

УДК 533.95

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОК НАСЫЩЕНИЯ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2022 г. В. А. Шувалов*, Ю. П. Кучугурный, Г. С. Кочубей, С. В. Носиков

Институт технической механики Национальной академии наук Украины (ИТМ), г. Днепр, Украина

*E-mail: vashuvalov@ukr.net

Поступила в редакцию 22.04.2021 г.

После доработки 04.08.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Разработана процедура диагностики замагниченной разреженной плазмы с использованием электронного тока насыщения на цилиндрический электрический зонд. Получены приближенные формулы и зависимости электронного тока насыщения от угла между осью зонда и вектором индукции внешнего магнитного поля, а также от масштабных параметров, характеризующих сборение зондового тока: радиусов зонда и приэлектродного слоя, ларморовского радиуса электронов плазмы. Показано, что для углов более 65° электронный ток на цилиндрический зонд в замагниченной плазме равен электронному току насыщения в отсутствие внешнего магнитного поля. Представленные формулы и зависимости позволяют определить параметры электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы с использованием двух выходных сигналов — зондового тока и потенциала зонда.

DOI: 10.31857/S0040364422010033

ВВЕДЕНИЕ

Электрические цилиндрические зонды широко используются для диагностики потоков разреженной замагниченной плазмы: на летательных аппаратах в верхней атмосфере и ионосфере Земли; в плазменных аэродинамических трубах; в струях, генерируемых электрореактивными двигателями; при исследовании магнитогазодинамических процессов и течений [1–4]. Интерпретацию зондовых измерений затрудняют достаточно сложная теория, описывающая взаимодействие зондов с плазмой, и процессы, сопровождающие сборение тока в системе “зонд–плазма”. На вольт-амперной характеристике (ВАХ) зонда (зависимости собираемого тока от потенциала зонда) условно выделяются три участка: ветвь ионного тока насыщения, переходный участок и область насыщения электронного тока на зонд.

Сборение тока цилиндрическими электрическими зондами и электродами в потоках разреженной замагниченной плазмы широко обсуждалось в литературе, например [5–8] и др. Установлено, что при отрицательных потенциалах зонда φ_p относительно потенциала плазмы φ_∞ ($\varphi_W = \varphi_p - \varphi_\infty < 0$) влиянием внешнего магнитного поля с индукцией $B_\infty \leq 10^{-2}$ Тл на ионную ветвь ВАХ можно пренебречь [9].

Математически ионный ток на зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы представляет многопараметрическую функцию. Интерпретация

ионного тока на цилиндрический зонд, определение концентрации заряженных частиц (ионов N_i) по ионной ветви ВАХ сопряжены с необходимостью учета ряда параметров: зависимости ионного тока от ориентации оси симметрии зонда (I_p) относительно векторов скорости потока плазмы U_∞ и индукции внешнего магнитного поля B_∞ , числа Маха (температуры, химического состава и молекулярной массы частиц), степени неизотермичности плазмы и ряда характеристических длин, таких как радиус r_p и длина l_p зонда, ларморовский радиус ионов r_i , дебаевский радиус λ_d плазмы, радиус приэлектродного слоя r_s .

Сборение ионного тока сопровождается процессами фотоэмиссии (в ионосфере на освещенном участке орбиты летательного аппарата и вторичной ионно-электронной эмиссии. При плотности ионного тока насыщения на цилиндрический зонд $j_{\text{isat}} \sim 10 \times 10^{-9}$ А/см² в ионосфере на высотах 500–800 км плотность тока фотоэмиссии для материалов зонда (W, Mo, Au, Pt) лежит в пределах $(2–8) \times 10^{-9}$ А/см², что составляет 50–70% собираемого ионного тока насыщения [2, 10]. Значения коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии ионов H_2^+ , He^+ , Ne^+ , Ar^+ , N_2^+ , O_2^+ , Kr^+ и Xe^+ на поверхностях материалов электрических зондов близки к аппроксимации $\gamma_i \approx 1.6 \times 10^{-2}(h_i - 2\chi_W)$, где h_i – потенциал иони-

зации иона, χ_W – работа выхода материала зонда [11]. Токи вторичной ионно-электронной эмиссии для большинства ионов с энергией $E_i \leq 100$ эВ составляют 5–25% от собираемого зондом ионного тока. Учет перечисленных факторов существенно затрудняет интерпретацию ионной ветви ВАХ, снижает точность определения концентрации N_i заряженных частиц в потоке разреженной замагниченной плазмы.

Собирание электронного тока насыщения $I_{e\text{sat}}$ при положительных потенциалах цилиндрического зонда ($\Phi_W > 0$) в потоке разреженной замагниченной плазмы зависит от ориентации оси симметрии зонда \mathbf{I}_p относительно вектора индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ и от характеристических длин r_p, l_p, r_s, r_e (r_e – ларморовский радиус электронов). Эмиссионные процессы практически не влияют на собирание электронного тока насыщения: при $\Phi_W > 0$ фото-, вторичные и отраженные электроны движутся в тормозящем поле зонда и большая их часть возвращается на поверхность зонда [12, 13]. Плотность электронного тока насыщения $j_{e\text{sat}}$ на цилиндрический зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы не зависит от угла между осью симметрии \mathbf{I}_p зонда и вектором скорости потока \mathbf{U}_∞ и практически на 1.5–2 порядка превышает плотность $j_{i\text{sat}}$ ионного тока насыщения. При этом количество параметров, характеризующих собирание электронного тока насыщения $j_{e\text{sat}}$, значительно меньше и, соответственно, процедура интерпретации электронной ветви ВАХ существенно проще, чем для ионной составляющей $j_{i\text{sat}}$ зондового тока.

Цель работы:

– получить приближенные зависимости электронного тока насыщения на цилиндрический зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы с использованием элементов теории стока электронов на зонд [14], данных спутниковых и ракетных измерений ВАХ в ионосферной разреженной плазме, а также результатов физического (стендового) эксперимента;

– разработать процедуру определения параметров электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы с использованием электронной ветви ВАХ, выходных сигналов $j_{e\text{sat}}$ и Φ_p цилиндрического зонда.

ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА НАСЫЩЕНИЯ

Несмотря на многочисленные публикации, приближенные и численные решения задачи о собирании ионного и электронного тока цилиндрическим зондом в замагниченной бесстолк-

новительной плазме, данные о непосредственном сравнении расчетных и измеренных значений ВАХ скудны. Расчеты и интерпретация ВАХ зонда в замагниченной разреженной плазме в конкретных условиях измерений затруднительны.

В [15] для электронного тока I_{eB} на зонд произвольной формы при положительных потенциалах, близких к потенциалу плазмы $\Phi_W = e\Phi_W/kT_e \geq 0$ и $T_i/T_e \ll 1$ получена зависимость

$$I_{eB}(\Phi_W \geq 0) = I_{0e} \left[1 + \frac{A_p \bar{V}_e}{16\pi \sqrt{\xi} C_B D_{e\parallel} (1 + T_i/T_e)} \right]^{-1},$$

где T_e, T_i – температура электронов и ионов; $I_{0e} = A_p e \bar{V}_e N_e / 4$; $A_p = 2\pi r_p l_p$ – площадь поверхности зонда; $e, \bar{V}_e = (8kT_e/\pi m_e)^{1/2}$, N_e, m_e – заряд, средняя тепловая скорость, концентрация, масса электрона; k – постоянная Больцмана; $D_{e\parallel} = \bar{V}_e l_e / 3$ – коэффициент диффузии вдоль силовых линий магнитного поля; l_e – средняя длина свободного пробега электронов; $\xi = D_{e\perp} / D_{e\parallel}$; $D_{e\perp}$ – коэффициент диффузии поперек силовых линий магнитного поля; C_B – электростатическая емкость зонда в пространстве, ограниченном длиной свободного пробега электрона, где все размеры вдоль силовых линий \mathbf{B}_∞ увеличены в $\xi^{1/2}$ раз.

В [5, 6, 14] ток электронов на слабо заряженный положительный ($\Phi_W \geq 0$) цилиндрический зонд представлен в виде

$$I_{eB}(\Phi_W \geq 0) = I_{0e} (1 + \delta_B)^{-1},$$

где $\delta_B = \zeta r_p / r_e$ – параметр стока электронов на зонд, ζ – числовой множитель.

При высоких положительных потенциалах по результатам измерений электронного тока насыщения $I_{eB}(\theta_B, \Phi_W)$ на цилиндрический зонд (радиус $r_p = 3.8 \times 10^{-2}$ см, длина $l_p = 20.3$ см) научного модуля NASA 18.70 [8] в ионосфере на высотах $h = 250$ – 340 км для $r_p/\lambda_d = 0.11, 0.021, 0.012$; $r_p/r_e = 0.014$; $r_e/\Delta r_s = 0.3, 0.45, 2.5$ установлено, что при $\theta_B \geq 65^\circ$

$$\frac{I_{eB}(\theta_B, 5)}{I_{eB}(\pi/2, 5)} = \frac{I_{eB}(\theta_B, 5)}{I_{e\text{sat}}(\Phi_W)} \approx 1,$$

где $\Delta r_s = r_s - r_p$ – толщина приэлектродного слоя, θ_B – угол между \mathbf{I}_p и вектором индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ .

Электронный ток насыщения на цилиндрический зонд для $\theta_B \geq 65^\circ$ и $\Phi_W = 5.0$ практически равен электронному току насыщения на зонд в отсутствие внешнего магнитного поля ($B_\infty = 0$). Этот результат согласуется с выводом и расчетами ра-

боты [16]: для больших $|\Phi_p|$ ток, ограниченный орбитальным движением электронов, является верхним пределом, не зависит от B_∞ и изменяется как $|\Phi_p|^{1/2}$.

В общем виде электронный ток насыщения на цилиндрический зонд, произвольно ориентированный относительно вектора индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ , можно представить в виде зависимости

$$I_{eB} = I_{0e} f_{eB}(\delta_B, \theta_B, \Phi_W, r_p/r_e, r_e/r_s),$$

где функция f_{eB} может быть определена с использованием расчетных и экспериментальных данных собирания электронного тока на цилиндрический зонд в потоках разреженной замагниченной плазмы в ионосфере и в лабораторной плазме. Вид функции f_{eB} и электронный ток насыщения I_{eB} при $\Phi_W \geq 5.0$ в значительной мере определяют параметры r_p, λ_d, r_s и ларморовский радиус $r_e = V_e/\omega_{eB}$, где ω_{eB} – циклотронная частота электрона.

В [8] для оценки отношения $\Delta r_s/\lambda_d$ используется соотношение

$$\Delta r_s/\lambda_d = [2.50 - 1.54 \exp(-0.32 r_p/\lambda_d)] \Phi_W^{1/2} = F \Phi_W^{1/2}.$$

Для $r_p/\lambda_d \leq 0.17$ с погрешностью менее 4% множитель $F \approx 1.0$ и

$$\Delta r_s/\lambda_d = \Phi_W^{1/2}. \quad (1)$$

Из (1) следует

$$(\Delta r_s/r_p)^2 = 1.05 \times 10^{-5} \frac{l_p \Phi_W^{3/2}}{r_p I_{esat}}. \quad (2)$$

При $r_s/r_p \gg 1$ с погрешностью $\leq 7\%$ $(\Delta r_s/r_p)^2 \rightarrow (r_s/r_p)^2$. Соотношение (2) подобно закону “3/2” для цилиндрического электрода [17]

$$\beta^2 (r_s/r_p)^2 = 1.47 \times 10^{-5} \frac{l_p \Phi_W^{3/2}}{r_p I_e},$$

т.е. $r_s/r_p \approx 0.84\beta (r_s/r_p)$, а $r_s = 1.29 \times 10^{-3} \Phi_W^{3/4} \times (A_p/I_{esat})^{1/2}$.

При этом в [18–20] для параметров $\Delta r_s/\lambda_d$ и Φ_W получены соотношения, которые могут быть представлены в виде

$$\Delta r_s/\lambda_d = \gamma \Phi_W^{3/4}. \quad (3)$$

Из (3) следует

$$(\Delta r_s/r_p)^2 = 6.22 \gamma^2 \frac{l_p^2 \Phi_W^2}{r_p V_e I_{esat}}. \quad (4)$$

При $\Phi_W \gg 1$ в (2), (4) $\Phi_W \approx \Phi_p$. В [18, 21] для цилиндрических зондов приведена зависимость $\gamma = 1.278/[\ln(\Delta r_s/r_p)]^{1/2}$, из которой при $10 < \Delta r_s/r_p \leq 300$ следует $\gamma_{mid} \approx 0.60$. По результатам измерений ВАХ цилиндрических зондов в ионосфере и в лабораторной плазме при $0.17 \leq T_e \leq 6.15$ эВ и $5 \times 10^4 \leq N_e \leq 4 \times 10^9$ см⁻³ [4, 21–23] имеем $0.49 \leq \gamma \leq 0.58$, среднее значение $\gamma_{mid} = 0.53$. В то же время из равенства соотношений (1) и (3) $\gamma \approx \Phi_W^{-1/4}$ и для $5 < \Phi_W \leq 25$ получим $\gamma_{mid} = 0.51$.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде Института технической механики НАН Украины (ИТМ). Стенд относится к классу плазменных аэродинамических труб. Безмасляная откачивающая система производительностью ~ 50 м³/с, наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом, обеспечивают в вакуумной камере стенда (цилиндр диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м) остаточное давление $\sim 1 \times 10^{-5}$ Н/м², а при натекании газа – рабочее давление 10^{-4} – 10^{-3} Н/м². Источником потоков разреженной плазмы служит газоразрядный ускоритель с ионизацией рабочего газа электронным ударом, осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле и “саморазгоном” плазмы [3].

Для диагностики потока разреженной плазмы на стенде использовались: микроволновой интерферометр, работающий на частоте 5.45 ГГц, система электрических зондов (цилиндрические, плоский и многоэлектродный зонд-анализатор) и цилиндр Фарадея. Зонды установлены на подвижных платформах (верхней и нижней) с четырьмя степенями свободы каждая. Платформы обеспечивают угловые и поперечные перемещения зондов в горизонтальной и вертикальных плоскостях и вращение вокруг вертикальной оси. Точность отсчета для линейных перемещений $\sim 0.5 \times 10^{-3}$ м, угловой $\sim 0.5^\circ$. Определение параметров плазмы осуществлялось с использованием вольт-амперных характеристик зондов и сигналов микроволнового интерферометра [24].

В экспериментах использовались три цилиндрических зонда, изготовленных из молибдена, со следующими геометрическими характеристиками:

$r_{p1} = 5 \times 10^{-2}$ см, $l_{p1} = 8 \times 10^{-1}$ см; $r_{p2} = 4.5 \times 10^{-3}$ см, $l_{p2} = 9 \times 10^{-1}$ см; $r_{p3} = 4 \times 10^{-3}$ см, $l_{p3} = 4 \times 10^{-1}$ см. При измерениях ВАХ для всех зондов реализован режим бесстолкновительного обтекания потоком плазмы.

Сигнал микроволнового интерферометра не зависит от наличия (отсутствия) внешнего магнитного поля. Концентрация электронов N_e пропорцио-

нальна частоте зондирующей волны и фазовому сдвигу, обусловленному присутствием плазмы между антеннами [24].

В [8] показано, что концентрация электронов N_e в потоке разреженной замагниченной плазмы может быть определена по электронному I_{esat} току насыщения цилиндрического зонда, ось которого ортогональна векторам скорости потока плазмы \mathbf{U}_∞ и индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ . При $\varphi_p \gg \varphi_\infty$ концентрация может быть определена из соотношения

$$N_e = \chi^{-1} I_{\text{esat}} \varphi_p^{-1/2},$$

где $\chi = \frac{A_p}{\pi} e (2e/m_e)^{1/2} \approx \text{const}$.

Участок электронного тока насыщения I_{esat} , соответствующий условию $\varphi_p \gg \varphi_\infty$, не сложно определить на электронной ветви ВАХ, построенной в линейном или полулогарифмическом масштабе.

В [25, 26] экспериментально установлено, что корректное определение температуры электронов T_e в потоке разреженной замагниченной плазмы может быть осуществлено с помощью тонких цилиндрических зондов, собирающая поверхность которых перпендикулярна векторам \mathbf{U}_∞ и \mathbf{B}_∞ .

Для оценки потенциала плазмы φ_∞ и температуры электронов T_e могут быть использованы линейный участок электронной ветви ВАХ ($\varphi_\infty - \varphi_p$) и соотношения [22]

$$\varphi_{W\text{sat}} = \varphi_{p\text{sat}} - \varphi_\infty = I_{\text{esat}}^2 \left(\frac{dI_{\text{esat}}^2}{d\varphi_p} \right)^{-1},$$

$$T_e = \left(\frac{4e}{\pi k} \right) I_{0e}^2 \left(\frac{dI_{\text{esat}}^2}{d\varphi_p} \right)^{-1},$$

где I_{0e} —электронный ток, соответствующий началу линейного участка на электронной ветви ВАХ ($\varphi_p \geq \varphi_\infty$).

Измерения зондового тока проводились в потоке разреженной плазмы азота для двух режимов работы плазменного ускорителя:

I) при температуре $T_{e1} = 1.2 \times 10^4$ К, концентрации электронов $N_{e1} = 4.6 \times 10^6$ см⁻³, скорости ионов $U_{i1} \approx 8.3$ км/с и двух значениях индукции внешнего магнитного поля $B_{11} = 150$ Гс, $B_{12} = 15$ Гс;

II) при $T_{e2} = 3.5 \times 10^4$ К, $N_{e2} = 2.5 \times 10^9$ см⁻³, $U_{i2} = 10.6$ км/с и $B_{21} = 150$ Гс, $B_{22} = 15$ Гс.

Масштабные коэффициенты, характеризующие собирание электронного тока зондами, приведены в таблице. Там же представлены масштабные коэффициенты для условий измерения электронного тока цилиндрическим зондом в ионосфере на научном модуле NASA 18.70 [8] и на космическом аппарате (КА) “Explorer-31”. При оценке масштабных коэффициентов для КА “Explorer-31” использовались данные из [27–30].

СОБИРАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА НАСЫЩЕНИЯ

На рис. 1 показана нормированная на величину $I_{0e} = I_{\text{esat}} (\Phi_W = 0)$ зависимость электронного тока насыщения на цилиндрический зонд, ось симметрии которого параллельна вектору индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ , от параметра r_p/r_e :

$$i_{eB}^- = I_{eB} (\theta_B = 0, \Phi_W = 0) / I_{0e},$$

где $I_{0e} = A_p \bar{V}_e N_e / 4$. Кривая 4 на рис. 1 соответствует аппроксимации авторов $i_{eB}^- (\theta_B = 0, \Phi_W = 0) = \left(1 + \frac{3\pi r_p}{16 r_e} \right)^{-1}$. В сильном магнитном поле, когда па-

Масштабные коэффициенты при измерениях электронного тока насыщения на цилиндрический зонд в потоке замагниченной плазмы

Условия измерений	Режим	Масштабные коэффициенты				
		l_p/r_p	r_p/λ_d	l_p/λ_d	r_p/r_e	r_e/r_s
Стенд ИТМ	I	16	0.14	2.3	0.018–2.2	0.15–8
		200	0.013	2.6		
Ионосфера, модуль NASA 18.70, $h = 250$ – 340 км	II	100	0.15	15.4	0.01–1.3	
	A	534	0.1	58.8	0.014	2.5
	B		0.021	11.2		0.47
C	0.012		6.4	0.3		
Ионосфера, КА “Explorer-31”	$h = 618$ км		0.02	32.1	0.0088	0.57
	$h = 2200$ – 2400 км	1533	0.0061	9.8	0.0043	0.72

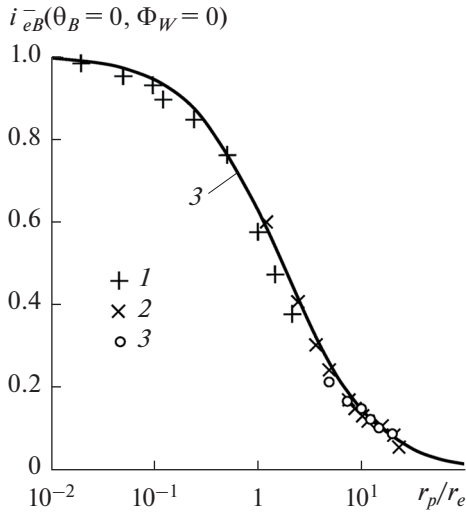


Рис. 1. Нормированная зависимость электронного тока насыщения на цилиндрический зонд, ось симметрии которого \mathbf{I}_p параллельна вектору \mathbf{V}_∞ индукции внешнего магнитного поля при $\Phi_W = 0$: 1 – измерение на стенде ИТМ при $1.8 \times 10^{-2} \leq r_p/r_e \leq 2.2$, 2 – данные [6] (кривая 5 на рис. 4); 3 – данные [6] (рис. 5), плоский зонд; 4 – аппроксимация авторов.

раметр r_p/r_e увеличивается, цилиндрический зонд, ориентированный параллельно \mathbf{V}_∞ ($\theta_B = 0$), работает как плоский.

При высоких положительных потенциалах зонда собирающей поверхностью служит поверхность приэлектродного слоя радиусом r_s . На рис. 2 приведены зависимость от r_e/r_s электронного тока насыщения $i_{eB}^- = I_{eB}(0, \Phi_W \geq 5) / I_{eB}(\pi/2, \Phi_W \geq 5)$, нормирован-

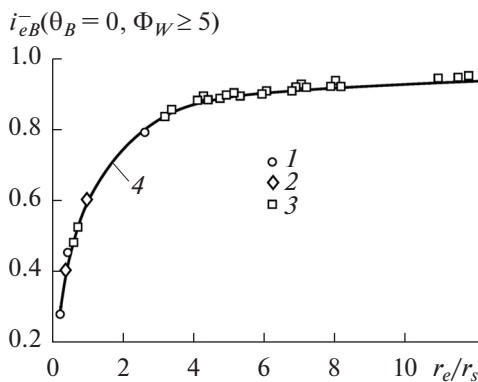


Рис. 2. Зависимость i_{eB}^- от r_e/r_s : 1 – данные [8], 2 – измерения на КА “Explorer-31” [25], 3 – измерения авторов на стенде, 4 – аппроксимация авторов (5).

ного на его максимальное значение, когда его ось ортогональна вектору индукции внешнего магнитного поля ($\theta_B = \pi/2$), и аппроксимация авторов

$$i_{eB}^-(\theta_B = 0, \Phi_W \geq 5) = \left(1 + \frac{3\pi r_s}{16 r_e}\right)^{-1}. \quad (5)$$

В слабых магнитных полях, когда $r_e/r_s \gg 1$ ($r_e/r_s \geq 50$), нормированный ток на зонд $i_{eB}^-(0, \Phi_W \geq 5) \simeq 1$, т.е. $I_{eB}(\theta_B = 0, \Phi_W \geq 5) = I_{eB}(\theta_B = 0, \Phi_W \geq 5) = I_{esat}(\Phi_W \geq 5)$, где $I_{esat} = \frac{A_p}{4} e N_e \bar{V}_e \frac{2}{\sqrt{\pi}} \times (1 + \Phi_W)^{1/2}$. Для $\Phi_W \geq 5$ и $\varphi_p \gg \varphi_\infty$ электронный ток насыщения на цилиндрический зонд составляет $I_{esat} = \frac{A_p}{\pi} e N_e (2e \varphi_p / m_e)^{1/2}$ и концентрация электронов N_e определяется по измеренным значениям I_{esat} и φ_p .

На рис. 3 представлены зависимости нормированного i_{eB}^- электронного тока насыщения на цилиндрический зонд от угла θ_B между осью \mathbf{I}_p и вектором индукции внешнего магнитного поля \mathbf{V}_∞ для фиксированных значений безразмерного потенциала $\Phi_W = 5$ (работа [8]) и $\Phi_W \approx 12.6$ при измерениях тока $i_{eB}^-(\theta_B)$ на стенде). Электронный ток насыщения $I_{eB}(\theta_B, \Phi_W)$ нормирован на его

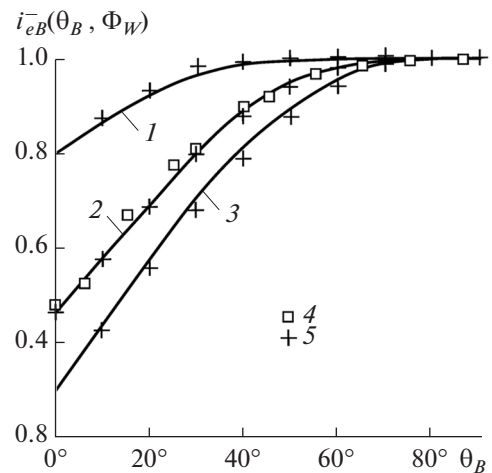


Рис. 3. Зависимости нормированного электронного тока насыщения i_{eB}^- на цилиндрический зонд от угла θ_B для $\Phi_W = 5$ [8] и $\Phi_W \approx 12.6$ (измерения на стенде): 1–3 – режимы А, В, С измерения тока цилиндрическим зондом научного модуля NASA 18.70 в ионосфере на высотах $h = 250\text{--}340$ км [8]; 4 – измерения авторов на стенде; 5 – расчет по (6) для $\Phi_W \geq 5$.

максимальное значение $I_{eB}(\pi/2, \Phi_W)$, собираемое зондом, ось которого ортогональна вектору \mathbf{B}_∞ .

Значения 5 на рис. 3 для $\Phi_W \geq 5$ соответствуют аппроксимации авторов

$$\begin{aligned} i_{eB}^-(\theta_B, \Phi_W) &= \frac{I_{eB}(\theta_B, \Phi_W)}{I_{eB}(\pi/2, \Phi_W)} = \frac{I_{eB}(\theta_B, \Phi_W)}{I_{\text{esat}}(\Phi_W)} = \\ &= \sin\theta_B + i_{eB}^-(0, \Phi_W)(1 - \sin\theta_B)^{0.7}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$i_{eB}^-(0, \Phi_W) = \frac{I_{eB}(0, \Phi_W)}{I_{eB}(\pi/2, \Phi_W)} = \left(1 + \frac{3\pi r_s}{16 r_e}\right)^{-1},$$

$$I_{eB}(\pi/2, \Phi_W) = I_{\text{esat}}(\Phi_W) = I_{0e} \frac{2}{\sqrt{\pi}} (1 + \Phi_W)^{1/2},$$

$$I_{0e} = \frac{A_p}{4} e N_e \bar{V}_e.$$

При $\phi_p \gg \phi_\infty$, $\theta_B = \pi/2$ имеем $I_{\text{esat}} = \frac{A_p}{\pi} e N_e \times (2e \phi_p / m_e)^{1/2}$, откуда

$$N_e = \pi I_{\text{esat}} / A_p e (2e \phi_p / m_e)^{1/2} = \chi^{-1} I_{\text{esat}} \phi_p^{-1/2}. \quad (7)$$

Из соотношений (6) и (7) при $\Phi_W \geq 5$ или $\phi_p \gg \phi_\infty$ следует

$$r_e^{-1} = \frac{16}{3\pi r_s} (i_{eB}^-(0, \Phi_W \geq 5) - 1),$$

а при $\phi_p \approx \phi_\infty$

$$r_e^{-1} = \frac{16}{3\pi r_s} (i_{eB}^-(0, 0) - 1).$$

Для $r_e = 3.37 \sqrt{T_e} / B_\infty$ получим

$$\frac{B_\infty}{\sqrt{T_e}} = \frac{5.7}{r_s} (i_{eB}^-(0, \Phi_W \geq 5) - 1). \quad (8)$$

Здесь T_e в эВ, B_∞ в Гс, r_e и r_s в см.

На орбите космического аппарата "Explorer-31" при витке 546, высоте $h = 618$ км, наклонении орбиты $\beta_H \approx 80^\circ$ индукция дипольного магнитного поля Земли $B_\infty \approx 0.47$ Гс.

Для значений масштабных коэффициентов, характеризующих сбориение электронного тока насыщения (см. таблицу) при $i_{eB}^-(\theta_B = 0, \Phi_W \gg 1) \approx 0.49$ (рис. 8б и 9б в [27]), из (8) получим $T_e \approx 0.23$ эВ, что в пределах погрешности $\leq 5\%$ согласуется со значением $T_e \approx 0.24$ эВ (день, средняя солнечная активность [28, 31]).

В то же время для режимов *A* и *B* сбора электронного тока насыщения цилиндрическим зондом (эксперимент NASA 18.70, таблица) на высотах $h = 250-340$ км с наклонением орбиты

$\beta_H \approx 32^\circ$ при $T_e = (8.6-8.9) \times 10^{-2}$ эВ и $i_{eB} \approx 0.81$ (режим *A*), $i_{eB} \approx 0.46$ (режим *B*) (рис. 4) значение индукции внешнего магнитного поля Земли $B_\infty \approx 0.36$ Гс по (8) с погрешностью $\approx 3\%$ согласуется с оценкой $B_\infty \approx 0.37$ Гс.

С использованием электронных ветвей ВАХ двух взаимно ортогональных цилиндрических зондов (или двух положений цилиндрического зонда относительно вектора индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_∞ при $\theta_B = 0$ и $\theta_B = \pi/2$) соотношение (8) устанавливает связь между индукцией магнитного поля B_∞ и температурой электронов плазмы T_e . Процедура определения концентрации N_e и температуры T_e электронов в потоке замагниченной плазмы по электронному току насыщения цилиндрического зонда, где $\phi_p \gg \phi_\infty$, включает использование соотношений (2), (7), (8) и выходных сигналов I_{esat} и ϕ_p .

В соответствии с данными рис. 3 и выводами работы [8] для углов $\theta_B \geq 65^\circ$ при $\Phi_W \geq 5$ и $r_p < r_e \leq r_s$ электронный ток насыщения на цилиндрический зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы не зависит от угла θ_B : $i_{eB}^- \approx 1.0$ и $I_{eB} \geq I_{\text{esat}}$.

Эти выводы подтверждают и результаты измерения электронного тока насыщения на цилиндрический зонд КА "Explorer-31" [27]. Измеренные в [27] (рис. 8б, 9б) на высоте $h = 618$ км значения $i_{eB}^-(\theta_B, \Phi_W)$ при $\Phi_W = \text{const}$ показаны на рис. 4. Значения масштабных коэффициентов для режи-

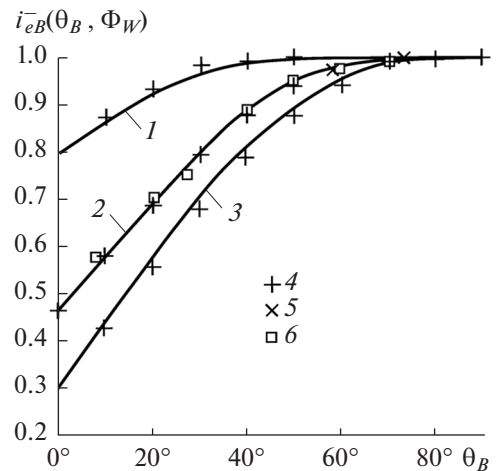


Рис. 4. Зависимость нормированного электронного тока i_{eB}^- на цилиндрический зонд от θ_B при $\Phi_W = \text{const}$: 1–3 – режимы *A*, *B*, *C* измерения электронного тока в [8]; 4 – расчет авторов по (8); 5, 6 – значения тока, измеренные на высоте $h = 618$ км [25] (рис. 8б, 9б).

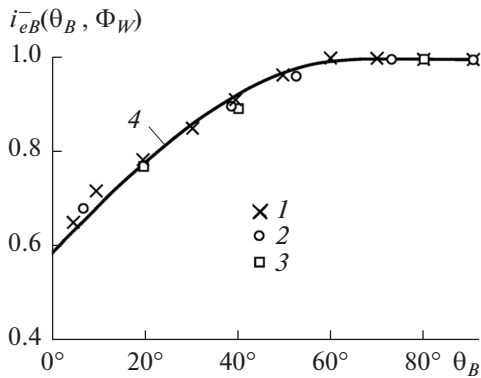


Рис. 5. Зависимость нормированного электронного тока i_{eB}^{-} на цилиндрический зонд от θ_B при $\Phi_W = \text{const}$: 1 – измерения на высоте $h = 2200$ км [25] (рис. 11); 2, 3 – $h = 2420$ км [25] (рис. 8а, 9а); 4 – расчет авторов по (8).

мов измерения приведены в таблице. Расчетные значения $i_{eB}^{-}(\theta_B, \Phi_W)$ при $\Phi_W = \text{const}$ по аппроксимации (8) коррелируют с результатами измерений электронного тока насыщения на цилиндрический зонд КА "Explorer-31" на высотах $h = 2200-2420$ км в [27]. Зависимости $i_{eB}^{-}(\theta_B, \Phi_W)$ показаны на рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам стендовых (лабораторных), спутниковых и ракетных экспериментов выявлено влияние взаимной ориентации оси цилиндрического зонда и вектора индукции внешнего магнитного поля на собирание электронного тока насыщения в потоке разреженной замагниченной плазмы. Установлено, что для углов $\theta_B \geq 65^\circ$ между осью цилиндрического зонда I_p и вектором индукции внешнего магнитного поля \mathbf{V}_∞ электронный ток на зонд равен току насыщения в незамагниченной плазме: влияние внешнего магнитного поля на собирание зондового тока отсутствует. Получены приближенные формулы, зависимости электронного тока насыщения от отношения масштабных коэффициентов, таких как радиус зонда, ларморовский радиус электронов и радиус приэлектродного слоя.

Показано, что полученные формулы и зависимости позволяют определять кинетические параметры электронов в потоке замагниченной разреженной плазмы с использованием электронного тока насыщения, двух выходных сигналов – собираемого зондового тока I_{esat} и потенциала ϕ_p поверхности цилиндрического зонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котельников В.А., Котельников М.В., Кассин О.В. Зондовые измерения на борту гиперзвукового летательного аппарата // ТВТ. 2020. Т. 58. № 2. С. 175.
2. Whipple E.S. Potential of Surfaces in Space // Rep. Prog. Phys. 1981. V. 4. № 11. P. 1197.
3. Шувалов В.А., Токмак Н.А., Кучугурный Ю.П., Резниченко Н.П. Торможение намагниченного тела при взаимодействии его магнитного поля с потоком разреженной плазмы // ТВТ. 2020. Т. 58. № 2. С. 163.
4. Губский В.Ф. Влияние магнитного поля на измерения концентрации и температуры электронов цилиндрическими зондами в ионосфере Земли // Солнечно-земная физика. 2008. Т. 2. Вып. 12. С. 261.
5. Каган Ю.М., Перель В.И. О диагностике плазмы в магнитном поле с помощью тонкого цилиндрического зонда // ЖТФ. 1968. Т. 38. № 10. С. 1663.
6. Бакут Ф.Ю., Дюжев Г.А., Циркель Б.И., Школьник С.М., Юрьев В.Г., Антонов С.В., Вайнберг Л.И., Казанец Г.И. Зондовая диагностика низкотемпературной плазмы в магнитном поле. Ч. III // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 11. С. 2269.
7. Laframboise J.G., Sonmor L.J. Current Collection by Probes and Electrodes in Space Magnetoplasmas: A Review // J. Geophys. Res.: Space Phys. 1993. V. 98. № A1. P. 337.
8. Szuszczewicz E.P., Takas P.Z. Magnetosheath Effects on Cylindrical Langmuir Probes // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 12. P. 2424.
9. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М.: Электроатомиздат, 1988. 240 с.
10. Смирнова В.В. К теории горячего и фотозонда // Геомагнетизм и аэронавигация. 1966. Т. 6. № 2. С. 275.
11. Шувалов В.А. Об аккомодации энергии газовых ионов на поверхности поликристаллов // ПМТФ. 1983. № 6. С. 17.
12. Грановский В.А. Электрический ток в газах. М.–Л.: Гостехиздат, 1952. Т. 1. 432 с.
13. Шульман А.Р., Фридрихов Б.С. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977. 552 с.
14. Мальков М.А. Сток электронов на зонд в плазме средних давлений и в плазме в магнитном поле // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 429.
15. Bohm D., Burhop E.H.S., Massey H.S.W. The Use of Probes for Plasma Exploration in Strong Magnetic Field. In: The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Field. Ch. 2 / Ed. by Cuthric A., Macerling R.K. N.Y.: McGraw Hill, 1949. P. 13.
16. Rubinstein J., Laframboise J.G. Upper-bound Current to a Cylindrical Probe in a Collisionless Magnetoplasma // Phys. Fluids. 1978. V. 21. № 9. P. 1655.
17. Langmuir J., Blodgett K. Current Collection by Space Charge Coaxial Cylinders // Phys. Rev. 1923. V. 22. № 4. P. 374.
18. Bettinger R., Walker E.H. Relationship for Plasma Sheaths about Langmuir Probe // Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 4. P. 748.

19. *Bettinger R.T., Chen A.A.* An End Effect Associated with Cylindrical Langmuir Probes Moving at Satellite Velocities // *J. Geophys. Res.* 1968. V. 73. № 7. P. 2513.
20. *Hester S.D., Sonin A.A.* Ion Temperature Sensitive End Effect in Cylindrical Langmuir Probe Response at Ionosphere Satellite Conditions // *Phys. Fluids.* 1970. V. 11. № 5. P. 1265.
21. *Bettinger R.T.* An in situ System for Measurement of Ionospheric Parameters. In: *Interaction of Space Vehicles with an Ionized Atmosphere* / Ed. by Singer S.F. London: Pergamon Press, 1965. P. 163.
22. *Шувалов В.А., Письменный Н.И., Лазученков Д.Н., Кочубей Г.С.* Зондовая диагностика потоков лабораторной и ионосферной разреженной плазмы // *ПТЭ.* 2013. № 4. С. 98.
23. *Хазен А.М., Шувалов В.А.* Применение термоанемометра – зонда Ленгмюра для диагностики разреженной плазмы // *ТВТ.* 1969. Т. 7. № 5. С. 866.
24. *Шувалов В.А., Чурилов А.Е., Турчин В.В.* О диагностике струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов // *ТВТ.* 1978. Т. 16. № 1. С. 9.
25. *Носачев Л.В., Скворцов В.В.* Исследование параметров замагниченного потока синтезированной плазмы // *ЖТФ.* 1978. Т. 48. № 1. С. 49.
26. *Носачев Л.В., Скворцов В.В.* Характеристики зондов замагниченного потока синтезированной плазмы // *ЖТФ.* 1978. Т. 48. № 11. С. 2319.
27. *Miller N.J.* Some Implications of Satellite Spin Effects in Cylindrical Probe Measurements // *J. Geophys. Res.* 1972. V. 77. № 16. P. 2851.
28. *Wrenn G.L., Smith P.A.* Results Derived from Simulations Measurements Using the Langmuir Plate and Spherical Ion Probe on Explorer-XXXI and the Ionosonde on Alouette // *Proc. IEEE. Spec. Iss.* 1969. V. 57. № 6. P. 1085.
29. *Findlay J.S., Brace L.A.* The Cylindrical Electrostatic Probes Employed on Alouette-II and Explorer-XXXI Satellites // *Proc. IEEE. Spec. Iss.* 1969. V. 57. № 6. P. 1054.
30. *Donley J.L., Brace L.N., Findlay J.A., Hoffman J.H., Wrenn G.L.* Comparison of Results on Explorer-XXXI Direct Measurement Probes // *Proc. IEEE. Spec. Iss.* 1969. V. 57. № 6. P. 1078.
31. *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.