиг. 4 приведена зависимость тока $I^\circ = I_1^\circ = I_2^\circ$ от l/δ при $\lambda/\delta = 1$ для случая, когда $m = n = 5$. Увеличение выходных параметров генератора при возрастании l/δ объясняется тем, что при этом уменьшается его внутреннее сопротивление R_i .

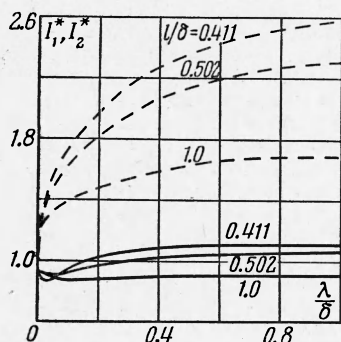
2) При исследовании влияния относительной длины изолятора λ / δ при фиксированном значении l / δ необходимо учитывать, что в случае увеличения λ / δ имеют место следующие эффекты:

а) за счет отхода от схемы параллельного соединения, которая осуществляется при $\lambda / \delta = 0$, в случае неравных внешних нагрузок процесс перетекания тока в сторону меньшего сопротивления уменьшается, а внутреннее сопротивление генератора увеличивается;

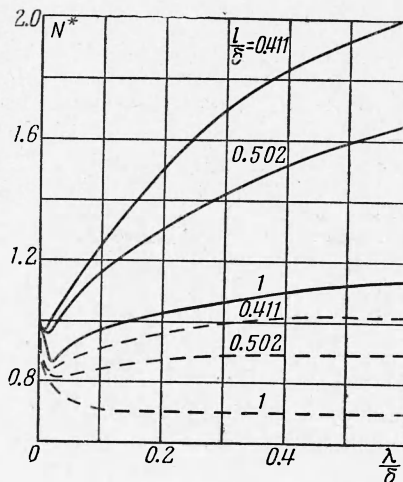
б) внутреннее сопротивление уменьшается вследствие появления эффекта растекания тока из электродной области.

В зависимости от того, какой из этих эффектов окажется сильнее, внутреннее сопротивление в итоге возрастет или уменьшится.

При $m = n$ эффект а) не проявляется, а за счет эффекта б) величины $I_1^\circ = I_2^\circ = I_2^\circ$, N° и η возрастают с увеличением λ / δ при фиксированном значении l / δ .



Фиг. 5



Фиг. 6

Функции

$$I_1^* = I_1^\circ / I_{1\lambda=0}^\circ, \quad I_2^* = I_2^\circ / I_{2\lambda=0}^\circ; \quad N^* = N^\circ / N_{\lambda=0}^\circ, \quad \eta^* = \eta / \eta_{\lambda=0}$$

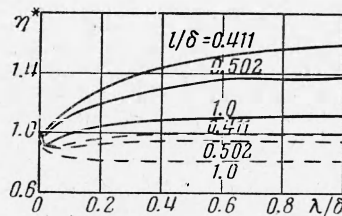
(т. е. отношения токов, мощности и эффективности при произвольном значении λ / δ к соответствующим величинам при $\lambda / \delta = 0$) при $m \neq n$ меняются вследствие описанных выше двух эффектов так, как показано на фиг. 5, 6 и 7. На фиг. 5 сплошные линии соответствуют функции I_1^* , пунктирные — I_2^* ; $m = 1, n = 5$. На фиг. 6 и 7 сплошные линии соответствуют N^* и η^* при $m = 1, n = 5$, а пунктирные — N^* и η^* при $m = 1, n = \infty$. Кривые I_1^* для случая $m = 1, n = \infty$ при $l / \delta = 0.502$ и $l / \delta = 1$ проходят под линией $I^* = 1$, а при $l / \delta = 0.411$ I_1^* стремится к 1.02; $I_2^* = 1$ для всех l / δ ($I_2^\circ = 0$). Эти кривые не приведены на фиг. 5, чтобы не загромождать чертеж. Как видим, при малых l / δ и близких по величине внешних нагрузках ($m = 1, n = 5$) увеличение отношения λ / δ от нуля до 0.6—1.8 может приводить к значительному увеличению токов, мощности и эффективности генератора. При очень большом различии сопротивлений ($m = 1, n = \infty$), напротив, увеличение λ / δ не приводит к возрастанию этих величин. При возрастании l / δ крайние эффекты начинают играть все меньшую роль по сравнению с основными процессами, и увеличение λ / δ все слабее улучшает интегральные характеристики генератора. Заметим, что для каждой пары безразмерное эффективное внутреннее сопротивление равно

$$\sigma R_i = \delta / l \quad \text{при } \lambda = 0, \quad \sigma R_i = 2 / \alpha^* \quad \text{при } \lambda \rightarrow \infty$$

Поэтому

$$N_{\infty}^* = N_{\lambda=\infty}^\circ / N_{\lambda=0}^\circ > 1 \quad \text{при } \delta / l > 2 / \alpha^*$$

для любых внешних нагрузок.



Фиг. 7

При помощи (2.1), (2.2), (2.4) и (2.5) из (1.4) найдены формулы для определения величин плотностей тока на электродах. Произведенные по этим формулам расчеты для небольших λ / δ и различных сопротивлений m и n показали, что на электроде, к которому подсоединена большая нагрузка, имеется область отрицательных j_y . Это значит, что перетекание тока в сторону меньшего сопротивления происходит непосредственно с электрода, подсоединенного к большему сопротивлению.

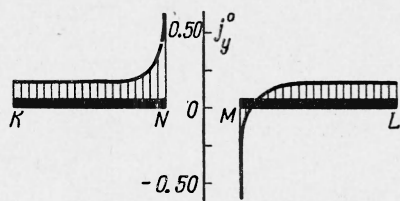
На фиг. 8 показано распределение безразмерной плотности тока

$$j_y^0 = j_y (\lambda + l) / \sigma E$$

по длине электродов для канала

$$l = \delta = 4 \text{ см}, \lambda = 0.05 \text{ см при } m = 5, n = 10$$

Произведено сравнение величин тока, определяемых для случая равных внешних нагрузок по формулам настоящей работы, с величинами токов, определяемых по формулам работы [1] при $\omega \tau = 0$. Сравнение показало, что полученные результаты отличаются на 1—4%. Отличие объясняется тем,



Фиг. 8

что в работе [1] задача о распределении токов решается для полуплоскости с электродами и изоляторами, и полученное решение распространяется на весь канал, т. е. предполагается, что при достаточно больших расстояниях от полуплоскости продольная компонента тока j_x становится равной нулю. Это предположение выполняется наиболее точно при $l \ll \delta$, когда токи в канале текут вертикально везде, кроме небольших областей, прилегающих к электродам. При этом отклонения токов по сравнению с формулами получились меньше 1% (различие вызвано неточностью расчетов). Для случаев, когда l не очень мало по сравнению с δ , неточное выполнение предположения вносит погрешность в формулу для тока, и отклонения токов оказались равными примерно 2—4%.

В заключение автор благодарит А. Б. Ватажина за математическую постановку задачи и руководство работой.

Поступила 7 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей, Госатомиздат, 1962.
2. В а т а ж и н А. Б., Р е г и р е р С. А. Приближенный расчет распределения тока при течении проводящей жидкости по каналу в магнитном поле. ПММ, 1962, т. 26, вып. 3.
3. Л а в р е н т ь е в М. А., Ш а б а т Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. Физматгиз, 1958.
4. В а т а ж и н А. Б. К решению некоторых краевых задач магнитогидродинамики. ПММ, 1961, т. 25, вып. 5.
5. В а т а ж и н А. Б. Магнитогидродинамическое течение в плоском канале с конечными электродами. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 1.
6. С м и р н о в В. И. Курс высшей математики. Гостехиздат, М.—Л., 1951, т. 1, гл. VI.
7. Л я п и н Е. С. Курс высшей алгебры. Учпедгиз, 1953, стр. 63—71.
8. Р ы ж и к И. М. и Г р а д ш т е й н И. С. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений, Физматгиз, 1962, стр. 255—260.
9. С е г а л Б. И. и С е м е н д я е в К. А. Пятизначные математические таблицы. Физматгиз, 1959.