

## ИОННЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ

УДК.533.9.07

### ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАЦИОНАРНОМ ПЛАЗМЕННОМ ДВИГАТЕЛЕ

© 2019 г. А. А. Скворода<sup>a, b, \*</sup>, Е. А. Сорокина<sup>a, b, \*\*</sup>, О. И. Подтурова<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>b</sup> Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

\*e-mail: Skovoroda\_AA@nrcki.ru

\*\*e-mail: sorokina.ekaterina@gmail.com

Поступила в редакцию 04.02.2019 г.

После доработки 01.04.2019 г.

Принята к публикации 20.04.2019 г.

Исследовано движение электронов в классической трехблочной модели стационарного плазменного двигателя (СПД) А.И. Морозова. Показано, что характер движения электронов, рождающихся с нулевой начальной скоростью при ионизации рабочего газа, критически зависит от положения точки старта вдоль оси ускоряющего канала. Если в прикатодной области движение электронов является регулярным, то при приближении к аноду наблюдается выраженная эргодизация их траекторий, сопровождающаяся значительным увеличением переноса частиц вдоль оси двигателя. Этот переход мы связываем с наличием в эксперименте границы эрозии стенки разрядной камеры. Обнаруженная эргодизация траекторий может служить механизмом аномальной проводимости электронов в прианодной части СПД.

DOI: 10.1134/S036729211910007X

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Стационарный плазменный двигатель (СПД), изобретенный А.И. Морозовым в 1962 г. для ориентации космических аппаратов, успешно используется и в наше время [1, 2]. Несмотря на колоссальный объем экспериментальной информации, общей теории газового разряда СПД до сих пор нет [3, 4]. В этой связи характерно высказывание А.И. Морозова на стр. 323 монографии [4], что пространственная зависимость электронной температуры в СПД “не описывается простым конечным выражением и должна браться из эксперимента”.

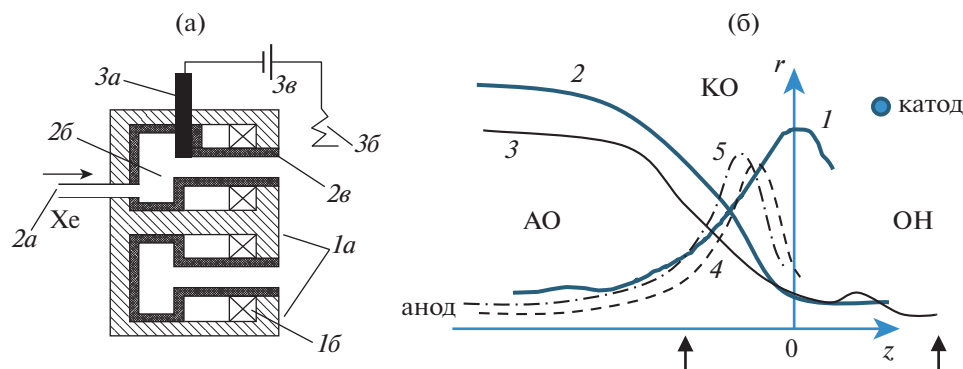
В настоящее время используются и исследуются различные схемы СПД [5, 6]. Мы будем ориентироваться на классическую “трехблочную” схему А.И. Морозова. На рис. 1 показана схема СПД из монографии [4] и характерные аксиальные (вдоль оси ускоряющего канала) зависимости параметров плазмы, встречающиеся в опыте [3, 6, 7].

Достаточно сложный старт газового разряда СПД производится при временно пониженном магнитном поле [3]. Зажигается обычный разряд в аксиальном электрическом поле, в котором электроны с катода попадают на анод, производя ионизацию газа (ксенон). При этом возле катода формируется, как обычно, более крутой профиль

потенциала. Буквально сразу включается квазирадиальное магнитное поле, которое характеризуется существенным ростом модуля в ускорительном канале у катода. Согласно А.И. Морозову, такая геометрия магнитного поля подавляет ряд ключевых неустойчивостей в СПД [4, 8–10]. Под влиянием неоднородного магнитного поля формируются три плазменные области с фундаментально различным поведением электронов и ионов: область нейтрализации ионного пучка (ОН), прикатодная область (КО), прианодная область (АО) [3]. На эксперименте эти три области оказываются четко выделенными. ОН располагается за катодом вне источника, КО отделяется от АО силовой линией, проходящей через границу эрозии стенки разрядной камеры (см. рис. 9 в работе [2]).

По многочисленным публикациям составим представление о поведении плазмы в этих трех областях [3, 11].

• **ОН.** Катод, как правило, “зануляют” (соединяют с корпусом источника) при земных экспериментах в металлической камере. Пучок ионов несет положительный заряд, который притягивает холодные катодные электроны. В результате выполняется условие нейтральности по току [12]. Таким образом, все электроны из катода уносятся с ускоренным нейтрализованным пучком. В кос-



**Рис. 1.** а) – Трехблочная модель СПД Морозова [4]. Первый магнитный блок – осесимметричная магнитная система, включающая железный магнитопровод (1а) с двумя полюсами: центральным и кольцевым наружным, а также катушки намагничивания (1б). Второй газо-плазменный блок – трубка подачи газа (2а), газораспределитель – буферный объем (2б) и ускорительный канал с диэлектрическими стенками (2с). Третий блок – электрическая цепь, содержащая холодный анод (3а), термокатод (3б) с протоком части рабочего вещества и источник питания (3в) с пассивными элементами, корректирующими колебания в разряде [2]; б) – экспериментальные осевые зависимости параметров СПД [3, 6, 7]: 1 – модуль магнитного поля, 2 – электрический потенциал, 3 – плотность нейтрального газа, 4 – электронная температура, 5 – плотность плазмы. Стрелки метят границы областей.

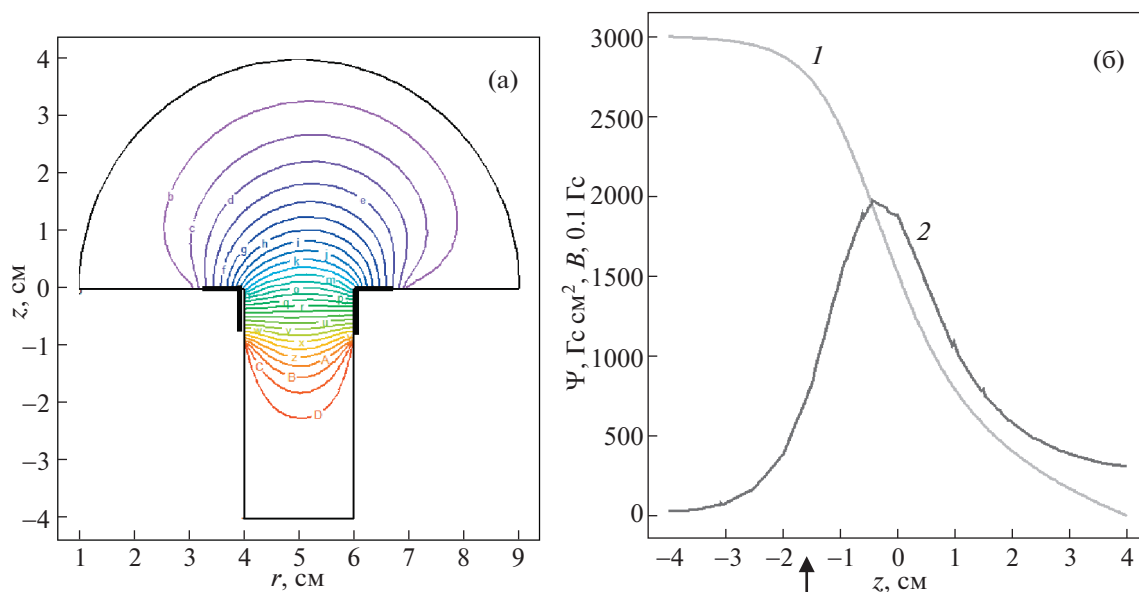
мосе к этому процессу добавляется ионизация остаточного газа из катода и при необходимости дополнительное (вдоль пучка ионов) доускорение холодных катодных электронов.

- **КО.** Обращает на себя внимание быстрое увеличение электронной энергии в области роста модуля магнитного поля в ускорительном канале. Этот рост сопровождается увеличением степени ионизации плазмы, вызванным ростом плотности квазинейтральной плазмы, и существенным спадом плотности газа. Магнитное поле в области своего экстремума направлено преимущественно по радиусу, а электрическое поле вдоль оси. В предположении постоянства магнитного поля и электрического поля в КО при начальной нулевой скорости электронов их движение происходит по циклоиде с шагом  $L = 2\pi V_{dr}/\omega_B$  по азимуту и амплитудой  $l = 2V_{dr}/\omega_B$  вдоль электрического поля  $E_z$  [13]. Здесь дрейфовая скорость  $V_{dr} = cE_z/B$ , циклотронная частота  $\omega_B = eB/m_e c$ ,  $c$  – скорость света,  $m_e$  – масса электрона,  $e$  – элементарный заряд. Чем больше электрическое поле, тем до больших энергий нагреваются холодные электроны, возникающие из-за ионизации газа, и тем больше плотность плазмы.

В КО электроны могут выходить вдоль силовых линий на боковые диэлектрические стенки. Они не могут нейтрализоваться без ионов, поэтому, как известно, вдоль силовых линий формируется “термализованный” потенциал Морозова [4]. Этот отрицательный потенциал удерживает электроны вдоль силовых линий. С другой стороны он ускоряет холодные ионы (продукт ионизации газа) к стенке, где и происходит нейтрализация

ионов и электронов. Исследование энергетического спектра ускоренных ионов показывает, что большой процент ионов уходит на стенки, а не в пучок, приводя к эрозии стенок [14]. Возникающий в КО азимутальный дрейф замагниченных электронов удерживает их от осевого движения к аноду. Приведенная достаточно сложная картина объясняет все экспериментальные факты. Мы покажем, что в КО электронный гамильтониан оказывается интегрируемым (имеется три инварианта: энергия, обобщенный импульс, с хорошей точностью сохраняется поперечный адиабатический инвариант  $\mu = m_e(\mathbf{v}_\perp - c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2)^2/2B$ ,  $\mathbf{v}_\perp$  – компонента скорости поперек магнитного поля).

- **АО.** Прианодная область сохранила черты стартового разряда при малом магнитном поле. Электроны попадают на анод, ионы ускоряются и уходят в пучок. Об этом свидетельствуют исследования энергетического спектра ускоренных ионов [14]. В АО происходит ионизация основного количества газа. Взаимодействие заряженных частиц со стенками несущественно. Эта область оказывается наиболее сложной для объяснения, в особенности в вопросе переноса электронов на анод. В [3] предполагается, что существенную роль в этом процессе играет наличие шумов. Мы покажем, что в АО электронный гамильтониан оказывается неинтегрируемым. Поскольку анод располагается в области малого магнитного поля с силовыми линиями с большой кривизной, поперечный адиабатический инвариант не сохраняется, и наблюдаются элементы стохастической динамики [15].



**Рис. 2.** а) – Картина силовых линий магнитного поля (линии уровня  $\Psi$ ). Полюса – толстые линии,  $\Psi = 3000$  Гс см<sup>2</sup> на поверхности канала,  $\Psi = 0$  на выходной поверхности (имитация свободного пространства); б) – аксиальная зависимость  $\Psi$  (1) и модуля магнитного поля  $B$  (2). Стрелка – граница АО.

Изучать движение электронов мы будем на модели СПД, максимально полно соответствующей эксперименту. При этом мы ограничимся рассмотрением бесстолкновительного движения частиц в заданной конфигурации электрического и магнитного полей: типичная частота соударений электронов с нейтрами в СПД  $\sim 1$  МГц, что более чем на два порядка уступает частоте циклотронного вращения электронов [16].

## 2. МОДЕЛЬ СПД

Геометрия магнитного поля существенно влияет на работу СПД. Именно геометрия магнитного поля двигателя, которая находится в руках конструкторов, является коммерческим секретом изготовителей двигателей. При построении модели СПД нам было не обойтись без достаточно простой модели магнитного поля, учитывающей такую специфику СПД, как осевая симметрия и использование железа в качестве магнитопроводов и полюсов. Мы использовали простую граничную задачу для непосредственного получения гамильтониана магнитного поля в виде полоидального магнитного потока  $\Psi(r, z)$  через полоидальный замкнутый контур вокруг оси  $z$  источника. Это важная черта нашей модели магнитного поля СПД, поскольку силовые линии описываются постоянством гамильтониана  $\Psi(r, z) = \text{const}$ .

Для определения  $\Psi(r, z) = rA_\theta$ , где  $A$  – векторный потенциал, мы использовали уравнение

$$\Delta A = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \tag{1}$$

где  $\mathbf{j}$  – плазменные токи в СПД. Основное магнитное поле рассчитывалось в вакууме  $\mathbf{j} = 0$ . Это приводит к граничной задаче для уравнения второго порядка

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0. \tag{2}$$

Поскольку силовые линии выходят из магнитопроводов только нормально магнитным полюсам, то мы использовали естественные граничные условия: на поверхности полюсов  $\frac{\partial \Psi}{\partial n} = 0$  ( $n$  – нормаль к поверхности), на поверхности магнитопроводов  $\Psi = \text{const}$ .

На рис. 2 показан пример расчета  $\Psi(r, z)$  и осевого распределения модуля магнитного поля с использованием пакета FlexPDE при выборе характерного габаритного размера 10 см. Видно, что силовые линии возле полюсов направлены практически по радиусу и расходятся вне полюсов. Получается типичная экспериментально наблюдаемая картина распределения магнитного поля в СПД.

Далее учитывались искажения вакуумных магнитных полей, вызванные плазменными токами, текущими в СПД. Первый ток – это электронный

ток азимутального дрейфа электронов с плотностью тока  $j_\theta = enc(E_z B_r - E_r B_z)/B^2$ . Второй ток – это ионный ток ускоренных ионов с плотностью  $j_z = en\sqrt{2e\phi/M}$ , где  $M$  – масса иона (принимаем Хе),  $\phi$  – электростатический потенциал внешнего поля,  $n$  – плотность квазинейтральной плазмы. Величина плотности, необходимая для оценки токов в СПД, рассчитывалась по формуле  $n [\text{см}^{-3}] = 3 \times 10^9 |(r - 4 [\text{см}])(6 [\text{см}] - r) \cdot |E_z| [\text{В см}^{-1}]$ . Мы использовали предположение о нагреве электронов на первой циклоиде и, следовательно, пропорциональности плотности величине электрического поля  $E_z$ . Обращение плотности плазмы в нуль на границах канала следует из эксперимента.

В максимуме рассчитанная плотность тока достигает  $20 \text{ А/см}^2$  для электронного тока и  $0.5 \text{ А/см}^2$  для ионного тока. Коррекция полей по абсолютной величине оказывается малой (первый ток дает в максимуме 30 Гс, второй ток 1 Гс). Ток ионов существенно меньше азимутального тока электронов, и его надо учитывать не в искажении магнитного поля, а только в расчете механического вращательного момента двигателя.

Распределение потенциала вдоль оси ускорительного канала нам, вообще говоря, неизвестно. Мы знаем только, что электроны выравнивают потенциал вдоль магнитной силовой линии. Следовательно, электрический потенциал должен быть функцией от гамильтониана магнитного поля  $\phi = \phi(\Psi)$  [3, 4].

Выбирая разные функциональные зависимости  $\phi = \phi(\Psi)$ , мы можем сравнить получаемые распределения с экспериментом. Оказалось, что простая линейная зависимость  $\phi = \text{const} \cdot \Psi$  вполне соответствует экспериментальным профилям [3]. На рис. 3 показаны аксиальные профили  $\phi$  и электрического поля  $E_z$   $[\text{В/см}] = -\partial\phi/\partial z$  при выборе  $\text{const} = 0.3 \left[ \frac{\text{В}}{\text{Гс} \cdot \text{см}^2} \right]$ . Поле характеризуется наличием типичного максимума у выхода СПД.

Для процесса отрыва пучка ионов от двигателя важную роль играет положение катода-нейтрализатора и его потенциал относительно камеры. На рис. 3 показан случай плавающего катода, когда схема питания СПД не соединяется с камерой и катод приобретает потенциал плазмы. Такое распределение является простейшим, но не оптимальным для отрыва пучка ионов от двигателя.

Наиболее часто реализуется ситуация с заземленным катодом, описываемая, например, моделью  $\phi = \text{const} \cdot (\Psi - \Psi_k)$ , где  $\Psi_k$  отмечает положение катода. Такая модель характеризуется тем, что распределение электрического поля мало от-

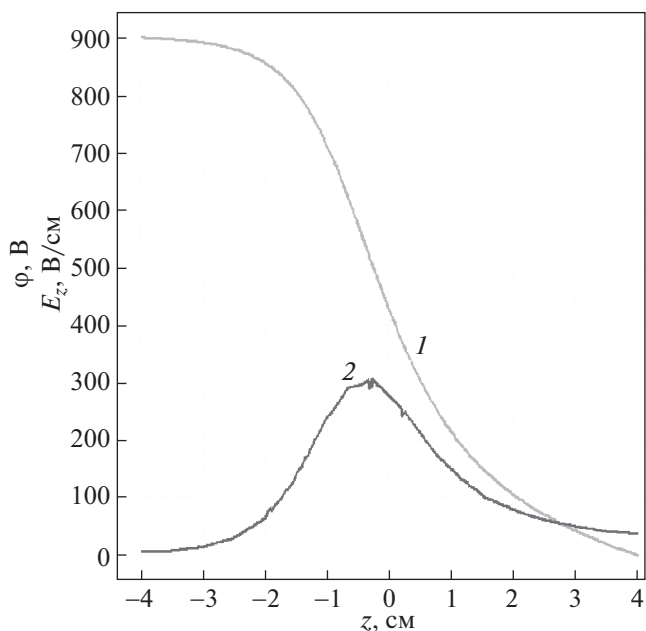


Рис. 3. Профили электрического потенциала (1) и поля  $E_z$  (2) вдоль оси СПД.

личается от случая плавающего катода в области СПД, но кардинально изменяется в зоне нейтрализации. В ОН ионы пучка создают положительную потенциальную яму, в которой захватываются холодные электроны, эмитируемые с катода и рождающиеся в результате ионизации сопутствующего газа. Эту задачу мы в настоящей статье досконально не рассматривали.

Таким образом, простые магнитные и плазменные модели позволяют с достаточной точностью аппроксимировать конкретные экспериментальные зависимости в различных режимах работы СПД.

### 3. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Для исследования движения электронов в описанной модели СПД воспользуемся гамильтонианом движения

$$H_e = \frac{m_e \dot{r}^2}{2} + \frac{m_e r^2 \dot{\theta}^2}{2} + \frac{m_e \dot{z}^2}{2} - e\phi = \frac{P_r^2 + P_z^2}{2m_e} + \frac{1}{2m_e} \left( \frac{P_\theta}{r} + \frac{e}{c} A_\theta \right)^2 - e\phi. \quad (3)$$

Здесь  $\{P_r = m_e \dot{r}, P_\theta = m_e r^2 \dot{\theta} - erA_\theta/c, P_z = m_e \dot{z}\}$  – компоненты обобщенного импульса, точка обозначает производную по времени. В отличие от [17] мы используем более реальную конфигурацию полей в СПД.

Оценим сначала границы движения холодных электронов. Полагаем, что в начальный момент

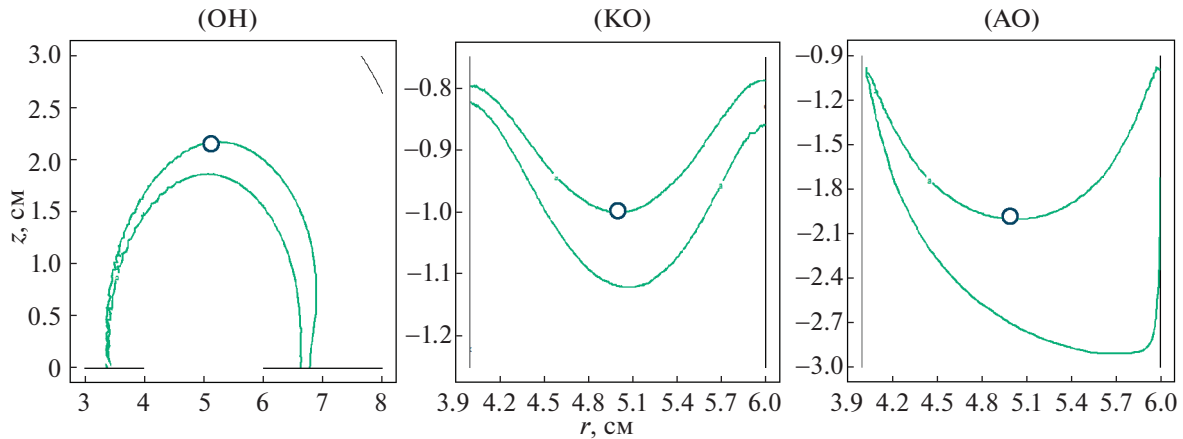


Рис. 4. Границы области движения электронов, родившихся с нулевой скоростью в различных областях СПД (точки старта отмечены кружками, стенки СПД-линиями).

времени скорость электронов равна нулю  $\dot{r}_0 = \dot{z}_0 = \dot{\theta}_0 = 0$ , и фиксируем точку старта траектории  $r = r_0, z = z_0, \theta = 0$ . Полная энергия определяется значением потенциала в точке старта  $H_e = -e\phi_0, \phi_0 = \phi(r_0, z_0)$  и является первым интегралом движения. Второй интеграл движения – обобщенный импульс:  $P_\theta = m_e r^2 \dot{\theta} - erA_\theta/c = -erA_\theta(r_0, z_0)/c$ . Используя условие эквипотенциальности магнитных поверхностей, предполагаемое моделью,  $\phi = C\Psi, C = 0.3 \left[ \frac{\text{В}}{\Gamma\text{с} \cdot \text{см}^2} \right]$ , из условия сохранения энергии получаем

$$\frac{e^2}{2m_e c^2 r^2} (\Psi - \Psi_0)^2 - eC (\Psi - \Psi_0) + \frac{P_r^2 + P_z^2}{2m_e} = 0, \quad (4)$$

где  $\Psi_0 = \Psi(r_0, z_0)$ . Полагая в (4)  $P_r^2 + P_z^2 = 0$ , определим границы области движения электронов, рождающихся с нулевой начальной скоростью в разных точках ускоряющего канала СПД в результате ионизации рабочего газа или при эмиссии с катода.

Из (4) следует, что таких границ две. Одна совпадает со стартовой магнитной поверхностью:  $\Psi - \Psi_0 = 0$ ; вторая определяется величиной электрического поля. На рис. 4 показаны границы движения электронов в различных областях СПД: первый рисунок соответствует области нейтрализации пучка ОН; второй рисунок – области КО, третий – прианодной области. При этом старт электронов в КО мы выбрали подальше от катода и поближе к аноду (где-то в этой области должна проходить граница прекращения эрозии стенки [2]).

Рисунок ОН демонстрирует непригодность схем с плавающим катодом. Электроны не уходят от двигателя, а возвращаются к нему назад по

магнитной силовой линии. Поэтому необходимо занулять катод и стенку камеры [18].

Рассмотрим далее движение внутри ускоряющего канала. Видно, что если в КО движение электрона происходит вблизи стартовой магнитной поверхности  $\Psi(r, z) = \text{const}$ , то ближе к аноду область его движения существенно расширяется, при этом смещение в аксиальном направлении увеличивается более чем на порядок. Столь сильное изменение области движения свидетельствует о возможности качественного изменения характера траекторий при смещении точки старта частицы вдоль канала от катода к аноду. Проанализируем это путем прямого численного интегрирования уравнений движения в гамильтоновой форме с гамильтонианом (3). Будем выпускать электроны с нулевой начальной скоростью из центра ускоряющего канала ( $r_0 = 5$  см), варьируя положение точки старта вдоль оси канала. На следующих ниже рисунках показаны особенности траекторий, стартовавших при  $z_0 = -1$  см (рис. 5–7), при  $z_0 = -1.6$  см (рис. 8–10), и при  $z_0 = -2$  см (рис. 11–13). Отметим, что при старте из центра канала все траектории являются локализованными внутри канала и не уходят на стенки. Удержание обеспечивается ростом напряженности магнитного поля к стенкам (см. рис. 2а), создающим магнитную яму в центре канала. Таким образом, в общем случае движение электрона представляет собой трехмерное колебательное движение, состоящее из азимутального вращения, связанного с электрическим дрейфом, колебаний между стенками канала за счет отражения от областей сильного магнитного поля и смещения в аксиальном направлении, ограниченного наличием дрейфового интеграла движения  $\Psi(r, z) = \text{const}$ .



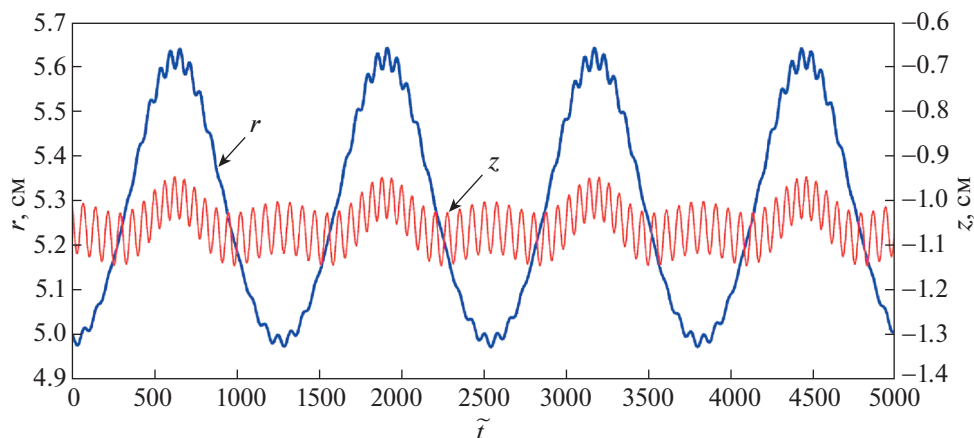


Рис. 5. Зависимости  $r$  (синяя линия) и  $z$  (красная линия) от времени  $\tilde{t} \left[ \frac{c}{3 \times 10^{10}} \right]$  при  $r_0 = 5$  см,  $z_0 = -1$  см.

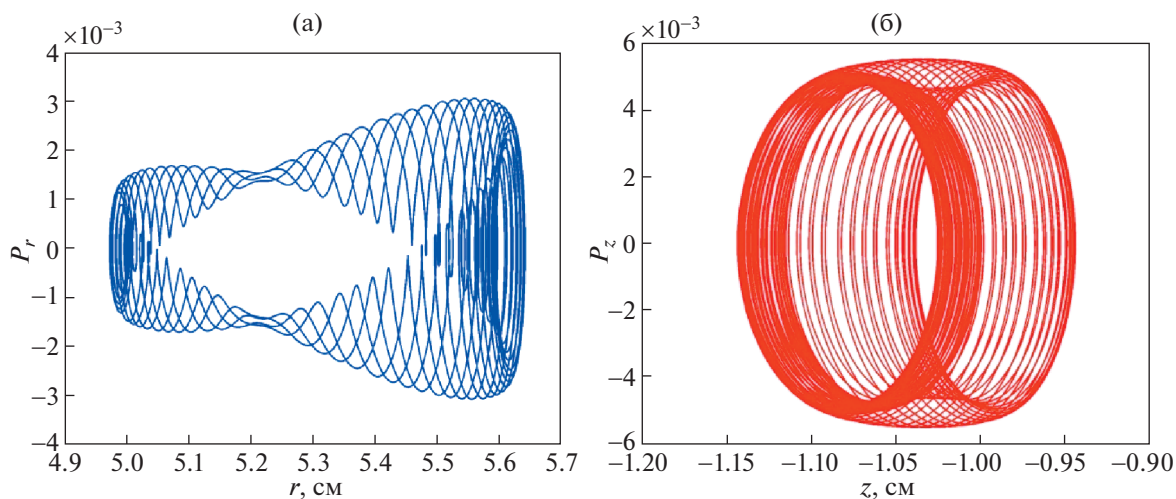


Рис. 6. Сечения  $r - P_r$  (а) и  $z - P_z$  (б) при  $r_0 = 5$  см,  $z_0 = -1$  см,  $t = 1.7 \times 10^{-7}$  с. Импульс нормирован на  $m_e c$ .

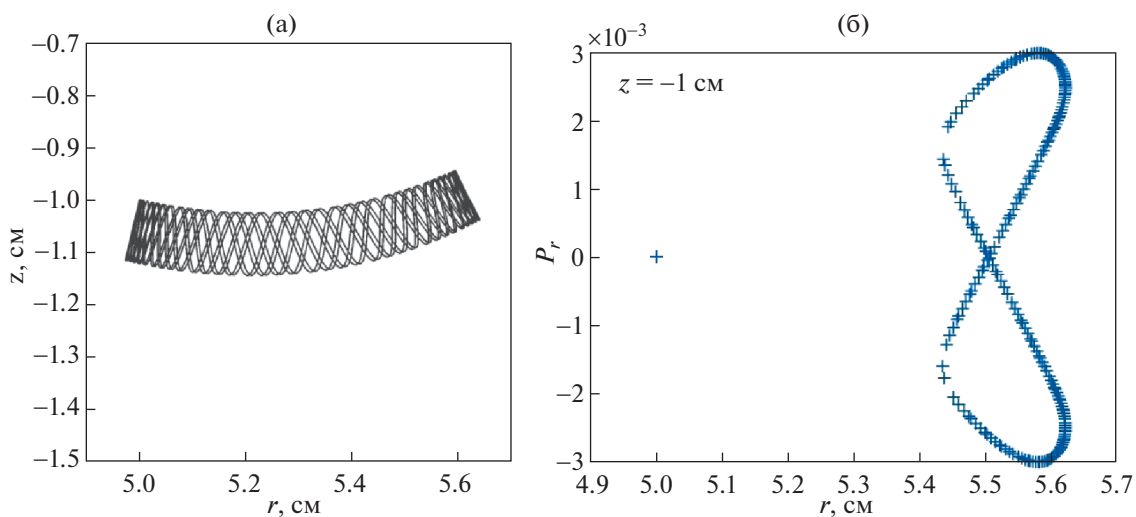


Рис. 7. Сечение  $r - z$  (проекция траектории на плоскость  $\theta = \text{const}$ ) при  $t = 1.7 \times 10^{-7}$  с (а), сечение Пуанкаре  $r - P_r$  при  $z = -1$  см,  $t = 6.7 \times 10^{-7}$  с (б). Здесь  $r_0 = 5$  см,  $z_0 = -1$  см. Импульс нормирован на  $m_e c$ .

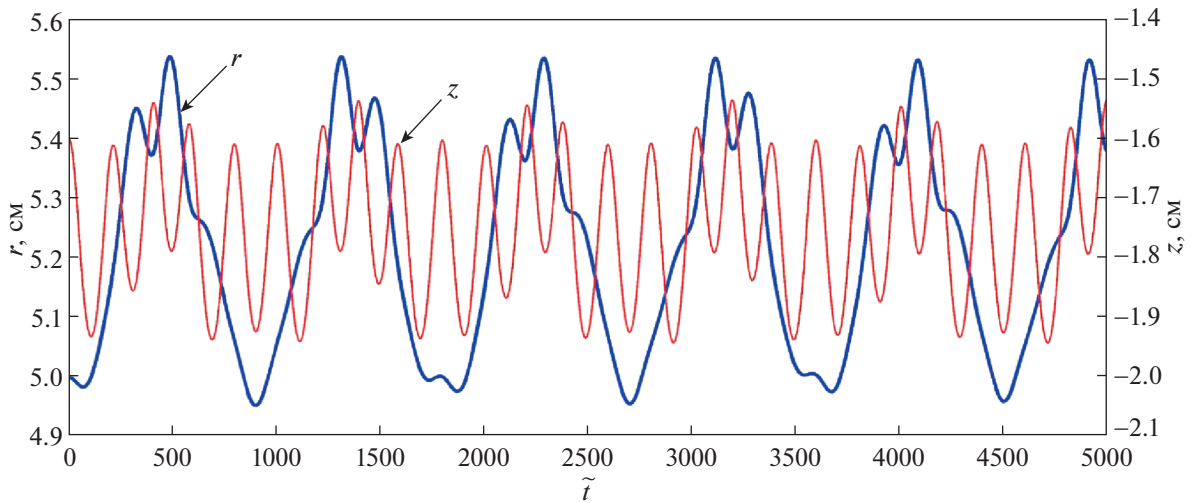


Рис. 8. Зависимости  $r$  (синяя линия) и  $z$  (красная линия) от времени  $\tilde{t} \left[ \frac{c}{3 \times 10^{10}} \right]$  при  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -1.6 \text{ см}$ .

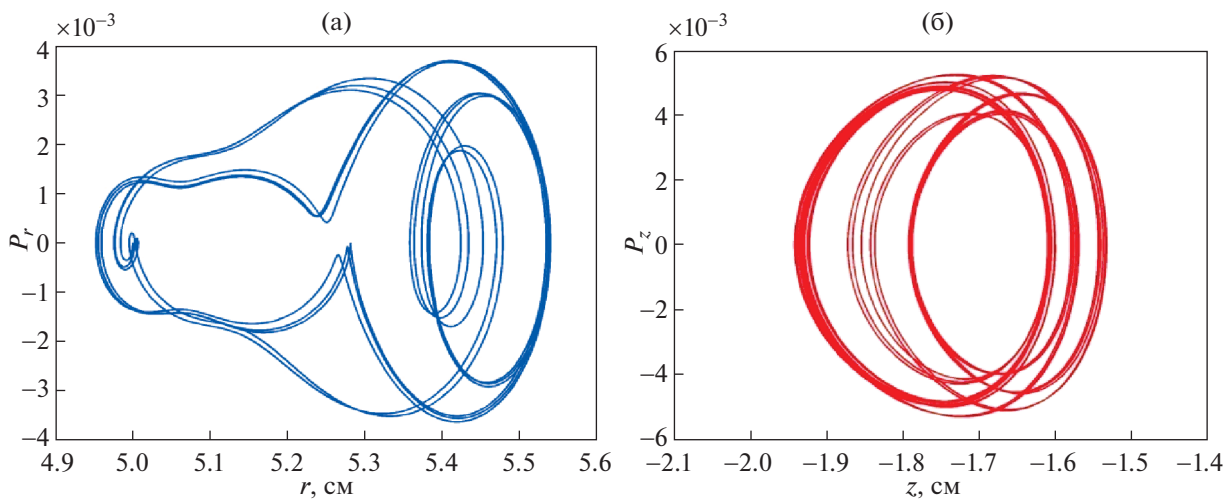


Рис. 9. Сечения  $r - P_r$  (а) и  $z - P_z$  (б) при  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -1.6 \text{ см}$ ,  $t = 1.7 \times 10^{-7} \text{ с}$ . Импульс нормирован на  $m_e c$ .

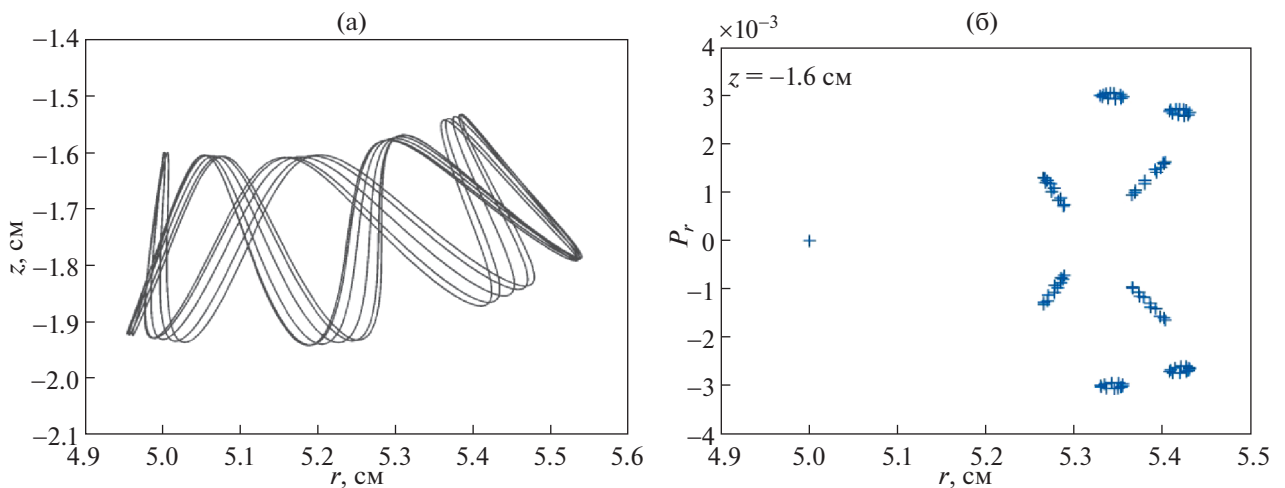


Рис. 10. Сечение  $r - z$  (проекция траектории на плоскость  $\theta = \text{const}$ ) при  $t = 1.7 \times 10^{-7} \text{ с}$  (а), сечение Пуанкаре  $r - P_r$  при  $z = -1.6 \text{ см}$ ,  $t = 6.7 \times 10^{-7} \text{ с}$  (б). Здесь  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -1.6 \text{ см}$ . Импульс нормирован на  $m_e c$ .

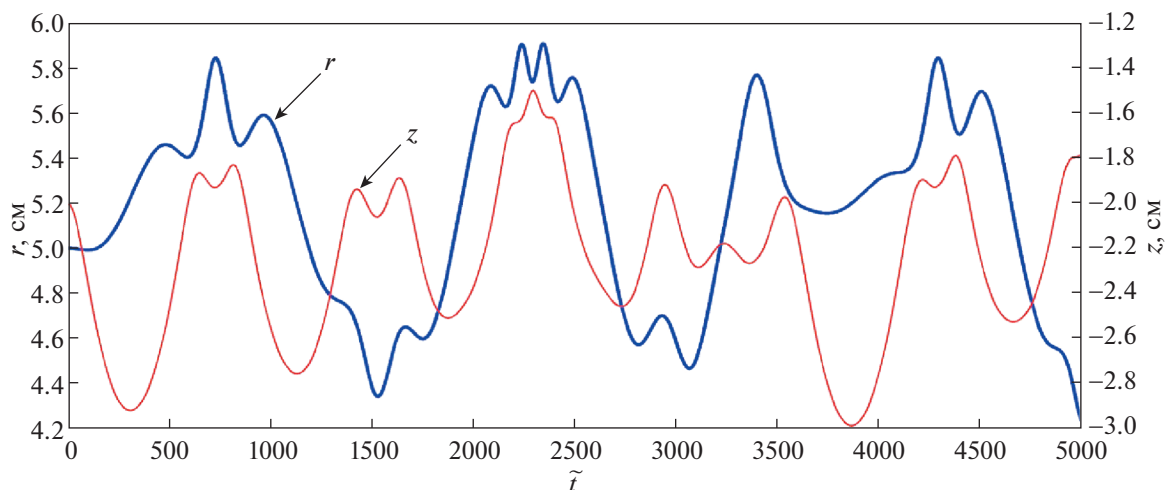


Рис. 11. Зависимости  $r$  (синяя линия) и  $z$  (красная линия) от времени  $\tilde{t} \left[ \frac{c}{3 \times 10^{10}} \right]$  при  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -2 \text{ см}$ .

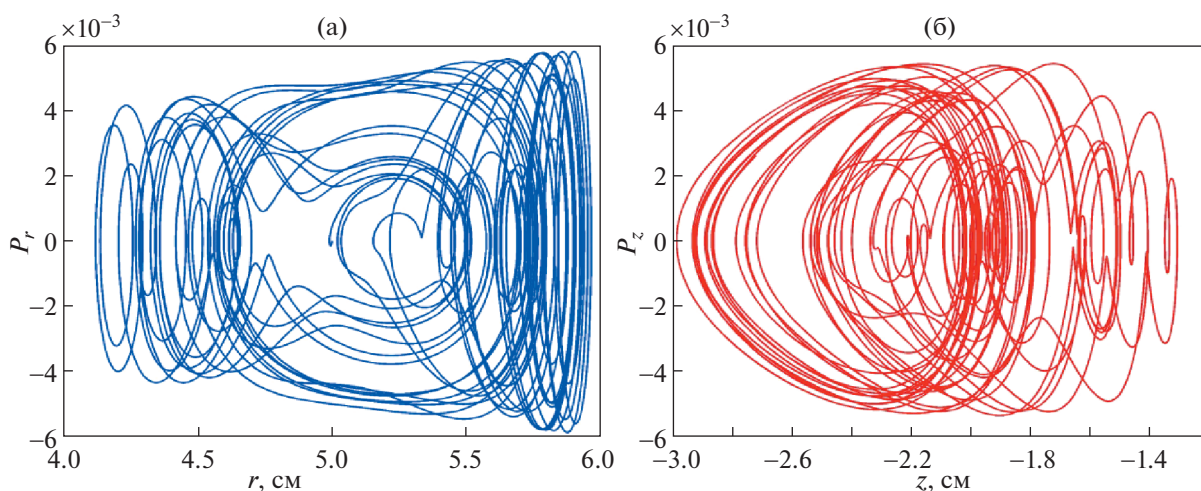


Рис. 12. Сечения  $r - P_r$  (а) и  $z - P_z$  (б) при  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -2 \text{ см}$ ,  $t = 6.7 \times 10^{-7} \text{ с}$ . Импульс нормирован на  $m_e c$ .

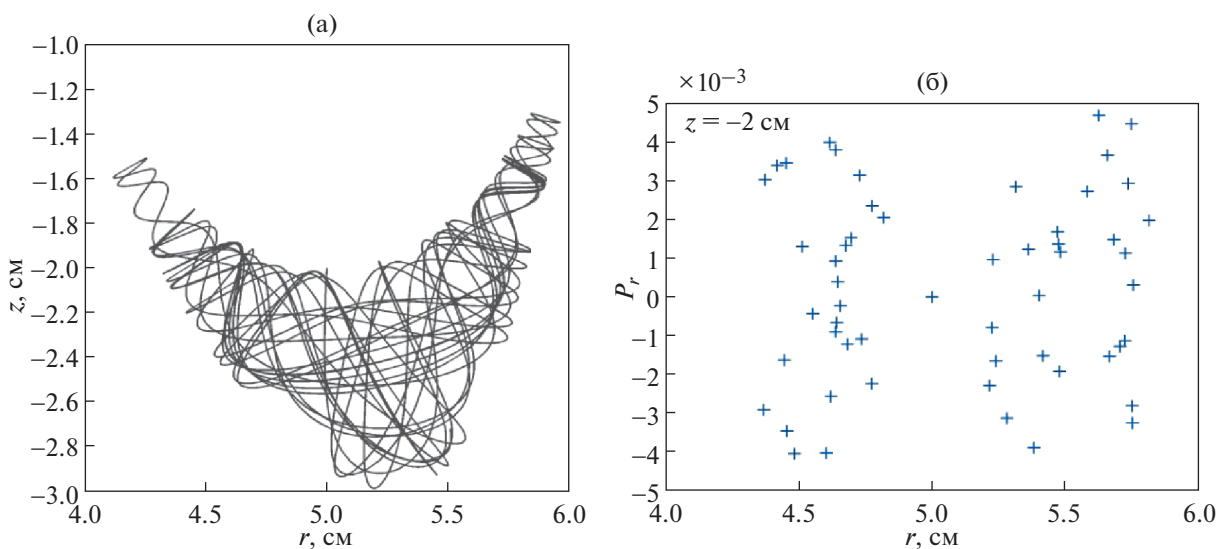
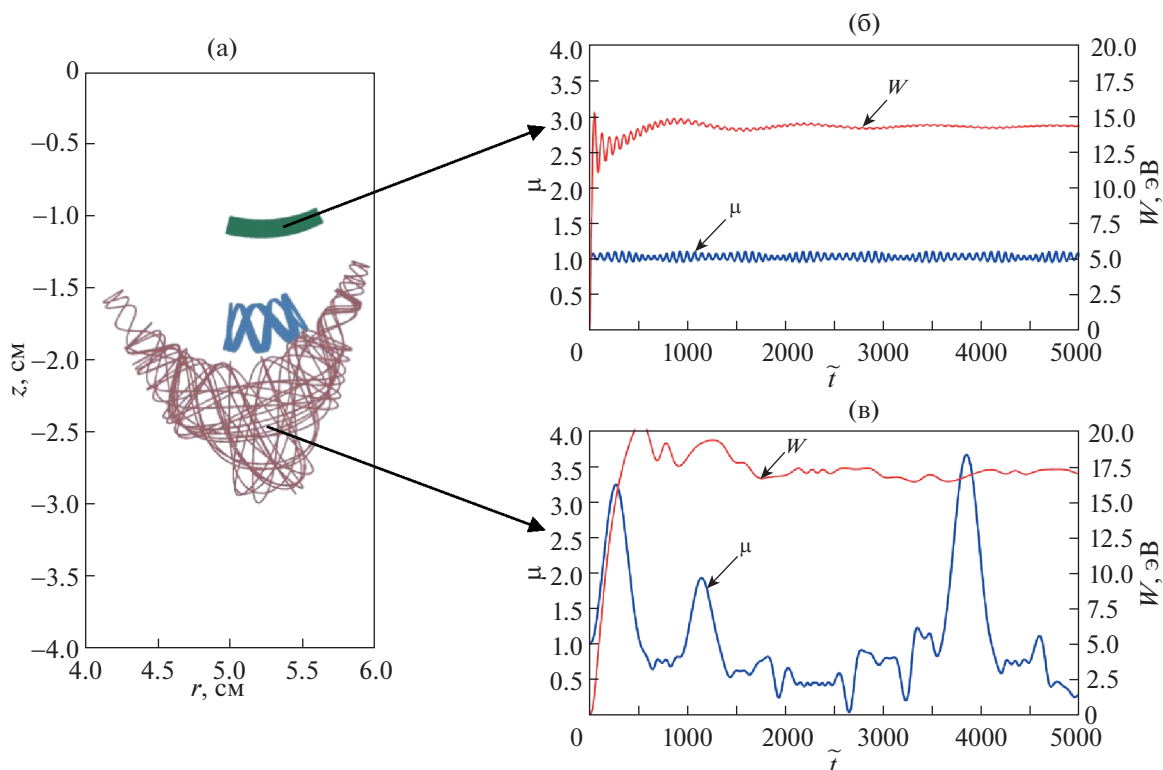


Рис. 13. Сечение  $r - z$  (проекция траектории на плоскость  $\theta = \text{const}$ ) (а), сечение Пуанкаре  $r - P_r$  при  $z = -2 \text{ см}$  (б). Здесь  $r_0 = 5 \text{ см}$ ,  $z_0 = -2 \text{ см}$ ,  $t = 6.7 \times 10^{-7} \text{ с}$ . Импульс нормирован на  $m_e c$ .





**Рис. 14.** а) – Проекция траекторий с  $r_0 = 5$  см  $z_0 = -1$  см (зеленый),  $z_0 = -1.6$  см (синий),  $z_0 = -2$  см (красный) на плоскость  $\theta = \text{const}$  за время  $t = 6.7 \times 10^{-7}$  с; зависимости магнитного момента,  $\mu$ , и средней кинетической энергии,  $W$ , от времени  $\tilde{t} \left[ \frac{c}{3 \times 10^{10}} \right]$  для траекторий с  $z_0 = -1$  см (б) и  $z_0 = -2$  см (в). Магнитный момент нормирован на начальное значение.

При старте с  $z_0 = -1$  см траектория оказывается строго локализована вблизи стартовой магнитной поверхности (рис. 7а), что подтверждает расчет границ движения (рис. 4 КО). Аксиальное отклонение от точки старта не превышает 0.1 см. Частоты колебаний в радиальном и аксиальном направлениях (по  $r$  и  $z$ ) сильно различаются – см. рис. 5. При этом траектория электрона строго регулярна. Об этом свидетельствуют как регулярная динамика компонент импульса (рис. 6), так и сечение Пуанкаре, представляющее собой гладкую замкнутую кривую – см. рис. 7б. Здесь и далее сечения Пуанкаре построены для канонических переменных  $r - P_r$  при пересечении частицей стартовой плоскости  $z = z_0$ .

При старте ближе к аноду ( $z_0 = -1.6$  см) частоты колебаний по  $r$  и  $z$  становятся сопоставимыми – см. рис. 8. Траектория электрона остается регулярной, однако его аксиальное смещение увеличивается (рис. 9а), а картинка Пуанкаре приобретает “островной вид”.

Качественное изменение характера траекторий происходит после точки  $z_0 = -1.7$  см. Для

траекторий частиц стартовавших в прианодной части двигателя частоты колебаний по  $r$  и  $z$  практически равны (рис. 11), при этом аксиальное смещение составляет  $\sim 1$  см. Сечение Пуанкаре (рис. 13б), замещающее ограниченную площадь на плоскости  $r - P_r$ , а также динамика импульсов (рис. 12) и координат (рис. 13а) однозначно указывают на возможность стохастического движения электронов в прианодной области.

На рис. 14 все три рассмотренных типа траекторий представлены в одном масштабе. Увеличение аксиального смещения электронов в прианодной области более чем на порядок по сравнению с регулярным движением на выходе из двигателя свидетельствует о возможности усиленного переноса в канале СПД. Кроме того, эргодизация траекторий приводит к дополнительному механизму нагрева. Электроны имеют возможность попадать в буферный объем с большой плотностью газа, родившись при ионизации в прианодной области и нагревшись в электрическом поле при достаточно протяженном продольном распространении. Наблюдаемый переход от регулярной к стохастической динамике мы свя-

зывается с нарушением сохранения магнитного момента электронов  $\mu$ . В качестве иллюстрации на рис. 14б и 14в показаны временные зависимости  $\mu$  для электронов, стартующих из точек  $z_0 = -1$  см и  $z_0 = -2$  см, соответственно. Видно, что если в прикатодной области с максимумом магнитного поля магнитный момент сохраняется весьма точно, то вблизи анода речи о его сохранении не идет. Отсутствие третьего инварианта делает гамильтониан электронов неинтегрируемым, что указывает на возможность стохастического движения. На рис. 14б, 14в также представлена зависимость средней кинетической энергии, набираемой электронами на траекториях. Оценка величины ларморовского радиуса по этой энергии дает:  $\rho_L \sim 0.3$  см в КО и  $\rho_L \sim 1$  см в АО. Сопоставимость ларморовского радиуса с размером системы, по-видимому, и является причиной несохранения  $\mu$  в прианодной области.

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты показали, что движение электронов обладает качественными различиями в прианодной и прикатодной областях плазмы СПД. Гамильтониан электронов, стартующих из центра ускоряющего канала с нулевой начальной скоростью, оказывается интегрируемым в КО, а их траектории сильно локализованы вблизи стартовой магнитной поверхности  $\Psi$ . Основой разряда служит локальный нагрев на первой циклоиде электронов с нулевой скоростью, появляющихся в процессе эмиссии или ионизации газа. Наиболее ярко это проявляется в области максимума магнитного поля, где наблюдается высокая энергия электронов вплоть до 20 эВ. Электроны в КО нейтрализуются на стенках, взаимодействуя с ионами, распыляющими диэлектрики. В КО аксиальное смещение электронов мало, следовательно, мал и электронный ток.

В прианодной области из-за малости магнитного поля у анода обнаруживается на заметном удалении от катода и анода неинтегрируемость гамильтониана электронов. При смещении точки старта от катода к аноду поперечный адиабатический инвариант перестает сохраняться достаточно резко. Этот переход мы связываем с наличием в эксперименте границы эрозии стенки разрядной камеры [2]. Движение электронов характеризуется большими аксиальными блужданиями, стохастической динамикой и достаточно интенсивным нагревом. На эксперименте в АО регистрируется электронный ток, достигающий 30% от тока ускоренных ионов [3]. Эти электроны

обеспечивают прианодный разряд и интенсивную ионизацию поступающего в разряд газа. Заметим, что своим источником эти электроны имеют не катод, а рождаются внутри ускорительного канала в результате ионизации и далее выходят на анод.

Благодарим А.Я. Кислова, А.А. Панасенкова, А.Н. Веселовзорова, А.В. Тимофеева, В.В. Арсенина и М.И. Михайлова за обсуждения.

Работа частично поддержана грантом № 17-12-01470 Российского научного фонда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щепетилов В.А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 2. С. 5.
2. Ким В.П. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 406.
3. Морозов А.И. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 261.
4. Морозов А.И. Введение в плазменную динамику. М.: Физматлит, 2008.
5. Морозов А.И., Шубин А.П. Космические электрореактивные двигатели. М.: Знание, 1975.
6. Frias W., Smolyakov A.I., Kaganovich I.D., Raites Y. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 052108.
7. Hofer R.R., Mikellides I.G., Katz J., Goebel D.M. // 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit / Cincinnati, 2007. AIAA 2007-5267.
8. Есипчук Ю.В., Морозов А.И., Тилинин Г.Н., Трофимов А.В. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 1466.
9. Smolyakov A.I., Chapurin O., Frias W., Koshkarov O., Romadanov I., Tang T., Umansky M., Raites Y., Kaganovich I.D., Lakhin V.P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 014041.
10. Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свицкий Э.Б., Смирнов В.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 291.
11. Morozov A.I., Savelyev V.V. Rev. Plasma Physics. Vol. 21 / Ed. by B.V. Kadomtsev and V.D. Shafranov: Consultants Bureau, 2000. P. 203.
12. Bonral J.F., Caron J., Manus C., Spiess G. // 6 Conf. Internationale sur les Phenomenes d'Ionisation dans les Gaz / Paris, 1963. T. IV. P. 245.
13. Морозов А.И., Соловьев В.С. Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под. ред. М.А. Леонтовича: Госатомиздат, 1963. С. 177.
14. Веселовзоров А.Н., Длугач Е.Д., Погорелов А.А., Свицкий Э.Б., Смирнов В.А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. С. 38.
15. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984.
16. Choueiri E.Y. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 1411.
17. Marini S., Pakter R. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 053507.
18. Fedotov V.Yu., Ivanov A.A., Guerrini G., Vesselovzorov A.N., and Bacal M. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 4360.