

04;10

Метод определения коэффициентов эффективности плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов

© О.А. Горшков, А.А. Шагайда

ФГУП „Исследовательский Центр им. М.В. Келдыша“, Москва
E-mail: shagayda@gmail.com

Поступило в Редакцию 3 июля 2007 г.

Предложен метод, позволяющий проводить анализ эффективности процессов генерации и ускорения ионов, а также определять ионный ток в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. Метод основан на измерении энергетических и угловых распределений ионов в плазменной струе, а также мощности разряда и реактивной тяги ускорителя. Исследованы закономерности изменения структуры КПД ускорителя при увеличении напряжения разряда от 300 до 1000 V.

PACS: 52.59.Dk, 52.70.-m

Плазменные ускорители с замкнутым дрейфом электронов (УЗД) находят широкое применение как для решения технологических задач, связанных, например, с ионно-пучковой обработкой материалов, так и в составе электроракетных двигательных установок, предназначенных для управления движением космических аппаратов [1,2]. Контроль степени ионизации рабочего вещества на выходе из ускорителя с замкнутым дрейфом электронов представляет значительные технические трудности, так как в отличие от плазменных ионных ускорителей не поддается непосредственному измерению. В данной работе будет описан метод определения коэффициента использования рабочего тела, а также ряда других параметров, характеризующих эффективность процессов ионообразования и ускорения в УЗД, который основан на измерении энергетических и угловых распределений ионов в плазменной струе.

Одним из параметров, наиболее часто используемых для анализа эффективности работы УЗД в качестве электрореактивного двигателя,

является анодный КПД [3]:

$$\eta_a = \frac{R^2}{2\dot{m}N_d}, \quad (1)$$

где \dot{m} — массовый расход рабочего тела через анодный блок, N_d — мощность разряда, R — тяга, развиваемая ускорителем. Хотя все процессы в анодном блоке УЗД взаимосвязаны, для анализа структуры потерь мощности и рабочего тела анодный КПД удобно представить в виде произведения нескольких параметров. Для описания потерь, связанных с неполной ионизацией поступающего в двигатель потока атомов рабочего газа, введем коэффициент использования рабочего тела

$$\eta_m = \frac{1}{\dot{m}} \sum_k \dot{m}_k, \quad (2)$$

где \dot{m}_k — массовый поток ионов с кратностью ионизации „ k “ на выходе из ускорителя. Существует несколько причин неполного использования рабочего тела. Во-первых, могут существовать атомы, прошедшие ускорительный канал и не испытавшие ионизации. Во-вторых, некоторая доля ускоренных ионов может попадать на поверхность стенок разрядной камеры. При этом они возвращают анодному блоку приобретенный импульс, т.е. не участвуют в создании тяги, и после рекомбинации на стенке изолятора покидают ускоритель в виде нейтральных частиц.

Величину тяги запишем в виде произведения идеальной тяги, которую создавали бы ионы, если бы они все проходили разность потенциалов, соответствующую напряжению разряда U_d , и двигались параллельно оси ускорителя, на коэффициент γ , который учитывает распределение ионов по скоростям:

$$R = \gamma \sqrt{\frac{2eU_d}{M}} \sum_k \sqrt{k} \dot{m}_k = \dot{m} \sqrt{\frac{2eU_d}{M}} \eta_m \gamma \left(\sum_k \sqrt{k} \mu_k \right), \quad (3)$$

где $\mu_k = \dot{m}_k / \sum_k \dot{m}_k$ — доля ионов кратности „ k “ в полном массовом потоке ионов на выходе из ускорителя.

Ток разряда I_d складывается из электронного тока, поступающего в анодный блок из катодной плазмы, и тока ионов. Если бы каждый электрон, поступающий в анодный блок, инициировал лавину электронов,

число которых удваивается после прохождения разности потенциалов, равной потенциалу ионизации, доля электронного тока в токе разряда могла бы быть ничтожной. Однако электроны тратят свою энергию не только на ионизацию, но и на другие неупругие столкновения с частицами и со стенками анодной камеры, и величина электронного тока оказывается сравнима с током пучка. Для учета этих потерь введем параметр, равный отношению тока ионов к току разряда:

$$\eta_I = \frac{I_i}{I_d} = \frac{e}{MI_d} \sum_k k \dot{m}_k. \quad (4)$$

Вводя коэффициент потери напряжения $\eta_U = \gamma^2$ и учитывая, что $N_d = U_d I_d$, из (1)–(4) можно получить выражение для анодного КПД

$$\eta_a = \eta_m \eta_I \eta_U \eta_q, \quad (5)$$

где $\eta_q = (\sum_k \sqrt{k \mu_k})^2 / \sum_k k \mu_k$ — коэффициент потери КПД, связанный с наличием в плазменной струе ионов различной кратности. Значения анодного КПД и тяги дают интегральную характеристику эффективности процессов ионизации и ускорения. Знание коэффициентов η_m , η_I , η_U , η_q позволяет более детально анализировать структуру потерь эффективности, что очень важно при оптимизации конструкции ускорителя. Доли ионов различной кратности в общем потоке ионов являются функцией напряжения разряда и могут быть определены методами масс-спектрометрии. Для последующих оценок будем использовать результаты работы [4].

Рассмотрим подход, позволяющий определить коэффициенты потери тяги по результатам измерения энергетического и углового распределения ионов. Для этого используется зонд с задерживающим потенциалом. Принцип действия зонда основан на электростатическом разделении частиц плазмы (ионов и электронов) отсечной сеткой с последующим электростатическим торможении ионов анализирующей сеткой.

Пусть $J^{k+}(\theta, U)$ — плотность тока k -кратных ионов на коллектор зонда, расположенного на вращающейся штанге длиной L , повернутой на угол θ относительно оси двигателя, при величине задерживающего потенциала U . Если пучок аксиально-симметричный, ток, переносимый ионами с энергией в диапазоне $e[U, U + dU]$ в диапазоне уг-

лов $[\theta, \theta + d\theta]$ определяется выражением

$$dI^{k+} = -2\pi\chi L^2 \sin(\theta) \frac{dJ^{k+}(\theta, U)}{dU} dU d\theta, \quad (6)$$

где χ — прозрачность сеток зонда. Тяга, которую создают эти ионы,

$$dR^{k+} = -2\pi\chi L^2 \sin(\theta) \cos(\theta) \frac{M}{ne} \sqrt{\frac{2keU}{M}} \frac{dJ^{k+}(\theta, U)}{dU} dU d\theta, \quad (7)$$

а полная тяга, создаваемая k -кратно ионизованными атомами, равна

$$R^{k+} = -2\pi\chi L^2 \sqrt{\frac{2M}{ne}} \int_0^\infty dU \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) \sqrt{U} \frac{dJ^{k+}(\theta, U)}{dU}. \quad (8)$$

При выводе выражения для тяги предполагалось, что прозрачность χ не зависит от энергии ионов, а процессы перезарядки на длине L слабо изменяют исходное угловое и энергетическое распределение ионов на выходе из двигателя. Если бы все ионы имели одинаковую энергию, соответствующую напряжению разряда U_d , они бы создавали тягу

$$R_E^{k+} = -2\pi L^2 \sqrt{\frac{2M}{ne}} \sqrt{U_d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) J^{k+}(\theta, 0), \quad (9)$$

а при отсутствии у этих ионов углового разброса их тяга составила бы

$$R_{E\theta}^{k+} = -2\pi L^2 \sqrt{\frac{2M}{ne}} \sqrt{U_d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) J^{k+}(\theta, 0). \quad (10)$$

Таким образом, для коэффициента потери тяги получаем выражение

$$\gamma^{k+} \equiv \frac{R^{k+}}{R_{E\theta}^{k+}} = \frac{\int_0^\infty dU \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) \sqrt{U} \frac{dJ^{k+}(\theta, U)}{dU}}{\sqrt{U_d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) J^{k+}(\theta, 0)}. \quad (11)$$

Если предположить, что ионы различной кратности имеют одинаковые угловые и подобные энергетические распределения, выражение для коэффициентов потери тяги примет вид

$$\gamma \equiv \frac{R}{R_{E\theta}} = \frac{\int_0^{\infty} dU \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) \sqrt{U} \frac{dJ(\theta, U)}{dU}}{\sqrt{U_d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) J(\theta, 0)}, \quad (12)$$

где $J(\theta, U)$ — суммарная плотность тока ионов на зонд при запирающем потенциале U .

Для анализа закономерностей работы двигателя это выражение можно условно представить в виде произведения двух коэффициентов $\gamma = \gamma_E \gamma_\theta$, первый из которых описывает снижение тяги, обусловленное разбросом ионов по энергиям:

$$\gamma_E \equiv \frac{R}{R_E} = \frac{\int_0^{\infty} dU \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) \sqrt{U} \frac{dJ(\theta, U)}{dU}}{\sqrt{U_d} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) J(\theta, 0)}, \quad (13)$$

а второй описывает эффект угловой расходимости пучка:

$$\gamma_\theta \equiv \frac{R_E}{R_{E\theta}} = \frac{\int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) \cos(\theta) J(\theta, 0)}{\int_0^{\pi/2} d\theta \sin(\theta) J(\theta, 0)}. \quad (14)$$

Рассчитанные по формулам (13) и (14) коэффициенты потери тяги при известных соотношениях долей ионов различной кратности и измеренных значений напряжения разряда, мощности и тяги двигателя позволяют найти из выражений (3) и (5) величину газовой эффективности η_m и параметр η_I .

Данный подход был использован для анализа изменения параметров эффективности УЗД с диаметром средней линии разрядной камеры 88 mm при увеличении напряжения разряда от 300 до 1000 V. Зависимости параметров η_m , η_I , γ_θ , γ_E , рассчитанные по описанному

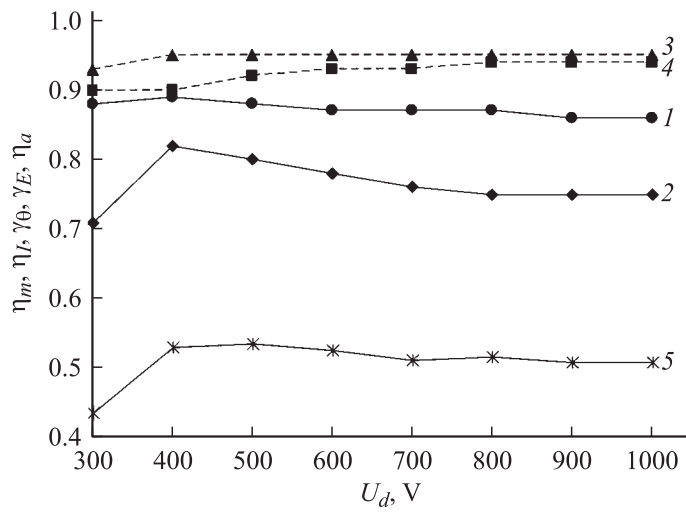


Рис. 1. Параметры эффективности ускорителя с замкнутым дрейфом электронов при анодном расходе ксенона 2.35 mg/s: 1 — η_m , 2 — η_I , 3 — γ_θ , 4 — γ_E , 5 — η_a .

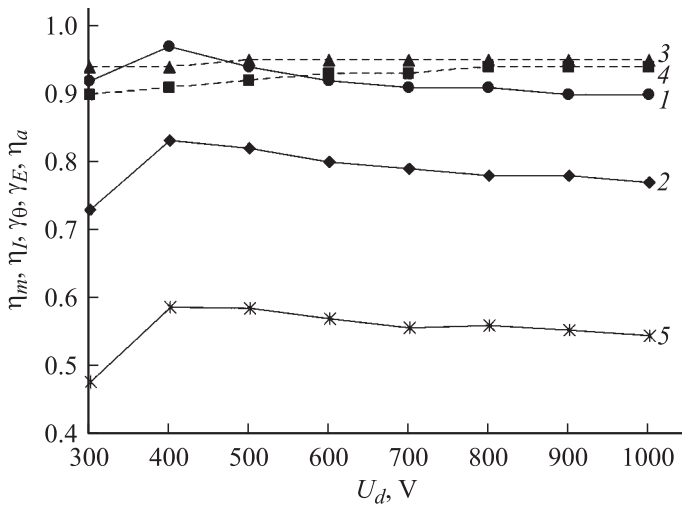


Рис. 2. Параметры эффективности ускорителя с замкнутым дрейфом электронов при анодном расходе ксенона 2.8 mg/s: 1 — η_m , 2 — η_I , 3 — γ_θ , 4 — γ_E , 5 — η_a .

методу при двух различных значениях анодного расхода рабочего газа (ксенона) 2.35 и 2.8 mg/s, показаны на рис. 1 и 2. На основании полученных данных можно сделать следующие выводы об изменении эффективности работы ускорителя с повышением напряжения разряда:

1. Наиболее существенный вклад в величину КПД вносит параметр η_i , который в основном определяет заметный рост КПД двигателя в диапазоне $U_d = 300 \div 400$ V.

2. При увеличении напряжения разряда свыше $400 \div 500$ V коэффициенты γ_θ и γ_E монотонно возрастают, что свидетельствует об уменьшении угловой расходимости плазменной струи и сужении распределения ионов по энергии. Коэффициент использования рабочего тела η_m монотонно уменьшается, что, по-видимому, можно объяснить снижением плотности плазмы в области ионизации из-за увеличения средней скорости потока ионов. Параметр η_i также монотонно уменьшается, что свидетельствует о возрастании доли электронного тока и тока разряда из-за увеличения поперечной проводимости плазмы.

Список литературы

- [1] Морозов А.И. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 3. С. 261–276.
- [2] Козубский К.Н., Мурашко В.М., Рылов Ю.П. и др. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 3. С. 277–292.
- [3] Kim V. // Journal of Propulsion and Power. 1998. V. 14. N 5. P. 736–743.
- [4] Hofer R., Gallimore D. // NASA Final Contractor Report. 2003. CR-2003-212893.