_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ___ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 533.95

ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ВОЗМУЩЕНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2022 г. В. А. Шувалов^{*a*,*}, Н. И. Письменный^{*a*}, Г. С. Кочубей^{*a*}, Д. Н. Лазученков^{*a*}

^а Институт технической механики Национальной академии наук Украины Украина, 49600, Днепр-5, ул. Лешко-Попеля, 15 *e-mail: vashuvalov@ukr.net Поступила в редакцию 08.10.2021 г.

После доработки 16.11.2021 г. Принята к публикации 18.11.2021 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 коэффициентов, характеризующих собирание зондового тока. Полученные формулы позволяют определить концентрацию и температуру электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы с использованием двух выходных сигналов: электронного тока насыщения и потенциала зонда. Показано, что, наряду с возмущениями концентраций, температур электронов и нейтральных частиц, в качестве дополнительных критериев идентификации источников возмущения ионосферной плазмы могут быть использованы такие параметры, как энергобаланс электронов в плазме и напряженность электрического поля, параллельная вектору индукции магнитного поля Земли.

DOI: 10.31857/S0032816222020197

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; исследовании магнитогидродинамических при процессов и течений [1-5]. Интерпретацию зондовых измерений затрудняет достаточно сложная теория, описывающая взаимодействие зондов с плазмой: процессы, сопровождающие собирание тока в системе "зонд-плазма". На вольт-амперной характеристике (в.а.х.) условно выделяют три участка: ветвь ионного тока, переходный участок и область электронного тока насыщения.

Собирание тока цилиндрическими электрическими зондами и электродами в потоках разреженной замагниченной плазмы широко обсуждалось в работах [2—6] и др. Несмотря на многочисленные публикации, приближенные и численные решения задачи о собирании ионного и электронного тока электрическим зондом в замагниченной бесстолкновительной плазме, расчет и интерпретация в.а.х. зонда в конкретных условиях измерений затруднительны.

Ионный ток на зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы — многопараметрическая функция. Интерпретация ионного тока на цилиндрический зонд, определение концентрации заряженных частиц (ионов N_i) по ионной ветви в.а.х. сопряжены с необходимостью учета ряда параметров: зависимости ионного тока от ориентации оси симметрии зонда (\mathbf{l}_p) относительно вектора скорости \mathbf{U}_{∞} потока плазмы; числа Маха (температура, химический состав, молекулярная масса частиц); степени неизотермичности плазмы и характеристических длин (радиус r_p и длина l_p зонда, ларморовский радиус ионов r_i , дебаевский радиус λ_d плазмы, радиус приэлектродного слоя r_i).

Собирание ионного тока электрическим зондом сопровождают процессы фотоэмиссии в ионосфере и вторичной ионно-электронной эмиссии. При плотности ионного тока насыщения на цилиндрический зонд $j_{isat} \sim 10 \cdot 10^{-9}$ А/см² в ионосфере на высотах 500–800 км плотность тока фотоэмиссии для типовых материалов зонда (W, Mo, Au, Pt) лежит в пределах (2–8) $\cdot 10^{-9}$ А/см², что составляет примерно 50–70% от собираемого ионного тока насыщения [1, 7]. Токи вторичной ионно-электронной эмиссии для большинства газовых ионов с энергией $E_i \leq 100$ эВ составляют примерно 5–25% от собираемого зондом ионного тока [8]. Пе-

речисленные факторы существенно затрудняют интерпретацию ионной ветви в.а.х., снижают точность определения концентрации ионов N_i в потоке разреженной замагниченной плазмы.

Собирание электронного тока насыщения при положительных потенциалах цилиндрического зонда ($\phi_W > 0$) в потоке разреженной замагниченной плазмы зависит от ориентации оси симметрии зонда l, относительно вектора индукции внешнего магнитного поля В, 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 [7, 9]. Плотность электронного тока насыщения на цилиндрический зонд в потоке разреженной замагниченной плазмы не зависит от угла между осью симметрии **l**_p зонда и вектором \mathbf{U}_{∞} , а количество параметров, характеризующих собирание электронного тока насыщения, значительно меньше, чем при собирании ионного тока. Процедура интерпретации электронной ветви в.а.х. проще, чем для ионной составляющей зондового тока.

Цель работы — разработать процедуры диагностики потока разреженной замагниченной плазмы с использованием электронного тока насыщения на цилиндрический электрический зонд и идентификации источников возмущения параметров ионосферной замагниченной плазмы по результатам зондовой диагностики.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОК НАСЫЩЕНИЯ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД

В работе [10] для электронного тока I_{eB} на зонд произвольной формы при положительных потенциалах $\Phi_W = e \phi_W / k T_e \ge 0$, близких к потенциалу плазмы, и $T_i / T_e \ll 1$ получена зависимость

$$I_{eB}(\phi_W \ge 0) = I_{0e} \left[1 + \frac{A_p \overline{V_e}}{16\pi \sqrt{\xi} C_B D_{e_{\parallel}} (1 + T_i / T_e)} \right]^{-1},$$
(1)

где $\phi_W = \phi_p - \phi_\infty$ — потенциал зонда ϕ_p относительно потенциала плазмы ϕ_∞ ; k — постоянная Больцмана; T_e и 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, $\bar{V}_e = (8 k T_e / \pi m_e)^{1/2}$, N_e , m_e — заряд, средняя тепловая скорость, концентрация, масса электрона; $\xi = D_{e_\perp} / D_{e_\parallel}$; D_{e_\perp} — коэффициент диффузии поперек силовых линий магнитного поля; $D_{e_\parallel} = \bar{V}_e l_e / 3$ — коэффициент диффузии

вдоль силовых линий магнитного поля; l_e — средняя длина свободного пробега электронов; C_B электростатическая емкость зонда в пространстве, ограниченном длиной свободного пробега электрона, где все размеры вдоль силовых линий B_{∞} увеличены в $\xi^{1/2}$ раз.

В работах [3, 4, 11] ток электронов на слабо заряженный положительный ($\Phi_W \ge 0$) цилиндрический зонд представлен в виде

$$I_{eB}(\Phi_W \ge 0) = I_{0e}(1 + \delta_B)^{-1}, \tag{2}$$

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 на цилиндрический зонд (радиус $r_p = 3.8 \cdot 10^{-2}$ см, длина $l_p = 20.3$ см) научного модуля NASA 18.70 [6] в ионосфере на высотах h = 250-340 км для $r_p/\lambda_d = 1.1 \cdot 10^{-1}$, $2.1 \cdot 10^{-2}$, $1.2 \cdot 10^{-2}$, $r_p/r_e = 1.4 \cdot 10^{-2}$, $r_e/\Delta r_s = 0.3$, 0.45, 2.5 установлено, что

$$\frac{I_{eB}(\Theta_B \ge 65^\circ, \Phi_W = 5)}{I_{eB}(\Theta_B = \pi/2, \Phi_W = 5) = I_{esat}(\Phi_W)} \approx 1,$$
(3)

где $\Delta r_s = r_s - r_p$ — толщина приэлектродного слоя; θ_B — угол между \mathbf{l}_p и вектором индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_{∞} ; I_{esat} — электронный ток насыщения при $B_{\infty} = 0$.

Электронный ток насыщения I_{eB} ($B_{\infty} \neq 0$) на цилиндрический зонд для $\theta_B \ge 65^\circ$ и $\Phi_W = 5.0$ практически равен электронному току насыщения на зонд в отсутствие внешнего магнитного поля. Этот результат [6] согласуется с выводом [13]: для больших $|\phi_p|$ ток, ограниченный орбитальным движением электронов, является верхним пределом зондового тока, 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}_{∞} , может быть представлен в виде зависимости

$$I_{eB} = I_{0e} f_{eB}(\delta_B, \theta_B, \varphi_W, r_p/r_e, r_e/r_s), \qquad (4)$$

где функция f_{eB} определяется с использованием расчетных и экспериментальных данных измерений электронного тока на цилиндрический зонд в потоках разреженной замагниченной плазмы в ионосфере и в лабораторной плазме. Вид функции f_{eB} и величину электронного тока насыщения I_{eB} при $\Phi_W \ge 5.0$ определяют параметры $r_p, \lambda_d, r_s, r_e = V_e/\omega_{eB}$, где $V_e = (2kT_e/m_e)^{1/2}$; ω_{eB} циклотронная частота электрона. В работе [6] для оценки $\Delta r_s / \lambda_d$ используется зависимость

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

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

$$\Delta r_s / \lambda_d = \Phi_W^{1/2}.$$
 (5)

Из формулы (5) следует, что

$$\left(\Delta r_s/r_p\right)^2 = 1.05 \cdot 10^{-5} \frac{l_p}{r_p} \frac{\varphi_W^{3/2}}{l_{eW}},\tag{6}$$

где I_{eW} – зондовый ток, измеренный при ϕ_W .

Для $r_s/r_p \gg 1$ с погрешностью, не превышающей 7%, $(\Delta r_s/r_p)^2 \rightarrow (r_s/r_p)^2$. Соотношение (6) подобно закону трех вторых для цилиндрического электрода [13]

$$\beta^{2} (r_{s}/r_{p})^{2} = 1.47 \cdot 10^{-5} \frac{l_{p}}{r_{p}} \frac{\varphi_{W}^{3/2}}{I_{eW}},$$

$$\rho \approx 0.84\beta (r_{s}/r_{p}), \text{ a } r_{s} = 1.29 \cdot 10^{-3}$$

T.e. $r_s/r_p \approx 0.84\beta(r_s/r_p)$, a $r_s = 1.29 \cdot 10^{-3} \times \phi_W^{3/4} (A_p/I_{eW})^{1/2}$.

С другой стороны, в работах [14–16] для параметров $\Delta r_s / \lambda_d$ и Φ_W получены соотношения, которые могут быть представлены в виде

$$\Delta r_s / \lambda_d = \gamma \Phi_W^{3/4},\tag{7}$$

где ү – числовой множитель.

Из формулы (7) следует, что

$$\left(\frac{\Delta r_s}{r_p}\right)^2 = 6.24\gamma^2 \frac{l_p}{r_p} \frac{\phi_w^2}{r_e \omega_{eB} I_{eW}}.$$
(8)

При $\phi_w \gg 1$ ($\phi_p \gg \phi_\infty$) в формулах (6), (8) $\phi_w \simeq \phi_p$, а $I_{eW} \simeq I_{ep}$.

По результатам измерений в.а.х. цилиндрических зондов в ионосфере и в лабораторной плазме при 0.17 эВ $\leq T_e \leq 6.15$ эВ и 5 · 10⁴ см⁻³ $\leq N_e \leq$ $\leq 4 \cdot 10^9$ см⁻³ [2, 4, 14–17]: 0.49 $\leq \gamma \leq 0.58$, среднее значение $\gamma_{mid} = 0.53$. Из равенства соотношений (5) и (7) получаем, что $\gamma \approx \Phi_w^{-1/4}$ и для 5 $< \Phi_w \leq 25$ имеем $\gamma_{mid} = 0.51$. Следовательно, при $r_s/r_p \gg 1$ и $\Delta r_s/r_p \approx r_s/r_p$ получим

$$r_s/r_e \approx 8.3 \cdot 10^{-9} \varphi_p^{1/4} \omega_{eB} (A_p/I_{ep})^{1/2}.$$
 (9)

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились на стенде Института технической механики НАН Украины (ИТМ). Стенд относится к классу плазменных аэродинамических труб. Безмасляная откачивающая система производительностью порядка 50 м³/с и наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом, обеспечивают в вакуумной камере стенда (цилиндр \emptyset 1.2 и длиной 3.5 м) остаточное давление порядка 1 \cdot 10⁻⁵ H/м², а при натекании газа — рабочее давление порядка 10⁻⁴— 10⁻³ H/м². В качестве источника потоков разреженной плазмы служит газоразрядный ускоритель с ионизацией рабочего газа электронным ударом и осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле, с "саморазгоном" плазмы [17, 18].

Для диагностики потока разреженной плазмы на стенде использовались микроволновый 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 вертикальной плоскостях и вращение вокруг вертикальной оси. Точность отсчета для линейных перемещений порядка $0.5 \cdot 10^{-3}$ м, для угловых — порядка 0.5° . Определение параметров плазмы осуществлялось с использованием в.а.х. зондов и сигналов микроволнового интерферометра.

В экспериментах использовались три цилиндрических зонда, изготовленных из молибдена, со следующими геометрическими характеристиками: $r_{p_1} = 5 \cdot 10^{-2}$ см, $l_{p_1} = 8 \cdot 10^{-1}$ см, $r_{p_2} = 4.5 \cdot 10^{-3}$ см, $l_{p_2} = 9 \cdot 10^{-1}$ см и $r_{p_3} = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $l_{p_3} = 4 \cdot 10^{-1}$ см. При измерениях в.а.х. для всех зондов реализован режим бесстолкновительного обтекания потоком плазмы.

В работе [6] показано, что при $\phi_p \gg \phi_{\infty}$ концентрация электронов N_e в потоке разреженной замагниченной плазмы может быть определена по электронному току насыщения цилиндрического зонда, ось которого ортогональна векторам скорости потока плазмы U_{∞} и индукции B_{∞} внешнего магнитного поля, из соотношения

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

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

В работах [19, 20] экспериментально установлено, что корректное определение величины 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}_{∞} .

Условия измерений	Режимы измерений зондового тока	Масштабные коэффициенты				
		l_p/r_p	r_p/λ_d	l_p/λ_d	r_p/r_e	r_e/r_s
Стенд ИТМ	Ι	16	$1.4 \cdot 10^{-1}$	2.3	$1.8 \cdot 10^{-2} - 2.2$	$1.5 \cdot 10^{-1} - 8$
		200	$1.3\cdot 10^{-2}$	2.6		
	II	100	$1.5 \cdot 10^{-1}$	15.4	$1 \cdot 10^{-2} - 1.3$	—
Ионосфера, модуль NASA 18.70,	А		$1.1 \cdot 10^{-1}$	58.8	$1.4 \cdot 10^{-2}$	2.5
<i>h</i> = 250–340 км [6]	В	534	$2.1\cdot 10^{-2}$	11.2		0.47
	С		$1.2\cdot 10^{-2}$	6.4		0.3
Ионосфера, к.а. Explorer-31 [21]	<i>h</i> = 618 км	1533	$2 \cdot 10^{-2}$	32.1	$8.8 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-1}$

Таблица 1. Масштабные коэффициенты при измерениях электронного тока насыщения на цилиндрический зонд в потоке замагниченной плазмы

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

I) температура $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ К и концентрация $N_e = 4.6 \cdot 10^6$ см⁻³ электронов, скорость ионов



Рис. 1. Нормированная зависимость электронного тока насыщения на цилиндрический зонд i_{eB}^- , ось симметрии \mathbf{l}_p которого параллельна вектору индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_{∞} при $\Phi_W = 0$ от r_p/r_e : 1 – измерения на стенде ИТМ при $1.8 \cdot 10^{-2} \le r_p/r_e \le 2.2$; 2 - [6, рис. 4]; 3 - плоский зонд [4, рис. 5];

4 – аппроксимация авторов $i_{eB}^{-} = \left(1 + \frac{3\pi}{16} \frac{r_p}{r_e}\right)^{-1}$.

 $U_i \approx 8.3$ км/с, индукция внешнего магнитного поля $B_{\infty} = 150, 15$ Гс;

II) $T_e = 3.5 \cdot 10^4$ K, $N_e = 2.5 \cdot 10^9$ см⁻³, $U_i = 10.6$ км/с и $B_{\infty} = 150, 15$ Гс.

Масштабные коэффициенты, характеризующие собирание электронного тока зондами на стенде, а также значения масштабных коэффициентов при измерениях электронного тока цилиндрическим зондом в ионосфере на научном модуле NASA 18.70 [6, рис. 4, режимы измерений зондового тока A, B, C] и на космическом аппарате (к.а.) Explorer 31 приведены в табл. 1. При оценке значений масштабных коэффициентов для к.а. Explorer 31 использовались данные из работ [21–24].

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА НАСЫЩЕНИЯ ОТ ИНДУКЦИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 1 показана зависимость нормированного электронного тока насыщения на цилиндрический зонд от параметра r_p/r_e при $\mathbf{l}_p \parallel \mathbf{B}_{\infty}$ и $\theta_B = 0, \ \Phi_W = 0,$

$$\bar{I}_{eB} = I_{eB}(\Theta_B = 0, \Phi_W = 0)/I_{0e},$$
 (10)

где $I_{0e} = I_{esat}(\Phi_W = 0) = A_p \overline{V_e} N_e / 4.$

Зависимость электронного тока насыщения на цилиндрический зонд аппроксимирована авторами следующим образом: $i_{eB}(\theta_B = 0, \Phi_W = 0) =$ $= \left(1 + \frac{3\pi r_p}{16 r_e}\right)^{-1}$. В сильном магнитном поле пара-

метр r_p/r_e увеличивается, и цилиндрический зонд при $\theta_B = 0$ работает как плоский.

При высоких положительных потенциалах зонда собирающей поверхностью служит поверхность приэлектродного слоя радиусом *r*_s. На рис. 2 при-



Рис. 2. Нормированная зависимость электронного тока насыщения i_{eB}^- на цилиндрический зонд от коэффициента r_e/r_s при $\theta_B = 0$, $\Phi_W \ge 5$: *1* – данные [6]; *2* – измерения на к.а. Explorer 31 [21]; *3* – измерения авторов на стенде; *4* – аппроксимация авторов (11).

ведены значения электронного тока насыщения при $\theta_B = 0$ и $\Phi_W \ge 5$, нормированного на его максимальное значение при $\theta_B = \pi/2$, $\bar{i_{eB}} = I_{eB}(\theta_B = 0;$ $\Phi_W \ge 5)/[I_{eB}(\theta_B = \pi/2, \Phi_W \ge 5) = I_{esat}(\Phi_W \ge 5)]$, и аппроксимация авторов

$$i_{eB}^{-}(\Theta_B = 0, \, \Phi_W \ge 5) = \left(1 + \frac{3\pi r_s}{16 r_e}\right)^{-1}.$$
 (11)

В слабых магнитных полях $r_e/r_s \gg 1$ $(r_e/r_s \ge 50)$ нормированный ток на зонд $i_{eB}^-(\Theta_B = 0, \Phi_W \ge 5) \simeq 1$, т.е. $I_{eB}(\Theta_B = 0, \Phi_W \ge 5) = I_{eB}(\Theta_B = \pi/2, \Phi_W \ge 5) =$ $= I_{esat}(\Phi_W \ge 5)$. При $\Phi_W \ge 5$ и $\phi_p \gg \phi_\infty$ ток насыщения на зонд $I_{eB} = I_{esat} = \frac{A_p}{\pi} e N_e (2e\phi_p/m_e)^{1/2}$ и концентрация электронов N_e определяется по измеренным значениям I_{esat} и ϕ_p .

На рис. З представлены зависимости нормированного i_{eB}^- электронного тока насыщения на цилиндрический зонд от угла θ_B для значений безразмерного потенциала $\Phi_W = 5$ [6] и $\Phi_W \approx 12.6$ (измерения авторов на стенде). Электронный ток насыщения $I_{eB}(\theta_B, \Phi_W)$ нормирован на его максимальное значение $I_{eB}(\theta_B = \pi/2, \Phi_W)$. Точки 5 на рис. 3 для $\Phi_W \ge 5$ соответствуют аппроксимации авторов

$$i_{eB}^{-}(\Theta_{B}, \Phi_{W}) = \frac{I_{eB}(\Theta_{B}, \Phi_{W})}{[I_{eB}(\Theta_{B} = \pi/2, \Phi_{W}) = I_{esat}(\Phi_{W})]} = (12)$$
$$= \sin \Theta_{B} + i_{eB}^{-}(\Theta_{B} = 0, \Phi_{W})(1 - \sin \Theta_{B})^{0.7},$$

где

$$i_{eB}^{-}(\Theta_{B} = 0, \Phi_{W}) = \frac{I_{eB}(\Theta_{B} = 0, \Phi_{W})}{[I_{eB}(\Theta_{B} = \pi/2, \Phi_{W})]} = \left(1 + \frac{3\pi r_{s}}{16 r_{e}}\right)^{2}$$
$$I_{eB}(\Theta_{B} = \pi/2, \Phi_{W}) = I_{esat}(\Phi_{W}) = I_{0e}\frac{2}{\sqrt{\pi}}(1 + \Phi_{W})^{1/2}.$$

Таким образом, электронный ток насыщения, собираемый цилиндрическим зондом при $\theta_B = 0$, может быть представлен в виде

$$I_{1} = I_{eB}(\Theta_{B} = 0, \Phi_{W} \ge 5) =$$

$$= I_{esat} \left(1 + \frac{3\pi r_{s}}{16 r_{e}} \right)^{-1} = \chi_{1} N_{e} \varphi_{p_{1}}^{1/2} \left(1 + \frac{3\pi r_{s}}{16 r_{e}} \right)^{-1}$$
(13)

И

$$I_{2} = I_{eB}(\Theta_{B} = 0, \Phi_{W} = 0) =$$

= $I_{0e} \left(1 + \frac{3\pi}{16} \frac{r_{p}}{r_{e}} \right)^{-1} = \chi_{2} N_{e} T_{e}^{1/2} \left(1 + \frac{3\pi}{16} \frac{r_{p}}{r_{e}} \right)^{-1},$ (14)

где $\chi_1 = \frac{A_p}{\pi} \left(\frac{2e^3}{m_e} \right)^{1/2}, \chi_2 = A_p \left(\frac{ek}{2\pi m_e} \right)^{1/2},$ индекс "1" – измерения при $\Phi_W \ge 5$, индекс "2" – при $\Phi_W = 0$.

Для углов $\theta_B \ge 65^\circ$, $\Phi_W \ge 5$ и $r_p < r_e \le r_s$ электронный ток насыщения на цилиндрический зонд в потоке разреженной замагниченной плаз-



Рис. 3. Зависимости нормированного электронного тока насыщения i_{eB}^- на цилиндрический зонд от угла θ_B между осью \mathbf{l}_p зонда и вектором индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B}_{∞} для фиксированных значений безразмерного потенциала Φ_W : 1-3 – измерения тока цилиндрическим зондом научного модуля NASA 18.70 в ионосфере на высотах h = 250-340 км при $\Phi_W = 5$ [6]; 4 – измерения авторов на стенде при $\Phi_W \approx 12.6$; 5 – расчетные значения зондового тока по аппроксимации авторов (12) для $\Phi_W \ge 5$.



Рис. 4. Зависимости нормированного электронного тока насыщения i_{eB} на цилиндрический зонд при Φ_W = const от θ_B : 1-3 – измерения электронного тока насыщения на научном модуле NASA 18.70 (режимы A, B, C [6]); 4 – расчеты авторов, аппроксимация (12); 5, 6 – значения тока, измеренные на высоте h = 618 км к.а. Explorer 31 [21, рис. 86, 96].

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2022

мы не зависит от угла $\theta_B: i_{eB}^-(\theta_B \ge 65^\circ, \Phi_W) \simeq 1.0$ и $I_{eB}(\theta_B \ge 65^\circ, \Phi_W) = I_{esat}(\Phi_W)$. Этот вывод подтверждают и измерения электронного тока насыщения на цилиндрический зонд к.а. Explorer 31 [21]. Измеренные на высоте h = 618 км [21, рис. 86 и 96] значения $i_{eB}^-(\theta_B, \Phi_W) = \text{const}$) показаны на рис. 4. Значения масштабных коэффициентов для режимов измерений представлены в табл. 1. Приведенные зависимости и соотношения позволяют по электронному току насыщения, собираемому цилиндрическим зондом, определять концентрацию N_e и температуру T_e электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы. При $\theta_B = \pi/2$ ($\mathbf{I}_p \perp \mathbf{B}_{\infty}$) и $\phi_p \gg \phi_{\infty}$ [17]

концентрация электронов

$$N_e = \chi_1^{-1} I_{esat} \varphi_p^{-1/2} = \chi_1^{-1} \left(\frac{dI_{esat}^2}{d\varphi_p} \right)^{1/2}, \qquad (15a)$$

температура электронов

$$T_e = \left(\frac{4}{\pi}\right) I_{0e}^2 \left(\frac{dI_{esat}^2}{d\phi_p}\right)^{-1},$$
 (15b)

потенциал плазмы

$$\varphi_{\infty} = \varphi_p - I_{esat}^2 \left(\frac{dI_{esat}^2}{d\varphi_p} \right)^{-1}.$$
 (15c)

При $\theta_B = 0$ ($\mathbf{l}_p \parallel \mathbf{B}_{\infty}$) и $\phi_{p_1} \gg \phi_{\infty}$ ($\Phi_W \ge 5$) из соотношений (9), (13) следует, что

$$N_e = \frac{I_1}{\chi_1 \varphi_{p_1}^{1/2}} [1 + 4.9 \cdot 10^{-9} \omega_{eB} \varphi_{p_1}^{1/4} (A_p / I_1)^{1/2}] \quad (16a)$$

И

$$T_{e}^{1/2} = 1.75 \cdot 10^{-1} r_{s} B_{\infty} (i_{eB_{1}}^{-1} - 1)^{-1} =$$

= 1.75 \cdot 10^{-1} r_{s} B_{\infty} \left[\left(\frac{I_{esal}}{I_{1}} \right) - 1 \right]^{-1}, (16b)

а при $\Phi_W = 0$

$$T_e^{1/2} = 1.75 \cdot 10^{-1} r_p B_{\infty} (i_{eB_2}^{-1} - 1)^{-1} =$$

= 1.75 \cdot 10^{-1} r_p B_{\infty} \left[\begin{pmatrix} I_{e0} \\ I_2 \end{pmatrix} - 1 \end{pmatrix}^{-1} = (16c) \end{pmatrix} (16c)

При $r_s/r_e > 1$ следует $i_{eB_1}^{-1} = I_{esat}/I_1 > 1$, а для $r_p/r_e > 1 - i_{eB_2}^{-1} = I_{0e}/I_2 > 1$; из соотношений (16b), (16c) получим

$$T_e^{1/2} = 1.75 \cdot 10^{-1} r_s B_{\infty} I_1 / I_{esat}, \qquad (17a)$$

$$T_e^{1/2} = 1.75 \cdot 10^{-1} r_p B_{\infty} I_2 / I_{0e}$$
(17b)

 $T_e^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{r_p}{r_s} \frac{I_2}{I_1} (e\phi_{p_1})^{1/2}.$ (17c)

Для электронных ветвей в.а.х. двух взаимно ортогональных цилиндрических зондов, ось одного из которых ортогональна **B**_∞ (или двух положений одиночного цилиндрического зонда при $\theta_B = 0$ и $\theta_B = \pi/2$), соотношения (16) и (17) устанавливают связь между индукцией внешнего магнитного поля B_{∞} и температурой электронов плазмы T_e . В эксперименте NASA 18.70 на высотах h = 250-340 км с наклонением орбиты $\beta \approx 32^{\circ}$ и $T_e = (8.6-8.9) \cdot 10^{-2}$ эВ значение индукции внешнего магнитного поля Земли $B_{\infty} \approx 0.36$ Гс согласуется с расчетными (16) значениями $B_{\infty} \approx 0.37$ Гс (погрешность примерно равна 3%).

Для значений масштабных коэффициентов, соответствующих измерениям на к.а. Explorer 31, высота h = 618 км и $i_{eB}^{-}(\Theta_B = 0, \Phi_W \gg 1) \approx 0.49$ [21], из формулы (16) следует $T_e \approx 0.23$ эВ, что в пределах погрешности не более 5% согласуется со значением $T_e \approx 0.24$ эВ [25] (день, средняя солнечная активность).

Таким образом, применение двух взаимно ортогональных цилиндрических зондов, один из которых перпендикулярен вектору индукции магнитного поля $\mathbf{l}_p \perp \mathbf{B}_{\infty}$ (или двух значений тока, измеренных одиночным зондом при $\theta_B = 0$, $\varphi_p \gg \varphi_{\infty}$ и $\varphi_p \approx \varphi_{\infty}$), позволяет определять не только концентрацию N_e и температуру T_e электронов в потоке разреженной замагниченной плазмы, но и индукцию B_{∞} внешнего магнитного поля. При этом использование электронного тока насыщения в.а.х. цилиндрического зонда для $\mathbf{l}_p \parallel \mathbf{B}_{\infty}$ позволяет избавиться от необходимости учета эмиссионных процессов при собирании зондового тока и искажения переходного участка в.а.х. из-за загрязнения зонда в ионосфере [2, 26–28].

Применение одновременно с цилиндрическим электрическим зондом и зонда давления [17, 29] позволяет, дополнительно к концентрации N_e и температуре T_e электронов, определить температуру T_n и концентрацию N_n нейтральных частиц в потоке разреженной замагниченной плазмы. Температуру ионов T_i можно определить из соотношения [17, 29]

$$T_i = T_n + \frac{T_e - T_n}{1 + \delta_{in} v_{in} / \delta_{ie} v_{ie}},$$
(18)

где $\delta_{i\alpha}$ — доля энергии, теряемая ионами при соударениях с электронами ($\alpha = e$) и нейтральными частицами ($\alpha = n$); $v_{i\alpha}$ — частота соударений "ион электрон" и "ион — нейтральная частица".

или

ЭНЕРГОБАЛАНС ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Параметры ионосферной плазмы зависят от воздействия внешних источников (воздействие сверху — Солнце, магнитные бури; воздействие снизу — Земля, геомагнитная и сейсмическая активность). Внешнее воздействие генерирует электрическое поле в плазме и, как следствие, процессы нагрева электронов, ионов и нейтральных частиц. Энергобаланс электронов определяется мощностью Q_e , генерируемой электрическим полем (закон Джоуля—Ленца), и потерями энергии при соударениях электронов с тяжелыми частицами [25, 30]:

$$Q_e = \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}_p =$$

$$= \frac{3}{2} k T_e N_e \left[\left(1 - \frac{T_n}{T_e} \right) \delta_{en} \mathbf{v}_{en} + \left(1 - \frac{T_i}{T_e} \right) \delta_{ei} \mathbf{v}_{ei} \right], \quad (19)$$

где \mathbf{J}_e — ток электронов в плазме, \mathbf{E}_p — напряженность электрического поля в плазме.

При $\mathbf{J}_{e} \cdot \mathbf{E}_{p} = \sigma_{e} E_{p}^{2} / (1 + \beta_{e}^{2})$ из формулы (19) следует, что

$$E_p^2 = \frac{3}{2} \frac{kT_e}{e} \left(\frac{m_e}{e}\right) \left[\left(1 - \frac{T_n}{T_e}\right) \delta_{en} v_{en} + \left(1 - \frac{T_i}{T_e}\right) \delta_{ei} v_{ei} \right] \times (\omega_{eB}^2 + v_{e\Sigma}^2) / v_{e\Sigma}$$

или

$$E_{p} = 2.92 \cdot 10^{-6} \left\{ \frac{kT_{e}}{e} \left[\left(1 - \frac{T_{n}}{T_{e}} \right) \delta_{en} v_{en} + \left(1 - \frac{T_{i}}{T_{e}} \right) \delta_{ei} v_{ei} \right] (\omega_{eB}^{2} + v_{e\Sigma}^{2}) / v_{e\Sigma} \right\}^{1/2},$$

где σ_e – проводимость плазмы; $\beta_e = \omega_{eB} / v_{e\Sigma}$; $v_{e\Sigma} = v_{ei} + v_{en}$.

Магнитное поле не влияет на компоненту скорости электронов, параллельную \mathbf{B}_{∞} , а влияет только на движение электронов в направлении, перпендикулярном \mathbf{B}_{∞} . Коэффициенты переноса вдоль силовых линий магнитного поля равны коэффициентам переноса в отсутствие магнитного поля ($\mathbf{B}_{\infty} = 0$) [31].

Напряженность электрического поля в плазме, параллельная \mathbf{B}_{∞} , имеет вид

$$E_{p_{\parallel}} = 2.92 \cdot 10^{-6} \left\{ \frac{k T_e}{e} \left[\left(1 - \frac{T_n}{T_e} \right) \delta_{en} v_{en} + \left(1 - \frac{T_i}{T_e} \right) \delta_{ei} v_{ei} \right] (v_{en} + v_{ei}) \right\}^{1/2}.$$
 (20)

Для электронов в ионосфере на высотах 200– 700 км определяющими являются неупругие столкновения с нейтральными частицами – с атомарным кислородом (а.к.).

Коэффициент δ_{eO} потери энергии электронов при соударениях с а.к. [25]

$$\delta_{eO} = \delta_{ynp} \frac{1}{T_n T_e^{1/2}},\tag{21}$$

где T_n и T_e измерены в электронвольтах.

С учетом данных [25, 32] для неупругих соударений "электрон – а.к." следует, что

$$\delta_{eO}^* v_{eO}^* = 2 \cdot 10^{-12} N_O / T_n,$$

где T_n измеряется в электронвольтах; N_0 , см⁻³ – концентрация атомов кислорода.

При этом $(\delta_{e0}v_{e0})_{ynp}/\delta_{e0}^*v_{e0}^* \approx T_e^{1/2}T_n \ll 1$, и в формулах (18), (19) в качестве множителя $\delta_{en}v_{en}$ для системы "электрон – а.к." используется $\delta_{e0}^*v_{e0}^*$. Для определения температуры T_i ионов а.к. в формуле (18) применяются итерационные процедуры, так как частота соударений "ион – нейтральная частица"

при резонансной перезарядке $O^+ + O \rightarrow O + O^+$ [25] определяется формулой

$$v_{in} \simeq v_{O^+ + O} \simeq 1.8 \cdot 10^{-9} (T_i + T_n)^{1/2} N_O,$$
 (22)

а сечение резонансной перезарядки [33] является функцией T_i и T_n .

В первом приближении в формулах (18), (22) для высот h = 200-700 км ночью и 200-500 км днем используется $T_i \approx T_n$, а на высотах 600-700 км – $T_i \approx (T_e + T_n)/2$ [25]. Для реакции перезарядки а.к.: $\delta_{in} = \delta_{\Omega^+ + \Omega} \approx 1/2$.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ НА К.А. "СИЧ-2"

На к.а. "Сич-2" (высота орбиты h = 700 км, наклонение $\beta \simeq 98.1^{\circ}$, 2011—2012 гг.) для диагностики ионосферной разреженной плазмы использовалась аппаратура, разработанная авторами в работах [17, 29]:

Условия измерений		Масштабные коэффициенты					
		l_p/r_p	r_p/λ_d	l_p/λ_d	r_p/r_e	r_e/r_s^*	
День	Полюс	240	$6 \cdot 10^{-2}$	14.6	$1.4 \cdot 10^{-2}$	0.58	
	Экватор				$0.7\cdot 10^{-2}$	1.15	
Ночь	Полюс		$5 \cdot 10^{-2}$	12.0	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.36	
	Экватор				$0.9\cdot 10^{-2}$	0.72	

Таблица 2. Масштабные коэффициенты при собирании тока цилиндрическим зондом на к.а. "Сич-2" в ионосфере Земли

* Измерения r_s выполнены при $\Phi_W = e \varphi_W / k T_e \approx +15$.

— цилиндрический электрический зонд для измерения параметров заряженных частиц (длина рабочей части $l_p = 12.0$ см, радиус $r_p = 5 \cdot 10^{-2}$ см с охранным электродом $l_g = 12.5$ см и радиусом $r_g = = 0.2$ см);

 двухканальный зонд давления для измерения параметров нейтральных частиц.

При измерениях в ионосфере на к.а. "Сич-2" ось цилиндрического зонда параллельна вектору скорости потока плазмы $\mathbf{l}_p \parallel \mathbf{U}_{\infty}$ и в полярной области $\mathbf{l}_p \perp \mathbf{B}_E$, а в экваториальной $\mathbf{l}_p \parallel \mathbf{B}_E$ (\mathbf{B}_E – вектор индукции магнитного поля Земли). В полярной области параметры заряженных частиц T_e и N_e определялись по электронному току насыщения в.а.х. цилиндрического зонда по выходным сигналам I_{esat} , φ_p с использованием соотношений (15), а в экваториальной – соотношений (16) и (17) [17, 29]. Масштабные коэффициенты при собирании тока цилиндрическим зондом на к.а. "Сич-2" приведены в табл. 2.

Результаты измерений на к.а. "Сич-2" 01.09.2011 параметров ионосферной плазмы представлены на рис. 5а и 5б (кривые 1). Измеренные значения N_e , T_e и T_n хорошо согласуются с расчетами (кривые 2) по модели ионосферы IRI-2012 (International Reference Ionosphere-2012). Измерения выполнялись в спокойной геомагнитной обстановке при среднем уровне солнечной активности: $K_p = 1_+, A_p = 5, R_s = 78 (K_p - трехчасовой геомагнитный индекс, данные World Data Center$ http://swd-cdb.kugi.kyoto-u.ac.jp; А_p- эквивалентный планетарный геомагнитный индекс; R_s – количество солнечных пятен, данные National Geophysical Data Center (NGDS) http://sidcoma.be/ sunspot-data). Пространственно-временные координаты (Latitude, Longitude, мировое время UT) для N_e^{max} , T_e^{min} и T_i^{min} соответствуют точке пересечения подспутниковой трассы (рис. 5в, штриховая линия) и магнитного экватора (сплошная линия). Вдоль подспутниковой трассы приведены значения универсального времени UT. Максимум N_e^{max} и минимумы T_e^{min} и T_i^{min} иллюстрируют влияние экваториальной ионизационной аномалии (э.и.а., EIA) на возмущения параметров ионосферной плазмы. Эффект влияния э.и.а. на распределения N_e , T_e и T_i согласуется с результатами зондовой диагностики ионосферной плазмы на к.а. DEMETER и MKC [34, 35] и с расчетами по модели IRI-2012.

Измеренным и расчетным значениям параметров N_e^{max} , T_e^{min} , T_i^{min} и T_n соответствуют значения энергобаланса электронов в плазме $Q_e^{\text{EIA}} =$ $= \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}_p = 8.6 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/м}^3$ и составляющей напряженности электрического поля в плазме $E_{p||}^{\text{EIA}} =$ $= 4.3 \cdot 10^{-7} \text{ Вт/м}.$

На рис. 6 приведены результаты измерения N_e , *T*_e и *T*_n 14.09.2011 на к.а. "Сич-2" (сплошные линии на рис. 6б-6г) и расчетные значения этих параметров по модели IRI-2012 (штриховые линии). Измерения 14.09.2011, как и 01.09.2011, проводились в магнитоспокойной обстановке при среднем уровне солнечной активности: $K_p = 1_+ - 1$, $A_p = 5-4, R_s = 78.$ Наличие максимумов на распределениях N_e , T_e и T_n в точке пересечения подспутниковой трассы и магнитного экватора $(UT_1 \approx 1.7)$ предположительно свидетельствует о возмущениях ионосферной плазмы, обусловленных сейсмической активностью [29]. Согласно данным службы USGS (United State Geological Survey; http://neic.usgs.gov), на подспутниковой трассе 14.09.2011 землетрясений с магнитудой $M \ge 5$, глубиной $h_d \le 50$ км не зафиксировано. Данные USGS, характеризующие сейсмическую обстановку на подспутниковой трассе к.а. "Сич-2" 13.09.2011 и 15.09.2011, приведены в табл. 3. Возмущения параметров ионосферной плазмы, обусловленные сейсмической активностью и зарегистрированные 14.09.2011 как N_e^{\max} , T_e^{\max} , T_n^{\max} имели место на фоне э.и.а. UT = 1.7 ($N_e^{\text{max}}, T_e^{\text{min}}$, $T_n = \text{const}$). Расчетные значения параметров

2022



Рис. 5. Экваториальная ионизационная аномалия – источник возмущений параметров ионосферной плазмы, зарегистрированных на к.а. "Сич-2" 01.09.2011 в точке пересечения подспутниковой трассы и магнитного экватора: **a** – концентрация электронов N_e ; **б** – температура T_{α} электронов ($\alpha = e$), ионов ($\alpha = i$) и нейтральных частиц ($\alpha = n$); 1 – измеренные значения параметров плазмы, 2 – расчетные значения по IRI-2012; **в** – подспутниковая трасса (штриховая линия), магнитный экватор (сплошная линия) и их точка пересечения (кружок).

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2022

Обозначения на рис. ба	Дата	Магнитуда М	Глубина <i>h_d</i> , км	Время толчка UT ₂	Latitude	Longitude
	15.09.2011	4.9	44	10:46:31	3.3°N	126.7°E
\bigtriangleup	15.09.2011	6.1	28	08:00:09	36°N	141°E
0	13.09.2011	4.8	35	09:10:21	35°N	141°E

Таблица 3. Сейсмическая обстановка на подспутниковой трассе к.а. "Сич-2"

ионосферной плазмы при э.и.а. показаны на рис. 66-6г штриховыми линиями. Наиболее вероятным источником возмущений ионосферы, зарегистрированных в виде N_e^{\max} , T_e^{\max} , T_n^{\max} в момент пролета к.а. "Сич-2" UT₁ = 1.65 (рис. 6а), является зарождающееся землетрясение, зафиксированное USGS 15.09.2011 в $UT_2 = 10.46.31$, M = 4.9, $h_d = 44$ км (табл. 3). Отклонение во времени между регистрацией возмущений параметров ионосферной плазмы в момент $UT_1 = 1.65$ пролета к.а. и временем толчка UT_2 составляет $\Delta UT = UT_2 -UT_1 \approx +33$ ч. Возмущения параметров плазмы из-за землетрясения происходили на фоне э.и.а. Энергобаланс электронов в плазме, реагирующих на землетря
сение, определяется как $Q_e^{\Sigma} = 5.4 \cdot 10^{-11} \ {\rm Br/m^3}$ и $E_{\text{DII}}^{\Sigma} = 6.9 \cdot 10^{-7} \text{ B/м}$, а энергобаланс, обусловленный влиянием э.и.а., $Q_e^{\text{EIA}} = 9.2 \cdot 10^{-12} \text{ Bt/m}^3$ и $E_{p\parallel}^{\text{EIA}} =$ = 4.7 · 10⁻⁷ В/м. Увеличение Q_e^{Σ} и $E_{p\parallel}^{\Sigma}$, как и наличие максимумов на распределениях N_e, T_e, T_i и T_n над эпицентром землетрясения на фоне э.и.а., может быть использовано для идентификации источника внешнего воздействия на ионосферу, связанного с сейсмической активностью на подспутниковой трассе.

Эффект влияния землетрясения на распределение параметров ионосферной плазмы в присутствии э.и.а. зафиксирован приборами к.а. "Сич-2" 02.10.2011 (рис. 7). Пространственно-временные распределения параметров ионосферной плазмы вдоль орбиты к.а. "Сич-2" показаны на рис. 7б, 7в. Измерения 02.10.2011, как и 01.09.2011 и 14.09.2011, проводились в спокойной геомагнитной обстановке при среднем уровне солнечной активности: $K_p = 2-3$, $A_p = 5-12$, $R_s = 88$. Службой USGS на подспутниковой трассе к.а. "Сич-2" 02.10.2011 не зафиксировано землетрясений с магнитудой $M \ge 5$ и глубиной $h_d \le 50$ км. Возмущения параметров ионосферы, измеренные 02.10.2011 на к.а. "Сич-2" в UT₁ = 4.0 (Lat = 1°N, Long = 98° E), обусловлены влиянием э.и.а. и сейсмической активностью на подспутниковой трассе (эпицентр показан на рис. 7а темным квадратом). До пролета к.а. службой USGS 01.10.2011 зафиксировано семь последовательных толчков в моменты времени UT₂ от 04.47 до 2.47; M = 5.1 -

5.2, $h_d = 14-46$ км, Lat = 12.7°N, Long = 95.85°E. После пролета к.а. "Сич-2" службой USGS 03.10.2011 зафиксирован толчок: UT₂ = 04.47, M == 4.8, $h_d = 42$ км, Lat = 13.1°N, Long = 95.8°E. В соответствии с расчетными значениями параметров плазмы и измеренными на к.а. "Сич-2" энергобаланс электронов из-за э.и.а. составил $Q_e^{\text{EIA}} =$ = 8.1 · 10⁻¹² BT/м³, $E_{p\parallel}^{\text{EIA}} = 3.8 \cdot 10^{-7}$ B/м, а при сейсмической активности $Q_e^{\Sigma} = 4.9 \cdot 10^{-11}$ BT/м³, $E_{p\parallel}^{\Sigma} =$ = 6.4 · 10⁻⁷ B/м.

Сейсмическая активность на подспутниковой трассе на фоне э.и.а. – источник возмущений параметров ионосферной плазмы (максимумы N_e , T_e , T_i и T_n) и увеличения энергобаланса электронов в плазме над эпицентром землетрясений: $Q_e^{\Sigma}/Q_e^{\text{EIA}} \approx 5.9, E_{p\parallel}^{\Sigma}/E_{p\parallel}^{\text{EIA}} \approx 1.5$ (14.09.2011, рис. 6) и $Q_e^{\Sigma}/Q_e^{\text{EIA}} \approx 6.1, E_{p\parallel}^{\Sigma}/E_{p\parallel}^{\text{EIA}} \approx 1.7$ (02.10.2011, рис. 7).

На рис. 8б цифрой 4 обозначен максимум амплитуды возмущения концентрации электронов N_a^{max}, измеренный 02.08.2011 на к.а. "Сич-2" в полярной ионосфере. В полярной ионосфере цилиндрический зонд к.а. "Сич-2" параллелен поверхности Земли и ортогонален силовым линиям магнитного поля Земли ($\mathbf{I}_p \perp \mathbf{B}_E$). Для определения концентрации N_e и температуры T_e электро-нов использовались соотношения (15). Измерения 02.08.2011 выполнены в магнитоспокойной обстановке: $K_p = 2-3$, $A_p = 7-12$, $R_s = 63$ в осенне-зимний период в Южном полушарии. Максимуму концентрации $N_e^{\max} = 1.1 \cdot 10^5 \,\mathrm{cm}^{-3}$ в точке 4 соответствуют максимальные значения температур $T_e^{\text{max}} = 3.9 \cdot 10^3 \text{ K}, T_i^{\text{max}} = 2.6 \cdot 10^3 \text{ K}$ и $T_n = 1.35 \cdot 10^3 \text{ K},$ измеренные на к.а. "Сич-2" в момент пролета $UT_1 = 18.3$. В зимней полярной ионосфере южный авроральный пик отсутствует [36]. Наиболее вероятным источником внешнего воздействия на ионосферу и "нагрева" электронов ночью является зарождающееся на подспутниковой трассе землетрясение с магнитудой M = 5.1 на глубине $h_d = 10$ км, зафиксированное USGS 03.08.2012 в $UT_2 = 06.63$ (координаты эпицентра Lat = 76.3°S, Long = 164.1° E). Опережение во времени между



Рис. 6. Возмущения параметров ионосферной плазмы вдоль орбиты к.а. "Сич-2" 14.09.2011: **a** – подспутниковая трасса (штриховая линия), магнитный экватор (сплошная линия), 1, 2 – пространственно-временная локализация э.и.а. на подспутниковой трассе; **б** – распределение концентрации электронов N_e (1, 2 – амплитуда N_e в точках локализации э.и.а. на подспутниковой трассе); **в** – распределение температуры T_e электронов; **г** – распределение температуры T_n нейтральных частиц; **б**–**г**: штриховые линии – расчеты по IRI-20121, сплошные – измеренные значения.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 2 2022



Рис. 7. Возмущения параметров ионосферной плазмы — вдоль орбиты к.а. "Сич-2" 02.10.2021: **а** — подспутниковая трасса (штриховая линия), магнитный экватор (сплошная линия), 1, 2 — пространственно-временная локализация э.и.а. на подспутниковой трассе, темный квадрат — источник сейсмической активности; **б** — распределение концентрации N_e ; **в** — распределение температур T_e электронов и T_n нейтральных частиц; **б**, **в**: сплошные линии — измерения к.а. "Сич-2", штриховые — расчеты по IRI-2012.

154



Рис. 8. Возмущение концентрации N_e электронов вдоль орбиты к.а. "Сич-2": **a** – подспутниковая трасса (штриховая линия), магнитный экватор (сплошная), 1, 2 – пространственно-временная локализация э.и.а. на подспутниковой трассе, 3 – северный авроральный пик, 4 – источник сейсмической активности; **б** – распределения концентрации N_e электронов, сплошная линия – к.а. "Сич-2", штриховая – IRI-2012, 1, 2 – N_e в точках локализации э.и.а. на подспутниковой трассе, 3 – северный авроральный пик, 4 – источник сейсмической активности.

измеренными на к.а. "Сич-2" возмущениями параметров ионосферной плазмы и временем первого толчка составляет $\Delta UT = UT_2 - UT_1 = +12.33$ ч. Измеренным 02.08.2012 г. зондами к.а. "Сич-2" параметрам ионосферной плазмы соответствуют параметры энергобаланса электронов, обусловленные внешним воздействием — землетрясением, зарождающимся на подспутниковой трассе: $Q_e^{eq} \approx 6.3 \cdot 10^{-12}$ В/м³, $E_{p\parallel}^{eq} = 2.2 \cdot 10^{-7}$ В/м. В качестве параметров невозмущенной плазмы можно принять их значения, рассчитанные по IRI-2012:

 $Q_{0e} = 2.9 \cdot 10^{-13}$ В/м³ и $E_{0p||} = 5.6 \cdot 10^{-8}$ В/м. Следовательно, $Q_e^{eq}/Q_{0e} = 21.7$ и $E_{p||}^{eq}/E_{0p||} = 3.9$. Возмущения энергобаланса Q_e^{eq} электронов в плазме существенно превосходят возмущения параметров (N_e , T_e , T_i и T_n) из-за воздействия на ионосферу зарождающегося землетрясения. Относительные значения параметров, иллюстрирующие возмущения ионосферы, приведены в табл. 4, откуда следует, что параметры энергобаланса электронов в плазме могут быть приняты в качестве до-

Параметры плазмы						
Q_e^{eq}/Q_{0e}	$E_{p\parallel}^{eq}/E_{0p\parallel}$	$N_e^{\rm max}/N_{0e}$	T_e^{\max}/T_{0e}	T_i^{\max}/T_{0i}	T_n^{\max}/T_{0n}	
21.7	3.9	3.8	1.3	1.2	1.6	

Таблица 4. Амплитуды возмущений параметров плазмы по результатам зондовых измерений 02.08.2012 на к.а. "Сич-2"

полнительного критерия для идентификации источников внешнего воздействия, инициирующих эти возмущения в ионосферной плазме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам стендовых (лабораторных) и спутниковых экспериментов выявлено влияние ориентации оси цилиндрического зонда относительно вектора индукции внешнего магнитного поля на собирание электронного тока насыщения в потоке разреженной замагниченной плазмы. Установлено, что для углов $\theta_B \ge 65^\circ$ между осью цилиндрического зонда \mathbf{l}_n и вектором индукции внешнего магнитного поля В электронный ток на зонд равен току насыщения в незамагниченной плазме: влияние внешнего магнитного поля на собирание зондового тока отсутствует. Получены приближенные формулы и зависимости электронного тока насыщения на цилиндрический зонд в замагниченной разреженной плазме от угла $0 \le \theta_B \le \pi/2$ и масштабных коэффициентов, характеризующих собирание зондового тока. Формулы позволяют определять концентрацию и температуру электронов по электронному току насыщения. Применение двух взаимно ортогональных цилиндрических зондов, ось одного из которых перпендикулярна вектору индукции внешнего магнитного поля, позволяет определить, в дополнение к концентрации и температуре электронов, и индукцию магнитного поля. Для одиночного зонда, ось которого параллельна вектору индукции магнитного поля, могут быть использованы два значения электронного тока насыщения: измеренное при потенциале зонда, близком либо равном потенциалу плазмы, и значение тока на зонд, измеренное при потенциале, значительно превосходящем потенциал плазмы.

Показано, что для идентификации источников возмущений ионосферной плазмы, дополнительно к концентрациям и температурам электронов и нейтральных частиц, измеренным цилиндрическим зондом, могут быть приняты энергобаланс электронов и напряженность электрического поля в плазме, параллельная вектору индукции магнитного поля Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Whipple E.S.* // Report Prog. Phys. 1981. V. 4. № 11. P. 1197.
- 2. *Губский В.Ф.* // Солнечно-земная физика. 2008. Т. 2. Вып. 2. С. 261.
- 3. *Каган Ю.М., Перель В.И. //* ЖТФ. 1968. Т. 38. № 10. С. 1663.
- Бакшт Ф.Ю., Дюжев Г.А., Циркель Б.И., Школьник С.М., Юрьев В.Г., Антонов С.В., Вайнберг Л.И., Казанец Г.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 11. С. 2269.
- 5. *Laframboise J.S., Sonmor L.J.* // J. Geophys. Research. 1993. V. 98. № A1. P. 337.
- 6. *Szuszczewicz E.P., Takas P.Z.* // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 12. P. 2424.
- 7. *Смирнова В.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1966. Т. 6. № 2. С. 275.
- Шувалов В.А. // Прикладная механика и техническая физика. 1983. № 6. С. 17.
- 9. *Грановский В.А.* Электрический ток в газах. М.-Л.: Гостехиздат, 1952. Т. 1.
- 10. *Мальков М.А.* // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29. № 3. С. 429.
- Bohm D., Burhop E.H.S., Massey H.S.W. The use of probes for plasma exploration in strong magnetic field // The characteristics of electrical discharge in magnetic field. Ch. 2 / Ed. by A. Cuthric, R.K. Macerling. N.Y.: McGrow Hill, 1949. P. 13.
- 12. *Rubinstein J., Laframboise J.G.* // Phys. Fluids. 1978. V. 21. № 9. P. 1655.
- Langmuir J., Blodgett K. // Phys. Rev. 1923. V. 22. № 4. P. 374.
- Bettinger R., Walker E.H. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 4. P. 748.
- 15. *Bettinger R.T., Chen A.A.* // J. Geophys. Research. 1968. V. 73. № 7. P. 2513.
- Bettinger R.T. // Interaction of space vehicles with an ionized atmosphere / Ed. by Singer S.F. London: Pergamon Press, 1965. P. 163.
- 17. Шувалов В.А., Письменный Н.И., Лазученков Д.Н., Кочубей Г.С. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 98. https://doi.org/10.7868/S0032816213040125
- Шувалов В.А., Токмак Н.А., Письменный Н.И., Кочубей Г.С. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 79. https://doi.org/10.31857/S0032816221040108
- Носачев Л.В., Скворцов В.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 1. С. 49.
- 20. Носачев Л.В., Скворцов В.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 11. С. 2319.
- Miller N.J. // J. Geophys. Research. 1972. V. 77. № 16. P. 2851.

- 22. Wrenn G.L., Smith P.A. // Proc. IEEE special issue. 1969. V. 57. № 6. P. 1085.
- Findlay J.S., Brace L.A. // Proc. IEEE special issue. 1969. V. 57. № 6. P. 1054.
- Donley J.L., Brace L.N., Findlay J.A., Hoffman J.H., Wrenn G.L. // Proc. IEEE special issue. 1969. V. 57. № 6. P. 1078.
- Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
- 26. Oyama K.I. // J. Astronomy and Space Sciences. 2015. V. 32. № 3. P. 167. https://doi.org/10.5140/JASS.2015.33.3.167
- Oyama K.I., Jee C.H., Fang H.K., Cheng C.Z. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. № 5. P. 104. https://doi.org/10.1063/1.4722167
- Chiang C.K., Yeh T.L., Liu J.Y., Chao C.K., Chang L., Chen L.W., Chen C.J., Jiang S.B. // Advances in Space Research. 2020. V. 66. № 1. P. 135. https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.06.007
- Shuvalov V.A., Lazuchenkov D.N., Gorev N.B., Kochubey G.S. // Advances in Space Research. 2018. № 61.

P. 355.

https://doi.org/10.1016/J.asr.2017.08.001

- 30. *Митинер М., Кругер Ч.* Частично ионизованные газы. М.: Мир, 1976.
- Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
- 32. *Кринберг И.А.* Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М.: Наука, 1978.
- Дальгарно А. // Успехи физ. наук. 1963. Т. 79. № 1. С. 115. Dalgarno A. // Geophys. 1961. V. 17. № 1. Р. 16.
- Lebreton L.P., Stverak S., Travnicek T., Maksimovic M., Klinge D., Merikallio S., Lagoutte S., Poirier B., Blelly P. L., Kozacek Z., Salaquarda M. // Planetary and Space Science. 2006. V. 54. P. 472. https://doi.org/10.1016/i.pss.2005.10.017
- Barijatya A. Langmuir probe measurements in the ionosphere: Ph.D. Thesis: 05.2007. Utah State University, 2007. 274 p. http://digital Commons. usu. edu/etd/274
- Брунелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.