

## ЛИТЕРАТУРА

1. Спнкевич О. А. О характере потери устойчивости в неравновесной замагниченной плазме. — ПММ, 1974, т. 38, вып. 4.
2. Юдович В. И. Возникновение автоколебаний в жидкости. — ПММ, 1971, т. 35, вып. 4.
3. Shioda S., Heruya I. Electrothermal instability with effects of electron thermal conduction and wall boundaries. — In: 12th Nat. Sympos. Engineering Aspects of MHD, Argonne, Illinois, USA, 1972. Рус. пер. — «Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы» (инф. бюл. ВИНТИ), 1973, т. 28, № 3.
4. Зубцов В. М., Спнкевич О. А. Развитие двух- и трехмерных возмущений в случае ионизационной неустойчивости в канале с непроводящими стенками. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 3.
5. Недоспасов А. В. Скорость ионизационных волн в низкотемпературной плазме. МГД-генераторы. — В кн.: Труды Международного симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Т. 2. М., изд. Ин-та научной информации, 1969.
6. Курош А. Г. Курс высшей алгебры. М., «Наука», 1971.
7. Nakamura T. Stability of the nonequilibrium MHD plasma in the regime of fully ionized seed. — In: 12th Nat. Sympos. Engineering Aspects of MHD, Argonne, Illinois, USA, 1972. Рус. пер. — «Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы» (инф. бюл. ВИНТИ), 1973, т. 16, № 4.
8. Белоусов В. Н., Елисеев Б. В., Шипук И. Я. Ионизационная неустойчивость и турбулентная проводимость неравновесной плазмы. МГД-генераторы. — В кн.: Труды Международного симпозиума по производству электроэнергии с помощью МГД-генераторов. Т. 2. М., изд. Ин-та науч. информации, 1969.
9. Шипук И. Я., Пашкин С. В. Ионизационная неустойчивость плазмы в скрещенных полях. — Докл. АН СССР, 1967, т. 176, № 6.
10. Голубев В. С., Лебедев Ф. В. Исследование неоднородностей плазмы между коаксиальными электродами в магнитном поле. — ТВТ, 1973, т. 11, № 2.
11. Голубев В. С., Лебедев Ф. В. Влияние границ на ионизационную неустойчивость в разряде коаксиальной геометрии. — ТВТ, 1972, т. 10, № 3.
12. Спнкевич О. А. Ионизационные волны конечной амплитуды в частично ионизованной плазме. — ТВТ, 1975, т. 13, № 1.

УДК 533.95 : 538.4

**ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ  
В ЕМКОСТНОМ НАКОПИТЕЛЕ ЭНЕРГИИ  
НА ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В КОАКСИАЛЬНОМ  
КАНАЛЕ**

*Н. В. Белан, Л. П. Ковалевская, Н. А. Маштылев*

(Харьков)

После изучения магнитогидродинамических течений, авторы работ [1—4] обнаружили сложную зависимость параметров плазмы от условий эксперимента и свойств изучаемых потоков. Математическое моделирование стационарного течения плазмы в коаксиальных каналах [5, 6] позволило установить особенности динамики потоков и проанализировать зависимость картины течения от параметров плазмы. Было показано, что через некоторый промежуток времени, соответствующий времени переходного процесса, в каждой точке канала устанавливаются неизменные во времени параметры плазмы, которые и определяют тот или иной вид течения. При анализе нестационарного ускорения плазмы [7—9] замечено неравномерное распределение параметров как в пространстве, так и во времени. Одной из причин сложной картины магнитогидродинамического

течения плазмы является зависимость параметров потоков и электромагнитного поля от конструктивных особенностей накопителя энергии.

В данной работе в двумерном МГД-приближении (краевыми эффектами пренебрегается) приводятся результаты расчетов влияния распределения  $RLC$ -звеньев емкостного накопителя энергии на характер течения плазмы в коаксиальном канале.

Емкостный накопитель энергии состоит из  $n$   $RLC$ -звеньев. Это позволяет путем изменения количества  $RLC$ -звеньев при постоянной емкости конденсаторной батареи реализовать как нестационарные режимы течения плазмы, когда характерное время изменения процессов в электротехнической цепи много меньше пролетного времени плазмы в канале, так и стационарные режимы течения при обратном соотношении времен.

Эквивалентная электрическая схема инжектора плазмы с емкостным накопителем энергии приведена на фиг. 1, где 1 — источник питания, 2 — коаксиальный ускоритель, 3 — емкостный накопитель энергии, состоящий из  $n$   $RLC$ -звеньев,  $C_k, L_k, R_k$  — соответственно емкость, индуктивность и активное сопротивление  $k$ -го звена,  $I_k^c, I_k$  — токи в емкостях и индуктивностях  $k$ -го звена.

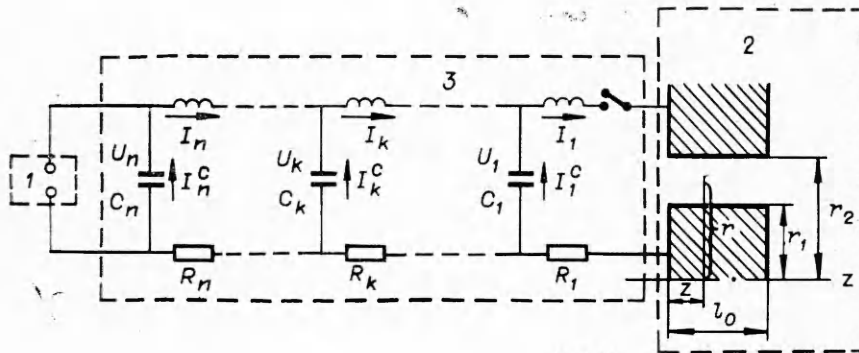
Рассматривая течение невязкой плазмы с постоянными коэффициентами переноса и пренебрегая эффектом Холла в уравнении индукции, запишем систему уравнений магнитной гидродинамики в виде

$$\begin{aligned}
 & \partial \rho / \partial t + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \\
 & \partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -(1/\rho) \nabla p + (1/\mu \rho) [\operatorname{rot} \mathbf{B}, \mathbf{B}], \\
 & p = (2\rho/M) kT, \\
 & C_V \rho \partial T / \partial t + C_V \rho (\mathbf{v} \nabla) T = \kappa \Delta T + (v_m/\mu) (|\nabla \mathbf{B}|)^2 - p(\nabla \mathbf{v}), \\
 & \partial \mathbf{B} / \partial t = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \mathbf{B}] + v_m \Delta \mathbf{B},
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где  $\rho, \mathbf{v}$  — соответственно плотность и скорость плазмы;  $p$  — давление плазмы;  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция;  $T$  — температура плазмы;  $\mu$  — магнитная проницаемость;  $k$  — постоянная Больцмана;  $C_V$  — теплоемкость плазмы при постоянном объеме;  $v_m = 1/\mu \sigma$  — магнитная вязкость;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $M$  — масса иона.

При решении системы уравнений (1) воспользуемся следующими граничными и начальными условиями: на входе в канал

$$\rho = \rho_0, \mathbf{v} = \mathbf{v}_0, T = T_0, \mathbf{B} = \mu \mathbf{I}_1 / 2\pi r;$$



Ф и г. 1

(2) на электродах

$$\mathbf{v}_r = 0, E_r = 0, T = T_0;$$

на выходе из канала

$$\mathbf{B} = 0, \partial T / \partial z = 0;$$

в начальный момент времени

$$\rho = \rho_0, \mathbf{v} = \mathbf{v}_0, T = T_0, \mathbf{B} = 0,$$

где  $\mathbf{v}_r$  — нормальная составляющая скорости к поверхности электродов;  $E_r$  — касательная к поверхности электродов компонента напряженности электрического поля.

Из граничных условий (2) следует, что магнитная индукция на входе в канал однозначно определяется током, протекающим в ускорителе. Для нахождения величины этого тока воспользуемся законами Кирхгофа для узлов токов (см. фиг. 1)

$$\begin{aligned} C_1 dU_1/dt &= I_2 - I_1, \\ \dots \\ C_k dU_k/dt &= I_{k+1} - I_k, \\ \dots \\ C_n dU_n/dt &= -I_n \end{aligned} \quad (3)$$

и напряжений в контурах накопителя энергии

$$\begin{aligned} d/dt(L_1 I_1) + R_1 I_1 &= U_1 - U_0, \\ \dots \\ d/dt(L_k I_k) + R_k I_k &= U_k - U_{k-1}, \\ \dots \\ d/dt(L_n I_n) + R_n I_n &= U_n - U_{n-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $U_0$  — падение напряжения на плазменном промежутке.

Воспользовавшись законами сохранения электромагнитной энергии в контуре

$$\sum_{k=1}^n \frac{C_k (U_{0k}^2 - U_k^2)}{2} - \sum_{k=1}^n \frac{L_k I_k^2}{2} + \sum_{k=1}^n \int_0^t R_k I_k^2 dt - \frac{1}{\mu} \oint_S [\mathbf{E}\mathbf{B}] d\mathbf{S},$$

определим падение напряжения на плазменном промежутке

$$U_0 = -\frac{1}{\mu I_1} \oint_S [\mathbf{E}\mathbf{B}] d\mathbf{S}, \quad (5)$$

где  $S$  — замкнутая поверхность, ограничивающая объем ускоряющей камеры;  $I_1$  — величина тока в ускоряющей камере.

Для случая ускорения плазмы между коаксиальными электродами постоянного радиуса формулу (5) запишем в виде

$$U_0 = -\frac{1}{\mu \sigma} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial B(t, r, 0)}{\partial z} + \frac{\dot{I}_1 v_z(t, r, 0)}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Умножая уравнение с индексом  $k$  в системе (4) на  $L_{k+1}$ , а уравнение с индексом  $k+1$  на  $L_k$ , складывая их попарно и учитывая, что  $I_k =$

$= - \sum_{j=k}^n C_j \frac{dU_j}{dt}$ , уравнения (3), (4) преобразуем к виду

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 U_1}{dt^2} &= \left( U_2 - U_1 + R_2 \sum_{j=2}^n C_j \frac{dU_j}{dt} \right) \frac{1}{C_1 L_2} - \\
 &\quad - \left( U_1 - U_0 + R_1 \sum_{j=1}^n C_j \frac{dU_j}{dt} \right) \frac{1}{C_1 L_1}, \\
 \dots \\
 (6) \quad \frac{d^2 U_k}{dt^2} &= \left( U_{k+1} - U_k + R_{k+1} \sum_{j=k+1}^n C_j \frac{dU_j}{dt} \right) \frac{1}{C_k L_{k+1}} - \\
 &\quad - \left( U_k - U_{k-1} + R_k \sum_{j=k}^n C_j \frac{dU_j}{dt} \right) \frac{1}{C_k L_k}, \\
 \dots \\
 \frac{d^2 U_n}{dt^2} &= - \left( U_n - U_{n-1} + R_n C_n \frac{dU_n}{dt} \right) \frac{1}{C_n L_n}.
 \end{aligned}$$

Для удобства исследования процессов, протекающих в ускоряющей камере и емкостном накопителе энергии, воспользуемся безразмерными переменными, поделив искомые величины на характерные:  $\rho_0, T_0$  — плотность и температура плазмы на входе в ускоряющий канал,  $U_0$  — напряжение на конденсаторной батарее в начальный момент времени,  $l_0$  — длина канала,  $C_0, L_0$  — емкость и индуктивность контура при  $n = 1$ ,  $v_0 = B_0 / \sqrt{\mu \rho_0}$ ,  $B_0 = \mu I_0 / 2\pi r_1$ ,  $I_0 = U_0 \sqrt{C_0 / L_0}$ ,  $p_0 = R \rho_0 T_0$ ,  $t_0 = r_0 / v_0$ .

Сохранив обозначения, рассмотрим осесимметричное течение плазмы между коаксиальными электродами постоянного сечения в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$ , представив систему уравнений (1), граничные и начальные условия (2) в безразмерных переменных:

$$\begin{aligned}
 (7) \quad &\partial \rho / \partial \tau + v_r \partial \rho / \partial r + v_z \partial \rho / \partial z + \rho / r \partial / \partial r (r v_r) + \rho \partial v_z / \partial z = 0, \\
 &\rho \partial v_z / \partial \tau + \rho v_z \partial v_z / \partial z + \rho v_r \partial v_z / \partial r = -\beta \partial p / \partial z - 0,5 \partial B^2 / \partial z, \\
 &\rho \partial v_r / \partial \tau + \rho v_r \partial v_r / \partial r + \rho v_z \partial v_r / \partial z = -\beta \partial p / \partial r - 0,5 \partial B^2 / \partial r - B^2 / r, \\
 &p = \rho T,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \partial T / \partial \tau + v_z \partial T / \partial z + v_r \partial T / \partial r &= 1 / \Pi \rho \cdot \partial^2 T / \partial z^2 + (1 / \Pi \rho r) \partial / \partial r \cdot (r \partial T / \partial r) - \\
 &\quad - \beta \varepsilon T \partial v_z / \partial z - \beta \varepsilon T \left[ \left( \frac{1}{r} \right) \partial / \partial r \cdot (r v_r) \right] + \varepsilon \eta [(1 / \rho) \cdot (\partial B / \partial z)^2] + \\
 &\quad + \varepsilon \eta (1 / \rho) [(1 / r) \partial / \partial r \cdot (r B)]^2, \\
 \partial B / \partial \tau &= \eta \partial^2 B / \partial z^2 + \eta \partial / \partial r [(1 / r) \partial / \partial r \cdot (r B)] - v_z \partial B / \partial z - v_r \partial B / \partial z - \\
 &\quad - B \partial v_z / \partial z - B \partial v_r / \partial r;
 \end{aligned}$$

при  $\tau = 0$   $\rho = 1, v_z = 0,1, v_r = 0, T = 1, B = 0$ ;

$$(8) \quad \text{при } z = 0 \quad \rho = 1, v_z = 0,1, v_r = 0, T = 1, B = -N_1 N_3 \frac{\sum_{j=1}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau}}{r};$$

при  $r = r_1$  и  $r = r_2$   $v_r = 0, E_\tau = 0, T = 1$ ;

при  $z = 1$   $B = 0, \partial T / \partial z = 0$ .

Величину  $\sum_{j=1}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau}$  определим из системы уравнений (6), записанной в безразмерных переменных

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2U_1}{d\tau^2} &= \left( U_2 - U_1 + N_2 D_2 \sum_{j=2}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau} \right) \frac{1}{N_3^2 A_1 B_2} - \\
 &- \left( U_1 + \frac{\delta}{N_1} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial B(\tau, r, 0)}{\partial z} dr + \frac{\delta N_3}{\eta N_1} \ln \frac{r_2}{r_1} \sum_{j=1}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau} + \right. \\
 &\quad \left. + N_2 D_1 \sum_{j=1}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau} \right) \frac{1}{N_3^2 A_1 B_1}, \\
 \dots \\
 (9) \quad \frac{d^2U_b}{d\tau^2} &= \left( U_{k+1} - U_k + N_2 D_{k+1} \sum_{j=k+1}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau} \right) \frac{1}{N_3^2 A_k B_{k+1}} - \\
 &- \left( U_k - U_{k-1} + N_2 D_k \sum_{j=k}^n A_j \frac{dU_j}{d\tau} \right) \frac{1}{N_3^2 A_k B_k}, \\
 \dots \\
 \frac{d^2U_n}{d\tau^2} &= - \left( U_n - U_{n-1} + N_2 D_n A_n \frac{dU_n}{d\tau} \right) \frac{1}{N_3^2 A_n B_n}
 \end{aligned}$$

с начальными условиями

$$(10) \quad U_k = 1, \quad dU_k/d\tau = 0.$$

Безразмерные комплексы определяются выражениями

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{\mu p_0}{B_0^2}, \quad \eta = \frac{1}{\mu \sigma l_0 v_0}, \quad \Pi = \frac{C_V \rho_0 l_0 v_0}{\kappa}, \\
 \varepsilon &= \frac{v_0^2}{C_V T_0}, \quad N_1 = \frac{r_1}{l_0}, \quad N_2 = \frac{R_0 C_0}{i_0}, \quad N_3 = \frac{\sqrt{L_0 C_0}}{l_0}, \\
 \delta &= (1/2\pi l_0 \sigma) \sqrt{C_0/L_0}, \quad A_k = C_k/C_0, \quad B_k = L_k/L_0, \quad D_k = R_k/R_0.
 \end{aligned}$$

Непрерывное решение системы уравнений (7) с начальными и граничными условиями (8)—(10) находилось численным методом [5] в прямоугольнике, представляющем сечение ускоряющего канала, нормальное к поверхности электродов, за промежуток времени, к окончанию которого оставшаяся энергия в накопителе составляла  $\sim 1\%$  от энергии накопителя в начальный момент времени.

Задача решалась в следующем порядке: методом Рунге—Кутты [10] интегрировалась система уравнений (9) с начальными условиями (10) при известном распределении параметров плазмы в ускоряющей камере и определялась магнитная индукция на входе в ускоряющую камеру, затем методом конечных разностей интегрировалась система уравнений (7) с начальными и граничными условиями (8). Шаг по времени определялся в соответствии с требованием устойчивости выбранной схемы

$$h_\tau \leq \frac{\min(h_r, h_z)}{\max[v + \sqrt{(\beta p + B^2)/\rho}]},$$

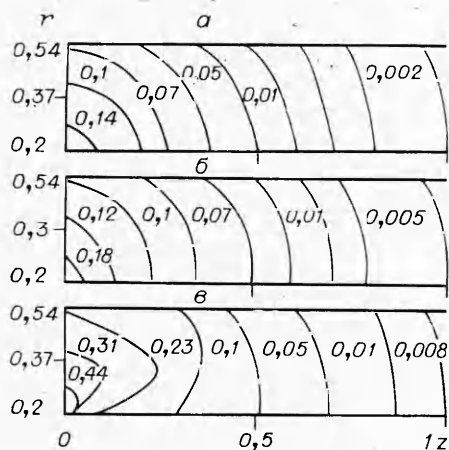
где  $h_\tau, h_r, h_z$  — соответственно шаги по времени, радиусу и длине канала.

В результате решения задачи при изменении безразмерных комплексов системы уравнений и числа  $RLC$ -звеньев в накопителе энергии были получены как нестационарные режимы течений, когда к моменту окончания разряда конденсаторной батареи сгусток плазмы не успевает выйти за пределы ускорителя, так и квазистационарные режимы течений, при которых приращение скорости происходит по всей длине канала, при этом величина скорости плазмы достигает максимального значения на выходе из ускоряющего канала.

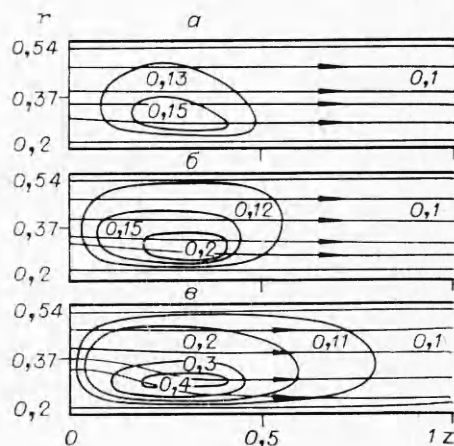
Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим несколько характерных режимов течений. На фиг. 2—4 показаны изменения магнитной индукции, плотности и скорости плазмы в ускоряющей камере в момент времени  $\tau = 2$  при  $n = 11$  (фиг. 2, а, 3, а, 4, а),  $n = 7$  (фиг. 2, б, 3, б, 4, б) и  $n = 1$  (фиг. 2, в, 3, в, 4, в) для следующих значений безразмерных параметров системы уравнений и граничных условий:  $\beta = 5 \cdot 10^{-7}$ ,  $\Pi = 10^{-3}$ ,  $\eta = 8 \cdot 10^{-5}$ ,  $E = 10^3$ ,  $N_1 = 0,2$ ,  $N_2 = 0,4$ ,  $N_3 = 1$ ,  $\delta = 10^{-4}$ ,  $A_k = 1/n$ ,  $B_k = 1$ ,  $D_k = 1$ ,  $v_0 = 0,1$ ,  $\rho_0 = 1$ ,  $v(0) = 0,1$ ,  $\rho(0) = 1$ . Анализируя приведенные зависимости магнитной индукции в канале (на фиг. 2 нанесены линии равных значений магнитной индукции) от числа  $RLC$ -звеньев в накопителе, видим, что при  $n = 1$  в начале канала с увеличением радиуса наблюдается рост магнитной индукции. Подобное поведение магнитной индукции возможно в случае вихрей электрического тока в этой части канала. С увеличением  $n$  магнитная индукция в канале уменьшается, а вихри тока сглаживаются. Если при  $n = 1$  в момент времени  $\tau = 2$  ток протекает в основном в начале канала, как это следует из распределения магнитной индукции, то с ростом  $n$  наблюдается более равномерное распределение тока в канале. Такое распределение тока оказало влияние и на изменение остальных параметров плазмы.

Изменение тока в электротехнической цепи во времени для различного распределения элементов в накопителе качественно соответствует результатам, приведенным в работе [11].

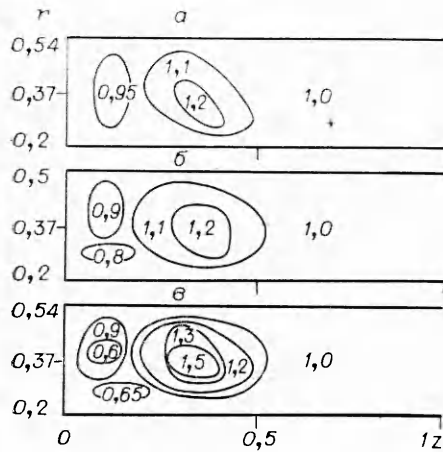
Распределение скорости плазмы в канале представлено на фиг. 3. Здесь стрелками указано направление скорости и приведены линии равных значений скорости. Видно, что ускорение плазмы в рассматриваемый момент времени при  $n = 1$  происходит только в части канала. Максимальное значение скорости примерно в четыре раза превышает величину скорости как на входе в канал, так и на выходе из канала. С ростом числа



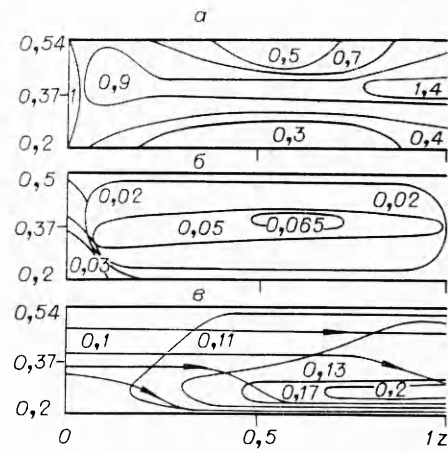
Фиг. 2



Фиг. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

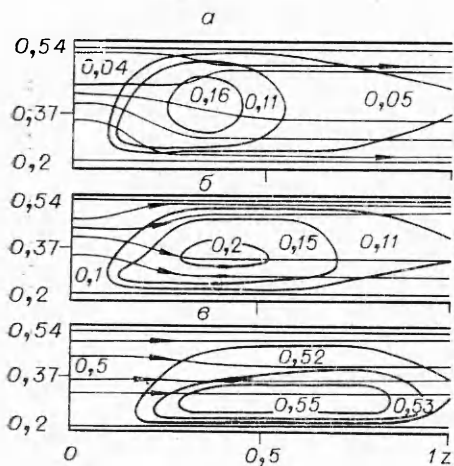
*RLC*-звеньев в накопителе энергии при постоянной емкости и энергии конденсаторной батареи уменьшается величина магнитной индукции на входе в канал и снижается приращение скорости, хотя картина распределения скорости плазмы в канале остается подобной рассмотренной при  $n = 1$ . Уменьшение приращения скорости при увеличении количества *RLC*-звеньев в накопителе энергии не означает снижения эффективности ускоряющей камеры, так как с ростом  $n$  увеличивается длительность разряда конденсаторной батареи и, следовательно, время воздействия на плазму.

Изменение плотности плазмы в канале для различных значений  $n$  представлено на фиг. 4. Видно, что за промежуток времени  $0 < \tau \leq 2$  возмущение еще не распространилось по всему каналу. Волна уплотнения дошла только до середины канала. За волной повышенной плотности следует зона разрежения. При этом плотность в зонах уплотнения и разрежения отличается примерно в два раза при  $n = 1$  и уменьшается с ростом количества *RLC*-звеньев в накопителе (со снижением величины магнитной индукции на входе в канал). Повышение плотности плазмы с одновременным увеличением скорости происходит из-за того, что движущиеся слои

плазмы поступают в область невозмущенной плазмы.

Для иллюстрации на фиг. 5, а—в соответственно приведено изменение плотности, магнитной индукции и скорости в канале для указанных выше параметров при  $n = 11$  в момент времени  $\tau = 7$ . Видно, что ускорение плазмы происходит во всем объеме канала. Максимальная скорость плазмы — на выходе из канала. К рассмотренному моменту времени у электродов явно выражены зоны разрежения и имеется еще незначительная область канала, где плазма с повышенной плотностью не успела покинуть канал.

Величина магнитной индукции в канале выше, чем у входа, причем область с максимальным значе-



Ф и г. 6



нием магнитной индукции находится в центре канала. Такое изменение магнитного поля обусловлено вихревыми токами в канале.

При других скоростях плазмы на входе в канал и неизменном распределении  $RLC$ -звеньев в накопителе энергии характер течения плазмы качественно не изменяется. На фиг. 6 приведено изменение скорости плазмы в канале при различной скорости плазмы на входе в канал в момент времени  $\tau = 1,2$  при  $n = 1$  для следующих значений безразмерных параметров:  $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Pi = 20$ ,  $\eta = 8 \cdot 10^{-2}$ ,  $E = 10^3$ ,  $N_1 = 0,2$ ,  $N_2 = 0,4$ ,  $N_3 = 1$ ,  $\delta = 1$ ,  $\rho_0 = 1$ ,  $\rho(0) = 1$ . Видно, что при меньшей скорости на входе наблюдается большее изменение скорости плазмы в канале.

Из приведенных результатов расчетов следует, что изменением количества  $RLC$ -звеньев в емкостном накопителе энергии можно изменять картину течения плазмы в каналах.

Поступила 10 V 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Чуватин С. А. Электродинамическое ускорение сгустков плазмы. — ЖТФ, 1957, т. 33, № 1.
2. Белан Н. В., Киришко В. И., Маштылев Н. А. К вопросу о распределении тока в коаксиальном ускорителе. — ЖТФ, 1970, т. 40, № 1.
3. Калмыков А. А. Импульсные плазменные ускорители. — В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, «Наука и техника», 1974.
4. Ковров П. Е., Шубин А. П. Сильноточный коаксиальный ускоритель в квазистационарном режиме. — В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск, «Наука и техника», 1974.
5. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 8. М., Атомиздат, 1974.
6. Брушлинский К. В., Морозов А. И., Палейчик В. В., Соловьев В. В. Расчет компрессионных течений плазмы в коаксиальных каналах. — «Физика плазмы», 1976, т. 2, вып. 4.
7. Белан Н. В., Забара С. И., Маштылев Н. А., Морозов А. И. Тезисы доклада «Расчет двумерного нестационарного изотермического течения плазмы в коаксиальном канале». — В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973.
8. Белан Н. В., Маштылев Н. А., Шушляпин Л. В. Тезисы доклада «Двумерное движение теплопроводной плазмы в импульсном ускорителе». — В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям. Минск, 1973.
9. Белан Н. В., Маштылев Н. А., Забара С. И. Расчет двумерного нестационарного течения плазмы в коаксиальных каналах. — В кн.: Источники низкотемпературной плазмы. Вып. 1. Харьков, изд. ХАИ, 1975.
10. Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений. М., Физматгиз, 1959.
11. Белан Н. В., Маштылев Н. А., Паначевный Б. И., Шушляпин Л. В. Влияние распределения элементов в емкостном накопителе энергии на форму тока в импульсном инжекторе плазмы. — ЖТФ, 1974, т. 43, вып. 6.