

УДК 533.9.07

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В УСКОРИТЕЛЕ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТЯЖЕННОЙ ЗОНОЙ УСКОРЕНИЯ

*Бугрова А. П., Харчевников В. К., Якунин С. Л.*

Построена численная модель процессов, происходящих в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения, с помощью которой расчётным путем получены основные параметры системы, совпадающие с экспериментальными результатами.

В настоящее время известно большое число экспериментальных и теоретических исследований, посвящённых изучению процессов, происходящих в плазменном ускорителе с азимутальным дрейфом электронов (УЗДП), физические принципы которых изложены в [1—3]. Однако до сих пор не построена численная модель процессов в УЗДП, с помощью которой расчётным путем можно получить основные параметры системы, совпадающие с экспериментальными результатами. Получению средних параметров в канале ускорителя, созданию численной модели процессов, происходящих в нём, сравнению результатов теории и эксперимента посвящена данная работа.

Для решения поставленных задач выбраны кинетические уравнения, поскольку они дают наиболее полное описание физических процессов в плазменном потоке. В качестве экспериментальных использовались апробированные зондовые методы.

**Теоретическая часть.** Для описания стационарных процессов в плазменном ускорителе использована следующая математическая модель. Будем считать, что канал ускорителя представляет собой область, заключённую между двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями, радиусы которых равны  $R_1$ ,  $R_2$ . Длина канала  $L$ . С границы  $z=0$  в исследуемую область вводится равномерный по радиусу поток нейтрального газа с плотностью  $g_0$ , и скоростью  $V_{0a}$ , а также равномерный поток «затравочных» ионов с параметрами  $n_{0i}$ ,  $V_{0i}$ ,  $n_{0i} \ll g_0$ . Для упрощения модели будем считать, что нейтральные атомы двигаются вдоль канала с постоянной скоростью  $V_{0a}$  и их плотность по радиусу не меняется во всем канале. В этом случае кинетическое уравнение, описывающее их динамику, сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению относительно плотности нейтрального газа. Электроны в плазменном ускорителе дрейфуют по радиусу и компенсируют

пространственный заряд ионного пучка. Они ионизируют нейтральный газ. При рассмотрении ионизации будем считать, что образуются однократно ионизованные частицы с  $\delta$ -образной функцией распределения. Приближение правомерно, поскольку разброс по скоростям образующихся частиц много меньше скоростей основных частиц потока. Динамика электронов в канале ускорителя достаточно сложна. В настоящий момент нет удобной модели ее описания, поэтому ограничимся приближением «электронного фона» и при моделировании процесса ионизации будем использовать условие квазинейтральности

$$n_i \cong n_e \equiv n. \quad (1)$$

В этом приближении электрическое поле в канале ускорителя может быть найдено из уравнения термализованного потенциала [4]. Для этого необходимо задать распределение электронной температуры и электрического потенциала вдоль некоторой опорной линии, пересекающей все магнитные силовые линии. Тогда, зная структуру магнитного поля и используя условие квазинейтральности, можно найти распределение потенциала во всём объёме канала ускорителя. В качестве опорной линии выберем цилиндрическую поверхность  $r \in (R_1 + R_2)/2$ . Вдоль неё будем задавать распределения  $T_e^*$ ,  $\Phi^*$ , взятые из эксперимента.

Магнитное поле в канале ускорителя создается набором катушек и имеет сложную структуру. Для его описания использовано модельное приближение [5, 6].

Отметим, что при описании динамики ионов в кинетическом уравнении можно опустить член с магнитным полем, так как величина напряжённости магнитного поля выбирается из условия

$$R_e \ll \lambda_H \ll R_i \quad (2)$$

где  $R_e$ ,  $R_i$  — ларморовские радиусы электрона и иона;  $\lambda_H$  — характерный размер системы.

Для моделирования стационарного плазменного течения в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов можно использовать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
\bar{V} \frac{\partial f}{\partial \bar{r}} + \frac{e}{M} \left( \bar{E} + \frac{1}{c} [\bar{V}, \bar{H}] \right) \frac{\partial f}{\partial \bar{V}} &= \beta n g f_p, \\
n &= \int f d\bar{V}, \quad \bar{I} = \int \bar{V} f d\bar{V}, \quad f_p = \delta(\bar{V} - \bar{V}_{0a}), \\
V_{0a} \frac{dg}{dz} &= -g \langle \beta n \rangle + dg, \quad f_a = g(z) \delta(\bar{V} - \bar{V}_{0a}), \\
\gamma &= \Psi(r, z), \quad \bar{H} = \text{rot } \bar{A}, \quad \bar{A} = \left( 0, \gamma/2, 0 \right), \\
\Phi^*(\gamma) &= \Phi(r, z) - \frac{kT_e^*(\gamma)}{e} \ln \frac{n(r, z)}{n^*(\gamma)}, \\
\bar{E} &= -\nabla \Phi, \quad \bar{I}|_{z=0} = n_{i0} \bar{V}_{i0}, \quad g|_{z=0} = g_0, \\
\Phi|_{r=R_0} &= \Phi^*(z), \quad T_e|_{r=R_0} = T_e^*(z), \\
G &= \{(r, z): r \in [R_1, R_2], z \in [0, L]\},
\end{aligned} \tag{3}$$

где  $f$  - функция распределения электронов;  $f_p$  — функция распределения рождающихся ионов;  $e, M$  — заряд и масса электрона;  $g$  — плотность нейтральных атомов;  $\beta$  — коэффициент ионизации;  $\Psi$  — функция магнитного потока;  $\Phi^*$  — термализованный потенциал;  $\Phi$  — потенциал плазмы;  $n^* = n_0 + g_0$  — сумма средних плотностей ионов и атомов;  $T^*$  — температура электронов;  $G$  - двумерная область, в которой рассматривается задача. В (3) динамика ионов описывается кинетическим уравнением в приближении бесстолкновительности (длины свободных пробегов частиц для упругих процессов много больше характерных размеров систем) с учетом интенсивной ионизации и гибели ионов на стенках канала. При моделировании динамики нейтрального газа рассматривается процесс «выгорания» нейтрального газа за счёт ионизации и моделируется вторичная ионизации нейтральных атомов, поступающих в канал с боковых стенок ускорителя. Часть ионов, попадающих на стенку, нейтрализуется и возвращается вновь в канал в виде потока нейтрального газа. В этой задаче основной интерес представляет процесс формирования ионного потока, а также структура электрического поля, создающаяся под влиянием эффекта термализации. Рассмотренная задача не является самосогласованной. Для замыкания системы уравнений (3) необходимо задание электронной температуры и электрического потенциала из эксперимента.

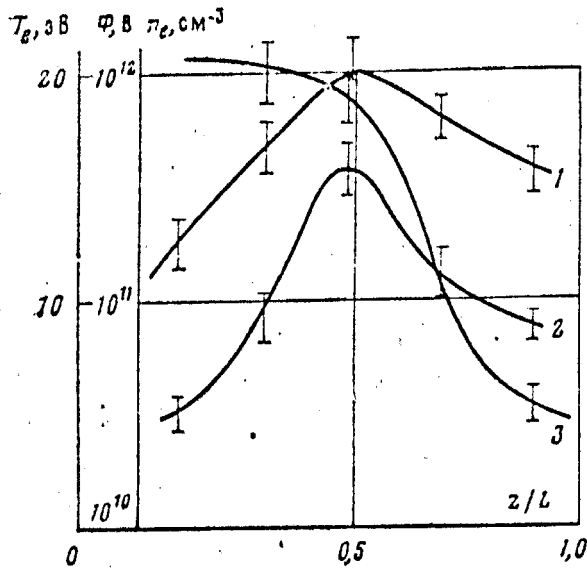


Рис. 1

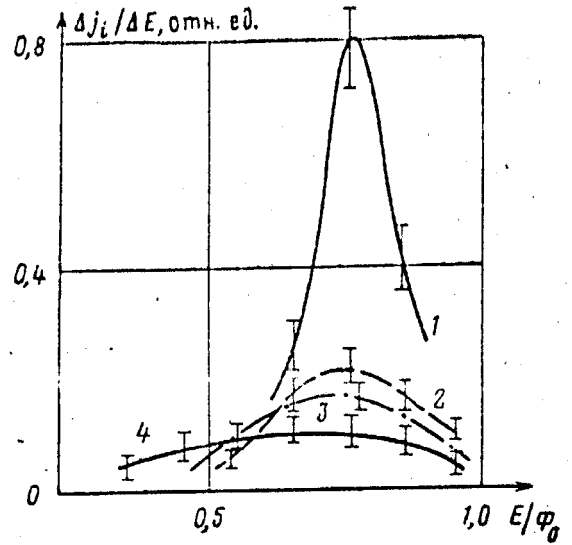


Рис. 2

Рис. 1. Экспериментальные кривые распределения потенциала плазмы  $\Phi^*$ , концентрации  $n_e$  и температуры электронов  $T_e$  по длине канала ускорителя ( $U_p=220$  В,  $\dot{m} = 2$  мг/с); 1-  $n_e$ , 2 -  $T_e$ , 3 -  $\Phi^*$

Рис. 2. Энергетические спектры ионов, соответствующие различным сечениям канала ускорителя ( $U_p=220$  В,  $\dot{m} = 2$  мг/с); 1 -  $z=34$  мм; 2 - 84; 3-114; 4-174;  $\Phi_0=eU_p$

Для решения задачи разработан эффективный численный алгоритм, сочетающий в себе конечно-разностные методы с методом «больших частиц» [5—8]. При задании функции распределения электронов по скоростям в виде максвелловской или из эксперимента [9] решение уравнений (3) дает возможность получить ионный спектр и концентрацию заряженных частиц.

**Экспериментальная часть.** Эксперименты проводились на модели УЗДП, конструкция и принцип действия которого описаны в [10]. Характерные размеры канала ускорителя: длина  $L = 40$  мм, внешний диаметр  $R_1 = 78$  мм, внутренний диаметр  $R_2 = 40$  мм. В качестве рабочего вещества использовался ксенон при расходе  $\dot{m} = 2$  мг/с. Анодное напряжение поддерживалось постоянным и равным  $U_p = 220$  В.

Для измерения концентрации  $n_e$ , температуры  $T_e$ , заряженных частиц и потенциала плазмы использовался электростатический зонд. Схема измерений - стандартная. Вольтамперные характеристики обрабатывались по методике [11]. Электронная температура оценивалась из условия

$$j_e = en_e (kT_e / (2\pi m_e))^{1/2} e^{\chi_p}, \quad (4)$$

где  $\chi_p = e\Phi^*/(kT_e)$  — безразмерный потенциал зонда;  $\Phi^*$  — потенциал зонда относительно плазмы. Концентрация электронов вычислялась согласно соотношениям

$$i_+ n_e = \left( \frac{1}{c^{3/2}} \right) \left( \frac{2\pi m_i e}{kT_e} \right)^{1/2} j_i, \quad (5)$$

$$i_+ \left( \frac{R_p}{\lambda_D} \right)^2 = \left( \frac{R_p}{\varepsilon} \right)^2 \left( \frac{2\pi m_i}{e} \right)^{1/2} \left( \frac{e}{kT_e} \right)^{3/2} j_i.$$

Здесь  $i_+$  - безразмерный коэффициент;  $R_p$  - размер зонда;  $\lambda_D$  - радиус Дебая.

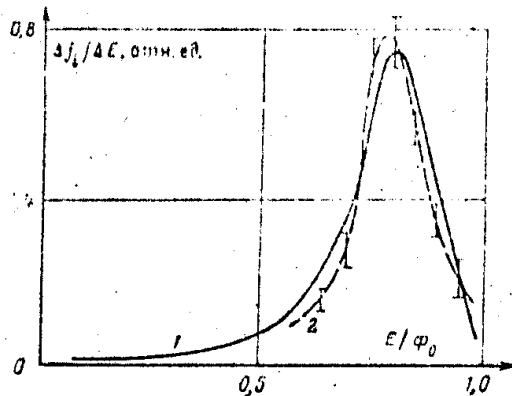


Рис. 3

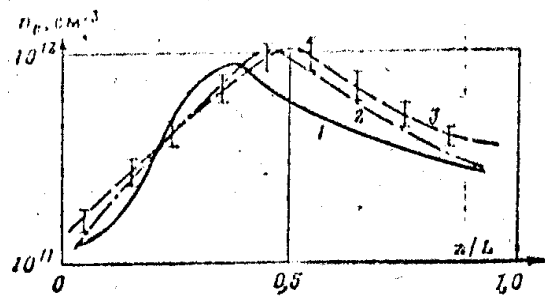


Рис. 4

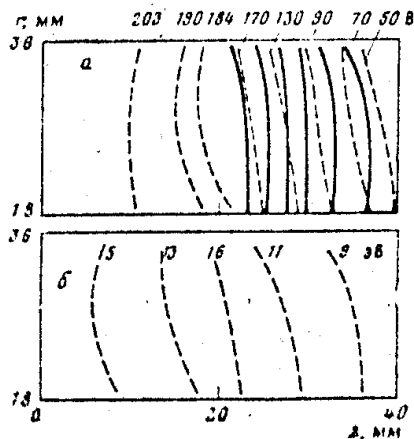


Рис. 5

Рис. 3. Энергетические спектры потока ионов ( $z=34$  мм,  $U_p=220$  В,  $m=2$  мг/с): 1 - расчет; 2 - эксперимент;  $\Phi_0 = eU_p$ .

Рис. 4. Распределение концентрации электронов по длине канала ускорителя ( $U_p=220$  В,  $m=2$  мг/с): 1 - расчет в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям; 2 - расчет в предположении «габровского» распределения электронов по скоростям; 3 - эксперимент.

Рис. 5. Изменение в объеме канала УЗДП потенциала плазмы (а) и температуры электронов (б) при  $U_p=220$  В,  $m=2$  мг/с: пунктирные кривые - эксперимент; сплошные - расчет.

В выходной зоне канала ускорителя поток расходится [12], «лижет» изоляторы, и, следовательно, там интенсивно возникают медленные ионы. Естественные ограничения зондового метода не позволяют получить одновременно концентрацию быстрых и медленных ионов. Для оценки концентрации медленных ионов применялась методика [13], позволяющая разделить ионы на быструю и медленную компоненты и измерить концентрацию медленных ионов в области тени. В УЗДП зоной тени является область вблизи осевого магнитопровода. В этой области будут концентрироваться медленные ионы. Для определения их концентрации в зоне тени помещался зонд. По ионному току его вольт-амперной характеристики оценивалась концентрация ионов. Полная концентрация ионов на

выходе из ускорителя рассчитывалась как суммарная. Погрешность измерений составляла 30%.

Торцевой зонд устанавливался на различных расстояниях от анода и с помощью координатного устройства перемещался по радиусу модели. Результаты измерений представлены на рис. 1. Исследование энергетического спектра ионов проводилось методом задерживающего потенциала с помощью многосеточного зонда [14]. Зонд состоял из трёх плоскопараллельных сеток и расположенного за ними сплошного коллектора ионов. Ионный ток, поступающий на коллектор, регистрировался с помощью амперметра. Координатным устройством зонд перемещался вдоль оси ускорителя на расстояние до 120 мм от среза.

Известно, что из зондовых вольт-амперных характеристик ионного тока можно получить энергетический спектр потока ионов и оценить значение средней энергии ионов  $E$ . На рис. 2 приведены энергетические спектры ионов. Представленные кривые соответствуют четырём положениям зонда от анода источника.

**Обсуждение результатов.** Таким образом, эксперимент показал, что концентрация и температура заряженных частиц принимают экстремальные значения, положение которых зависит от режима работы источника. Область наиболее резких изменений этих параметров совпадает с зоной ионизации.

Величина средней энергии ионов меняется пропорционально изменению разрядного напряжения вне зависимости от расхода рабочего вещества и составляет  $\sim 2/3$  от величины последнего. Исключение составляет режим работы с разрядным напряжением  $U_p=80$  В. Энергетический спектр ионов, полученный в канале модели (при  $z=34$  мм), имеет меньшую ширину и наибольшее значение максимума. Такой узкий спектр в зоне ионизации соответствует большому рождению ионов в этой области.

Расчёт ионного спектра и плотности ионов, полученный в предположении максвелловского распределения и так называемого «габровского»<sup>1</sup> распределения электронов по скоростям, взятого из эксперимента, показан на рис. 3, 4.

Для заданной структуры магнитного поля экспериментальные зависимости  $\Phi^*(z)$ ,  $T_e(z)$ , полученные на опорной линии, позволили рассчитать карту эквипотенциалей в выходной части капала УЗДП (рис. 5, а). На этом же рисунке представлено изменение потенциала плазмы, снятое эмиттирующим зондом.

Измерения температуры электронов показали, что внутри канала хорошо соблюдается условие  $T_e=\text{const}$  вдоль магнитной силовой линии (рис. 5, б).

Из сравнения результатов численного анализа системы с реальным экспериментом следует, что предположение о «габровском» распределении электронов позволяет более точно воспроизвести процесс ионизации нейтрального газа.

---

<sup>1</sup> Габровским названо распределение типа Максвелла, но имеющее меньшую долю каких-то там (высокотемпературных) электронов.

Таким образом, представленная математическая модель позволяет рассчитать параметры плазменного потока ускорителя нужной геометрии с достаточно хорошей точностью.

Авторы выражают благодарность А. И. Морозову за постановку задачи и полезные дискуссии.

Москва

Поступила в редакцию

21.III.1980

## ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А. И., Кислов А. Я., Зубков И. П. Сильноточный плазменный ускоритель с замкнутым электронным дрейфом. - Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, с. 224.
2. Зубков И. И., Кислов А. Я., Морозов А. И. Экспериментальное исследование двухлинзового ускорителя. - ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 11, с. 2301.
3. Морозов А. И. и др. Экспериментальное исследование УЗДП. - ЖТФ, 1972, т. 42 вып. 1, с. 54.
4. Плазменные ускорители / Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Машиностроение. 1973.
5. Волков Б. И., Морозов А. И., Свешников А. Г., Якунин С. А. Численная модель плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов в плоской двумерной области. Препринт ИАЭ-2945, 1978.
6. Якунин С. А., Свешников А. Г., Волков Б. И. Динамика тяжелых частиц в плазменных ускорителях ПАУД. Тез. IV Всес. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. М.. 1978.
7. Якунин С. А. Численное моделирование равновесных потоков в плазменном ускорителе с азимутальным дрейфом электронов. - Вести МГУ. Сер. Вычисл. матем. и кибернетика, 1977, №4, с. 20.
8. Волков Б. И., Свешников А. Г., Якунин С. А. О математическом моделировании физических процессов в плазмооптических системах. - ДАН СССР. 1978, т. 238, №2, с. 265.
9. Бугрова А. И., Версоцкий В. С. и др. Экспериментальное определение функции распределения электронов в потоке плазмы, - ТВТ, 1978, т. 16, № 5, с. 937.
10. Морозов А.И., Меликов И.В. О подобии процессов в плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) при наличии ионизации. – ЖТФ, 1974, т. 44, с. 554.
11. Sonin A. A. Свободномолекулярный зонд Ленгмюра и его применение для исследования поля течения. – РТК, 1966, т. 4, с. 9.

12. Бишаев А. М., Ким В. Исследование локальных параметров плазмы в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения. - ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 12, с. 1853.

13. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование медленных ионов потока разреженной плазмы при помощи многоэлектродного зонда. – Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, №3, с.32.

14. Ионов Н.И. Исследование газоразрядной и космической плазмы с помощью многоэлектродных зондов. - ЖТФ, 1964, т. 34, с. 769.

## ПРИМЕЧАНИЕ К СКАНИРОВАННОМУ ИЗДАНИЮ

(вторая редакция)

Поскольку в оригинале настоящий конспект лекций был напечатан другим шрифтом на бумаге другого формата, распределение текста, формул, рисунков и сносок не совпадает с первоначальным. В тех случаях, когда это необходимо, внесены соответствующие поправки.

Во второй редакции сканированного издания исправлены ошибки и опечатки, произведено переформатирование текста.

Различия в написании некоторых символов в формулах и в тексте объясняются нежеланием автора лишний раз пользоваться редактором формул.

О замеченных ошибках, опечатках, а также о пожеланиях вы можете сообщить автору сканированного издания, посетив его домашнюю страницу <http://peguser.narod.ru> и оставив сообщение в гостевой книге или отправив письмо по указанному адресу электронной почты.