



Л. В. Зинин

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕПЛОВЫХ ИОНОВ H^+ НА ЗАРЯЖЕННОМ СПУТНИКЕ С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНИЗОТРОПИИ

Рассмотрена модель масс-спектрометрических измерений тепловых ионосферных ионов на заряженном спутнике с характеристиками масс-спектрометра «Гиперболоид», установленного на спутнике «Интербол-2». Показано, что при наличии анизотропии ионных температур угловая функция распределения ионов существенно изменяется и может быть интерпретирована различным образом. Положительный потенциал спутника только усиливает соответствующие эффекты.

The mass-spectrometer model of thermal ionospheric ions measurements was considered in case of charged satellite. Hyperboloid device characteristics onboard Interball-2 satellite was used for mathematical model of measurements. It was shown that angular ion distribution function changed due to temperature anisotropy and it can be interpreted by different ways. Positive satellite potential increases these effects.

Ключевые слова: ионосфера, тепловая плазма, масс-спектрометр, моделирование измерений.

Keywords: ionosphere, thermal plasma, mass-spectrometer, measurement simulation.

Введение

Современные масс-спектрометры тепловой плазмы, предназначенные для измерения ее характеристик, в конечном счете определяют ионные потоки, попадающие в детектор прибора. Моделирование таких измерений необходимо как на этапе конструирования прибора, так и на этапе анализа масс-спектрометрических экспериментальных измерений тепловой плазмы. Модель измерений прибора должна адекватно отражать конструкцию прибора и спутника. Построение такой модели необходимо для оценки макропараметров тепловой плазмы, таких, как скорость, температура, концентрация. Это становится особенно актуально, когда у спутника имеется заряд (особенно положительный), а плазменная температура существенно анизотропна. Другой важный параметр, влияющий на величину измеряемых потоков, — это радиус Дебая. Ситуация, когда радиус Дебая сравним с размерами спутника и прибора, является наиболее сложной. Даже предварительный анализ распределения электрического поля и концентрации ионов вблизи спутника показывает, что расчет траекторий реальных частиц для этого случая представляется чрезвычайно сложной задачей [1]. В случае больших ионных концентраций (10^5 см^{-3} и более) можно использовать так называемое приближение «тонкого слоя». При этом



плоскопараллельное электрическое поле влияет на скорость и траекторию частиц непосредственно на входе в детектор прибора.

Получено пространственно-угловое распределение потоков ионов H^+ , моделирующее эксперимент. Известно, что потоки ионов, исходящие из ионосферы, могут иметь различные продольную и поперечную температуры [2]. Температурная анизотропия возникает в условиях поперечного разогрева ионно-циклотронными волнами в районе интенсивных высыпаний энергичных частиц аврорального овала и каспа.

Постановка задачи

Анизотропная бимаксвелловская невозмущенная функция распределения тепловых ионов, нормированная на концентрацию ионов $f = n(M/a_t)E_a E$, где n – ионная концентрация; $a_t = T^\perp / T^\parallel$ – анизотропия температур; $M = \frac{\rho^{3/2}}{\pi}$; $\rho = \frac{m}{2kT^\parallel}$.

Экспоненциальная часть анизотропной функции распределения

$$E_a = \exp(-(\rho/a_t)(v_0^2 \sin^2 \delta + V^2 \sin^2 \varepsilon - 2v_0 V \sin \delta \sin \varepsilon \cos \chi)),$$
$$E = \exp(-\rho(v_0 \cos \delta - V \cos \varepsilon)^2).$$

Здесь T – температура (перпендикулярная и параллельная, соответственно); m – ионная масса; V – переносная (массовая) скорость ионного потока относительно спутника; k – постоянная Больцмана; v_0 – невозмущенная микроскорость ионов; ε – угол между вектором магнитного поля и скоростью \bar{V} ; δ – угол между магнитным полем и скоростью \bar{v}_0 ; χ – угол между плоскостью, содержащей вектор магнитного поля \bar{H} и вектор скорости \bar{V} , и плоскостью $\bar{H} - \omega$, где $\bar{\omega}$ – направление оси детектора прибора. Углы δ и χ получены из формул

$$\cos \delta = \cos \beta \cos \theta_0 + \sin \beta \sin \theta_0 \cos \varphi,$$

$$\chi = \begin{cases} 0, & \sin \varepsilon = 0, \\ \varphi, & \sin \varepsilon \neq 0, \sin \beta = 0, \\ A, & \sin \varepsilon \sin \beta \neq 0, \theta \sin \varphi = 0, \\ A - \sigma \cos^{-1} C, & \theta \sin \varepsilon \sin \beta \sin \varphi \neq 0, \end{cases}$$

$$A = \cos^{-1} \left(\frac{\cos \gamma - \cos \beta \cos \varepsilon}{\sin \beta \sin \varepsilon} \right), \quad C = \frac{\cos \theta_0 - \cos \beta \cos \delta}{\sin \beta \sin \delta},$$

где $\sigma = \text{sign}(\sin \varphi)$; β, γ – углы между осью детектора и вектором магнитного поля и переносной скоростью ионного потока соответственно; θ_0 – угол между осью прибора и \bar{v}_0 до влияния электрического поля спутника (на бесконечности); φ – азимутальный угол от 0 до 2π .

В случае приближения «тонкого слоя» для θ_0 и v_0 можно записать

$$v_0 = \sqrt{v^2 + 2\kappa}, \quad \cos \theta_0 = \sqrt{\frac{v^2 \mu^2 + 2\kappa}{v^2 + 2\kappa}},$$

где $\kappa = eU_{\text{sat}}/m$; e – заряд; m – масса измеряемых частиц; $\mu = \cos \theta$.



Для вычисления значений ионного потока, достигающего детектора прибора на спутнике, имеющего положительный или отрицательный заряд, функция распределения интегрируется по скоростям и телесному углу, соответствующему видимой области детектора. Пределы интегрирования по скоростям соответствуют шагу измерений прибора по энергиям, при этом учитывается потенциал спутника и разгоняющий (задерживающий) потенциал в коллиматоре прибора. Для приборов с задерживающим потенциалом, например для прибора «Диксион» (проект «Аркад-3»), пределы интегрирования — это весь диапазон по энергиям, функциональная зависимость потока ионов от энергии определяется величиной задерживающего потенциала. В приборах типа «дрейфметр» интегрирование также проводится по всем энергиям, при этом задерживающий потенциал отсутствует и результат расчетов зависит только от потенциала спутника, направления детектирования и параметров плазмы.

Учет потенциала спутника в конце концов сводится к определению траекторий движения частиц [1; 3–4]. Как уже отмечалось, в случае конечного радиуса Дебая определение траекторий при сложной конфигурации тела спутника в настоящее время не представляется возможным [5; 6]. В данной работе использовалось приближение «тонкого слоя», чтобы проанализировать влияние анизотропии и потенциала спутника в «идеальной» ситуации. Очевидно, что «реальная» ситуация намного сложнее рассмотренной, но принципиальные особенности измерений потоков тепловой плазмы в присутствии потенциала спутника и анизотропии, вероятно, будут аналогичны.

В качестве прибора были выбраны характеристики и особенности прибора «Гиперболоид», который был установлен на борту спутника «Авроральный зонд» («Интербол-2»). Для математической модели измерений эти особенности сводятся к параметрам интегрирования функции распределения ионов. Прибор имеет энергетическое разрешение $\Delta E / E = 0,2$ и угол раствора коллиматора $5,75^\circ$, в нем также есть 16 окон, между соседними окнами угол составляет 10° .

Ионный поток может быть вычислен как

$$W = \int_{V_{\min}}^{V_{\max}} \int_{\Omega_d} f(v, \vec{r}) v^2 v_{\parallel} d\Omega dv,$$

где $f(v, \vec{r})$ — функция распределения на входе в детектор; Ω_d — телесный угол раствора коллиматора; V_{\min}, V_{\max} — пределы интегрирования по скоростям; v_{\parallel} — компонента скорости частиц, параллельная оси коллиматора, равная $v_{\parallel} = \sqrt{v^2 \mu^2 - 2g}$, в которой $g = eU/m$; U — задерживающий (ускоряющий) потенциал в коллиматоре. Телесный угол запишем как $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$. Таким образом, выражение для расчета ионного потока можно записать в виде

$$W = n \frac{M}{a_t} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\mu_{\min}}^1 d\mu \int_{V_{\min}}^{V_{\max}} v^2 \sqrt{v^2 \mu^2 - 2g} E E_a d\theta.$$

Пределы интегрирования зависят от траекторий частиц вблизи спутника и внутри коллиматора, которые, в свою очередь, зависят от



знаков соответствующих потенциалов и угла скорости частицы с направлением оси коллиматора. Значение V_{\min} зависит от знака κ , который определяется знаком потенциала спутника. Предельные значения параметров интегрирования ищут, используя уравнения движения частиц в электрическом поле спутника и коллиматора.

$$\text{Для } \kappa < 0 \quad V_{\min} = \begin{cases} K_1, & g = 0 \text{ и } g < 0, \\ \infty, & g > 0, \mu = \mu_\alpha, \\ \max(K_1, G_2), & g > 0, \mu \in (\mu_\alpha, \mu_A), \\ \max(K_1, G_1), & g > 0, \mu \in [\mu_\alpha, 1]. \end{cases}$$

$$\text{Для } \kappa \geq 0 \quad V_{\min} = \begin{cases} 0, & g = 0 \text{ и } g < 0, \\ \infty, & g > 0, \mu = \mu_\alpha, \\ G_2, & g > 0, \mu \in (\mu_\alpha, \mu_A), \\ G_1, & g > 0, \mu \in [\mu_\alpha, 1]. \end{cases}$$

$$V_{\max} = \begin{cases} \infty, & g = 0 \text{ и } g > 0, \\ \infty, & g < 0, \mu \in [\mu_\alpha, 1], \\ G_2, & g < 0, \mu \in [0, \mu_\alpha), \end{cases} \quad \mu_{\min} = \begin{cases} \mu_\alpha, & g = 0 \text{ и } g > 0, \\ 0, & g < 0, \kappa = 0 \text{ и } \kappa > 0, \\ \mu^*, & g < 0, \kappa < 0. \end{cases}$$

$$\mu_\alpha = \cos \alpha, \mu_A = \frac{2}{\sqrt{4+a^2}}, a = \operatorname{tg} \alpha, \mu^* = \sqrt{\frac{1}{1+q^2}}, q = \frac{a}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{g}{\kappa}}\right),$$

$$K_1 = \frac{\sqrt{2|\kappa|}}{\mu}, K_2 = \sqrt{2|\kappa|}, G_1 = \frac{\sqrt{2|g|}}{\mu}, G_2 = \frac{a}{2} \frac{\sqrt{2g}}{\eta(a\mu - \eta)}, \eta = \sin \theta.$$

Для приборов, которые позволяют измерять потоки ионов на некоторых заданных энергетических ступеньках от энергии E_1 до энергии E_2 (как, например, в случае прибора «Гиперболоид»), пределы интегрирования по скоростям будут иметь вид

$$V_{\text{lower}} = \max(V_{\min}, \sqrt{2E_1/m}), V_{\text{upper}} = \min(V_{\max}, \sqrt{2E_2/m}).$$

Результаты модельных расчетов

Рассмотрим расчеты энерго-углового распределения ионных потоков H^+ для некоторых характерных ситуаций. Во всех нижеприведенных расчетах параллельная температура ионов была фиксирована и равна 5000 К, концентрация, которая является масштабным множителем и не влияет на угловые и энергетические зависимости, — 10^5 см^{-3} . Аргументом во всех расчетах был угол β между магнитным полем и осью детектора. На рисунке 1 даны две полярные диаграммы значений потоков $\lg W$ в логарифмической шкале для фиксированной энергетической ступеньки 5 eV. Значение угла 0 соответствует направлению вдоль магнитного поля. Скорость спутника относительно плазмы совпадает по направлению с магнитным полем и равна 10 км/с. Потенциал спутника 0 В (рис. 1а) и +3 В (рис. 1б). Различные кривые соответствуют четырем значениям анизотропии: 1; 1,5; 2 и 5. С увеличением анизотропии увеличиваются значения ионных потоков в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Скорость потока параллельна магнитному полю ($\varepsilon = 0$).

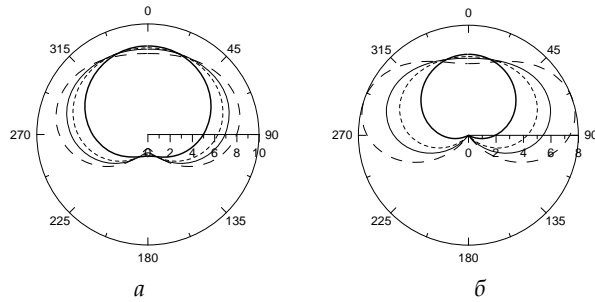


Рис. 1. Значения потоков ионов H^+ (логарифмический масштаб) в зависимости от угла между магнитным полем и осью детектора для энергетической ступеньки 5 eV: *a* – потенциал спутника 0 В; *б* – потенциал спутника +3 В

Ясно, что для фиксированной энергетической ступеньки увеличение потенциала спутника приводит к тому, что влияние анизотропии становится более существенным. Причем на второй диаграмме (рис. 1б) угловое распределение для больших значений анизотропии носит явно выраженный характер конического пучка с локальным минимумом вдоль направления ионного потока и максимумом примерно 80° от него.

Максимум ионного потока вдоль того или иного направления – важный фактор при обработке экспериментальных данных. Рассмотрим угловое распределение максимальных значений ионного потока для скорости 10 км/с, направленной вдоль магнитного поля. На рисунке 2 представлены: полярная диаграмма для таких потоков (радиус – логарифм потока, угол – угол между магнитным полем и детектором), график потоков вблизи максимума значений и значения энергий, соответствующих найденным значениям максимумов. Потенциал спутника равен 0, значения анизотропии – 1, 1,5, 2, 3 и 5.

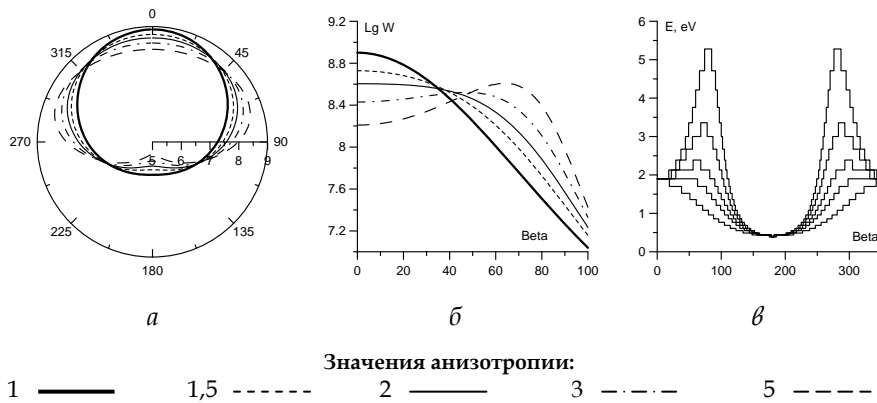


Рис. 2. Рассчитанные максимальные значения ионных потоков H^+ для $V = 10$ км/с, $T = 5000$ К, $U_{sat} = 0$ В.

Ионный поток направлен вдоль магнитного поля ($\epsilon = 0$):

a – полярная диаграмма в координатах: угол (угол между магнитным полем и направлением измерения) – радиус (логарифм значения ионного потока); *б* – подробное изображение потоков в диапазоне углов от 0 до 100° ; *в* – значение энергии ионов, на которых наблюдается максимум потоков (нижняя кривая – анизотропия отсутствует, верхняя – максимальная анизотропия)



Обращает на себя внимание тот факт, что при малых значениях анизотропии (1,5 и 2) угловой характер распределения потоков принципиально не изменяется и может быть интерпретирован как изотропная температура больших значений. Однако для больших значений анизотропии (3 и 5) максимум рассчитанного ионного потока располагается под углом 60° и более, что соответствует классическому симметричному коническому пучку с минимумом вдоль его распространения параллельно магнитному полю.

Увеличение значения положительного потенциала усиливает описанные выше особенности (рис. 3). Так, характерные особенности конического пучка проявляются уже при невысокой анизотропии (2). Итак, можно заключить, что комбинированное влияние анизотропии и потенциала спутника может изменить качественный вид угловой функции распределения ионных потоков. Вместе с тем для тех же условий в плазме измерения могут быть интерпретированы либо как конический пучок, либо как продольный пучок с повышенной изотропной температурой – в зависимости от значения потенциала спутника.

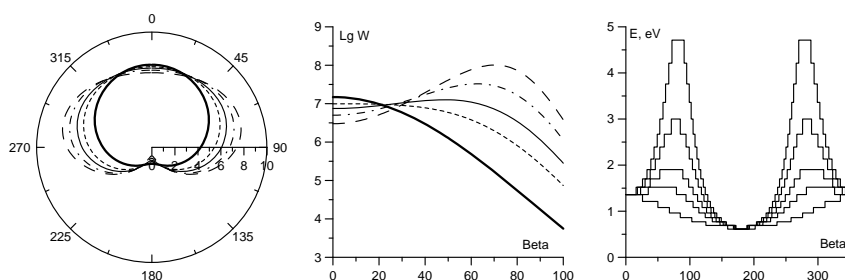


Рис. 3. Результаты расчетов, аналогичные предыдущим, но для значений потенциала спутника +3 В

Рассмотрим теперь случай, когда между направлением потока ионов и магнитным полем имеется ненулевой угол. Результаты расчетов при нулевом потенциале и угле между направлением потока и магнитным полем $\epsilon = 30^\circ$ приведены на рисунке 4. Значения потоков рассчитывались в плоскости, содержащей вектор магнитного поля и вектор относительной скорости плазмы и спутника. Очевидно, что угловое распределение потоков несимметрично относительно вектора магнитного поля. В отличие от уже рассмотренных случаев при небольшом увеличении анизотропии форма распределения не меняется, а угол прихода ионов смещается на $10-15^\circ$ в сторону, перпендикулярно магнитному полю. Такие данные могут быть интерпретированы как дополнительная скорость конвекции, равная $1,5-2$ км/с, и привести к ошибке в оценке продольной скорости. Большие значения анизотропии (>3) дают несимметричный конический пучок. График энергии максимальных потоков также несимметричен с максимумом в полушарии, куда направлена скорость потока. Возрастание энергии максимального потока с 2 до 6 eV вызвано температурной анизотропией.

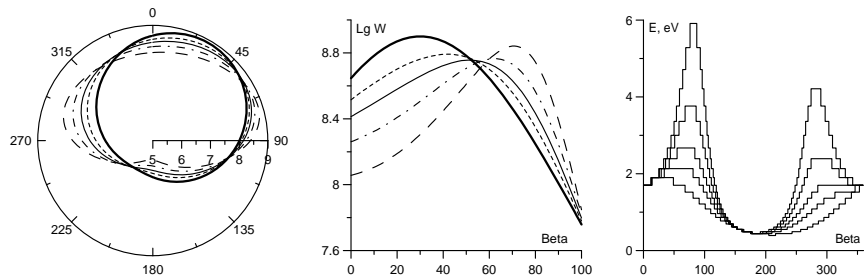


Рис. 4. Значения ионного потока и энергия максимального потока при $\varepsilon = 30^\circ$. Потенциал спутника 0 В. $T = 5000$ К, $V = 10$ км/с, $a_i = 1, 1,5, 2, 3, 5$

Результаты расчетов для $\varepsilon = 30^\circ$ и потенциала спутника +3 приведены на рисунке 5. Как и в случае для $\varepsilon = 0^\circ$, влияние анизотропии (количественное и качественное) с увеличением потенциала возрастает. Анизотропия температур до 2 не меняет качественно характер распределения, но сдвигает максимум потока на $30-40^\circ$. Распределение типа «конический пучок» явно не выражено, однако изменение направления прихода ионов кардинально меняет картину продольных и поперечных движений.

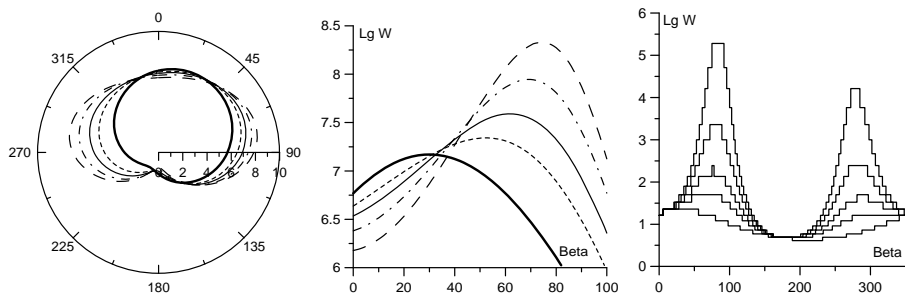


Рис. 5. Результаты расчетов, аналогичные рисунку 4, но для $U_{\text{sat}} = +3$ В

Заключение

На основе произведенных трехмерных расчетов ионных потоков для ионов H^+ можно сделать следующие выводы:

- Для потоков ионов вдоль магнитного поля небольшие значения анизотропии могут быть интерпретированы как рост изотропной температуры без изменения направления угла прихода ионов. Увеличение анизотропии приводит к качественному изменению формы угловой зависимости в виде «конического пучка». Наличие положительного потенциала увеличивает влияние анизотропии.
- Температурная анизотропия в сочетании с положительным потенциалом спутника для потоков под углом к магнитному полю приводит к тому, что для небольших значений анизотропии максимум



ионного потока не совпадает по направлению с истинным направлением прихода ионов, из-за чего можно допустить значительные ошибки при обработке экспериментальных данных. Эффект возрастает при увеличении положительного потенциала спутника.

Данные модельные расчеты могут быть использованы при уточнении обработки экспериментальных результатов измерений со спутников, главным образом в области аврорального овала, где имеется значительный поперечный разогрев тепловых ионов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-01-00628-а.

Список литературы

1. Hamelin M., Bouhram M., Dubouloz N. et al. Combined effects of satellite and ion detector geometries and potentials on the measurements of thermal ions. The Hyperboloid instrument on Interball, in Proc. 7th Spacecraft Charging Technology Conference, 23–27 April 2001, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. ESA SP-476. P. 569–574.
2. Зинин Л. В., Гальперин Ю. И., Григорьев С. А. и др. Об измерениях эффектов поляризационного джета во внешней плазмосфере // Космические исследования. 1998. 36. №1. С. 42–52.
3. Bouhram M., Dubouloz N., Hamelin M. et al. Electrostatic interaction between Interball-2 and the ambient plasma. 1. Determination of the spacecraft potential from current calculations // Ann. Geophys. 2002. 20. № 3. P. 365–376.
4. Hamelin M., Bouhram M., Dubouloz N. et al. Electrostatic interaction between Interball-2 and the ambient plasma. 2. Influence on the low energy ion measurements with Hyperboloid // Ann. Geophys. 2002. 20. № 3. P. 377–390.
5. Рылина И. В., Зинин Л. В., Григорьев С. А. и др. Гидродинамический подход к моделированию распределения тепловой плазмы вокруг движущегося заряженного спутника // Космические исследования. 2002. 40. №4. С. 395–405.
6. Зинин Л. В. Моделирование взаимодействия заряженного космического аппарата с окружающей плазмой: матер. III междунар. науч. конф. «Современные проблемы прикладной математики и математического моделирования», 2–7 февраля 2009 г. Ч. 2. Воронеж, 2009. С. 59–61.

Об авторе

Л. В. Зинин – канд. физ.-мат. наук, доц., РГУ им. И. Канта, e-mail: lzinin@kantiana.ru

Author

Dr L. V. Zinin – assistant professor, IKSUR, e-mail: lzinin@kantiana.ru.

