

ISSN 0021—3462

ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ



# РАДИОФИЗИКА

1991

ТОМ 34

3

1991 г. ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ «РАДИОФИЗИКА» № 3

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
И НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО  
РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

3. Evans J.V. Millston Hill Thomson Scatter Results for 1968. Technical Reports 499. Massachusetts Institute of Techn. 1973. P. 83.
4. Thomas J.O., Rycroft M.J., Colin Z., Chan K.Z. Electron density profiles in ionosphere and exosphere. Amsterdam. North-Holland Publishing Company. 1966. P. 322.
5. Фаткуллин М.Н., Солодовников Г.К. и др. Препринт ИЗМИРАН № 20 (385). М., 1982.
6. Гдалевич Г.Л. Диссертация. - М.: Институт космических исследований АН СССР, 1983.
7. Clark W.L., McClure J.P., Van Zandt T.E. Description and Catalog of Ionospheric F-region Data. Jaccamarka Radar Observatory, 1976. - 42 p.
8. Gdalevich G.Z., Gubsky V.F., Matorf Z. // J. Atmos. Terr. Phys. 1984. V. 46. N 10. P. 953.
9. Денисов Н.Г., Ерухимов Л.М. // Геомagnetизм и астрономия. 1966. Т. 6. N 4. С. 695.

Институт прикладной геофизики

Поступила в редакцию  
3 мая 1990 г.

УДК 551.510.535

### К ВОПРОСУ ОБ ОДНОВРЕМЕННОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ И ЧАСТОТЫ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

А. М. Гоков, В. А. Мисюра, Л. А. Пивень

Возможность одновременного измерения высотных профилей плотности  $N(h)$  ( $h$  - высота в километрах) и частоты столкновений электронов  $\nu_{\perp}(h)$  с молекулами в D-области ионосферы (впрочем как и во всей ионосфере) является весьма интересной задачей.

Изучение D-области ионосферы (получение сведений о  $N(h)$ ) ведется эпизодически в ракетных измерениях (зондовые или методом когерентных частот) (см., например, [1,2]) или по распространению СДВ (см., например, [3]). Для систематических исследований используется метод частичных отражений (ЧО) (например, [4]), обладающий достаточной точностью и приемлемой стоимостью. Однако в этом случае измеряется только  $N(h)$ -профиль, модельный профиль  $\nu_{\perp}(h)$  задается, что вносит в определяемый  $N(h)$ -профиль погрешность, часто большую и неизвестную, так как сами модели  $\nu_{\perp}(h)$  еще недостаточно точны.

В работе [5] предложено определять  $N(h)$  и  $\nu_{\perp}(h)$  в D-области ионосферы методом ЧО по одновременным измерениям дифференциального поглощения обыкновенной "о" и необыкновенной "х" компонент радиоволн, обратное рассеянных неоднородностями D-области, и коэффициента корреляции  $\rho_{A_{o,x}}$  их амплитуд  $A_{o,x}$ . Однако этот способ не нашел широкого применения из-за трудностей измерения  $\rho_{A_{o,x}}$  с требуемой точностью.

Определенные трудности существуют и при реализации способа определения  $N(h)$  и  $\nu_{\perp}(h)$ , описанного в [6].

В данном сообщении предлагается способ определения  $N(h)$  и  $\nu_{\perp}(h)$  в D-области ионосферы, основанный на одновременных измерениях

дифференциального поглощения и разности фаз  $\varphi$  "о" и "н" компонент ЧО сигналов. При этом  $\varphi$  определяется по одновременным измерениям  $A_{0,н}$  и амплитуд  $A_{1,2}$  на ортогональных линейно поляризованных антеннах по методике [7] (позволяет определять  $\varphi$  без проведения тонких и сложных фазовых измерений).

Задача одновременного определения  $N$  и  $\nu_{\text{н}}$  решается в два этапа.

1. Определение  $N(h)$ . Для средней разности фаз имеет место из [7] выражение

$$\varphi = \langle \varphi_0 - \varphi_{\text{н}} \rangle = \langle \arccos \left( \frac{A_1^2 - A_2^2}{A_1^2 + A_2^2} \frac{A_0^2 + A_{\text{н}}^2}{A_0 A_{\text{н}}} \right) \rangle. \quad (1)$$

Связь  $\varphi$  с параметрами ионосферы, справедливая также для непосредственно фазовых измерений, имеет вид [7]

$$\varphi = 2 \frac{\omega}{c} \int_0^h (n_0 - n_{\text{н}}) dh + \varphi_2 + \varphi_3 + \Delta\varphi, \quad (2)$$

где

$$\varphi_2 = \arctg \frac{5/2 [C_{5/2}(z_{\text{н}}) z_0 C_{3/2}(z_0) - C_{5/2}(z_0) z_{\text{н}} C_{3/2}(z_{\text{н}})]}{z_0 C_{3/2}(z_0) z_{\text{н}} C_{3/2}(z_{\text{н}}) + (25/4) C_{5/2}(z_0) C_{5/2}(z_{\text{н}})},$$

$$z_{0,н}(h) = \frac{\omega \pm \omega_L}{\nu_{\text{н}}(h)}, \quad C_p(z_{0,н}) = \frac{1}{\Gamma(p+1)} \int_0^{\infty} \frac{c^p p^{-c}}{c^2 + z_{0,н}^2} dc,$$

$$\varphi_3 = \arctg \frac{\alpha \sin \varphi_1}{1 + \alpha \cos \varphi_1}, \quad \varphi_1 = \frac{x \operatorname{sh} y \cos x - y \operatorname{ch} y \sin x}{y \operatorname{sh} y \cos x + x \operatorname{ch} y \sin x}$$

$x = \omega \tau_{\text{н}} (n_0 - n_{\text{н}})$ ,  $y = \omega \tau_{\text{н}} (\kappa_0 - \kappa_{\text{н}})$ ,  $\omega_L$  - продольная составляющая гирочастоты электронов,  $\Delta\varphi$  - начальная разность фаз "о" и "н" волн,  $n_{0,н}$ ,  $\kappa_{0,н}$  - действительная и мнимая части показателя преломления,  $Y_{0,н} = \omega \tau_{\text{н}} \kappa_{0,н}$ ,  $\omega$  - рабочая частота,  $\tau_{\text{н}}$  - длительность зондирующих импульсов,  $\alpha$  - коэффициент, приведенный в [7] и существенный при одновременном существовании механизмов рассеяния и френелевского отражения (при рассеянии  $\varphi_3 = \varphi_1$ , при отражении  $\varphi_3 = \varphi_1 = 0$ ).

Расчет  $N(h)$ -профиля производится по формуле (2) с учетом (1), выражения для  $n_{0,н}$  и  $\kappa_{0,н}$  берутся по обобщенной теории Сена и Уиллера (модельные расчеты  $\varphi$  в зависимости от  $N$  при различных частотах соударений, проведенные для двух частот,  $f = 2,5$  и  $5$  МГц, показали, что возможный интервал измерений  $N$  с погрешностью  $\pm 30\%$  этим способом охватывает D-область днем и E-слой ночью).

Учет  $\nu_{\text{н}}$  при вычислении  $N$ , так же как и в [5], необходимо проводить в два этапа: сначала берется примерное значение  $\nu_{\text{н}}$  на заданной высоте (например из модели), затем это значение  $\nu_{\text{н}}$  уточняется по методике [5], описанной кратко ниже, после чего вводится поправка на определение  $N$  методом последовательных приближений.

2. Определение  $\nu_{\text{н}}(h)$ . Методика определения  $\nu_{\text{н}}(h)$  [5] основана на измерении дифференциального поглощения "о" и "н" компонент ЧО сигналов, используются те же экспериментальные записи  $A_{0,н}(h, t)$  ( $t$  - время) и выражение

$$\alpha(h) = \left( \frac{A_{\text{н}}^2}{A_0^2} (h) \right)^{1/2} = \frac{|R_{\text{н}}|}{|R_0|} \exp \left[ -2 \frac{\omega}{c} \int_0^h (\kappa_{\text{н}} - \kappa_0) dh \right], \quad (3)$$



связывающее параметры  $N$  и  $\nu_{\bullet}$  с экспериментальными значениями  $A_{0,n}$  (обозначения те же, что и в [5]; погрешность определения  $\nu_{\bullet}$  в этом случае  $\approx 30\%$  при корректном учете ошибок измерений).

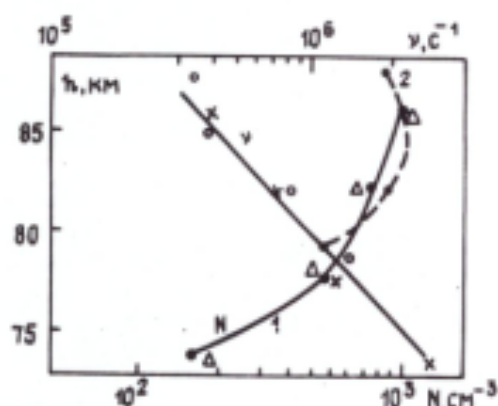


Рис. 1.

$A_{0,n}(h,t)$  и  $A_{1,2}(h,t)$  регистрировались с экрана осциллографа на киноплёнку, а затем использовались для вычисления  $\alpha(h)$  и  $\varphi(h)$ . Полученные значения  $N(h)$  и  $\nu_{\bullet}(h)$  в этих измерениях практически не отличаются друг от друга (в пределах погрешности) и соответствуют типичным величинам  $N(h)$  и  $\nu_{\bullet}(h)$  в среднеширотной области  $D$ , известным в литературе. На этом рисунке приведен  $N(h)$ -профиль (треугольники), полученный по тем же экспериментальным данным по методике [5] (для  $f = 2,04$  МГц) с использованием  $\nu_{\bullet}(h)$  (крестики), вычисленного по описанной здесь методике. Этот профиль (как и  $N(h)$  - профиль для  $f = 2,19$  МГц, который не приведен здесь) достаточно хорошо совпадает с кривыми 1 и 2.

Таким образом, описанный здесь способ может применяться для регулярных измерений  $N(h)$ - и  $\nu_{\bullet}(h)$ -профилей в  $D$ -области ионосферы, а совместное использование двух методик одновременного определения  $N(h)$  и  $\nu_{\bullet}(h)$  позволяет минимизировать ошибки (при корректном учете ошибок измерения) и представляется необходимым.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пахомов С. В., Князев А. К. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1985. Т. 25. № 5. С. 750.
2. Синельников В. М. // Ионосферные исследования (М.). 1989. № 47. С. 120.
3. Ременец Г. Ф., Белоглазов М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 12. С. 1491.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. и др. Препринт НИРФИ № 171. Горький, 1983.
5. Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 5. С. 695.
6. Гoкoв А. М., Мисрpa В. А., Пивень Л. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 10. С. 1276.
7. Мисрpa В. А., Пивень Л. А., Федоренко В. П. // Тезисы докл. симпозиума КАПГ по солнечно-земной физике. - М.: Наука, 1976. Ч. 2. С. 64.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
6 марта 1990 г.

УДК 530.1

## ПРЯМОЙ МЕТОД ЛЯПУНОВА И УСТОЙЧИВОСТЬ НЕКОТОРЫХ РЕШЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ КЛЕЙНА - ГОРДОНА

А. Г. Лавкин

В работе [1] с помощью численного метода Ферми - Паста - Улама исследована стохастичность решений  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pm 1$  нелинейного радиального уравнения Клейна - Гордона:

$$(\partial_t^2 - \partial_r^2) \varphi = - \frac{1}{r^2} \varphi(\varphi^2 - 1). \quad (1)$$

Критерием стохастичности служило равномерное распределение ("термализация") энергии возмущения по гармоникам. Была доказана стохастичность  $\varphi = 0$  и регулярность  $\varphi = \pm 1$  решений уравнения (1).

Представляет интерес дополнить численные исследования стохастичности этих решений аналитическими. В данной работе прямым методом Ляпунова [2] эти решения анализируются на устойчивость, отсутствие которой - необходимый признак стохастичности [3].

Вопрос об устойчивости решений  $\varphi = \pm 1$  после замены  $x = \varphi \mp 1$  сводится к исследованию решения  $x = 0$ . Плотность энергии системы, описываемой (1), имеет вид

$$T_{\infty} = \frac{1}{2} x_t^2 + \frac{1}{2} x_r^2 + \frac{1}{r^2} x^2 \pm \frac{1}{r^2} x^3 + \frac{1}{4r^2} x^4. \quad (2)$$

Здесь и далее  $x_t$ ,  $x_r$  и т.п. - производные по соответствующему аргументу. В линейном приближении ((2) без двух последних слагаемых)  $T_{\infty}$  является определенно положительной формой. Отсюда, согласно второй теореме Ляпунова, следует устойчивость решений  $\varphi = \pm 1$ .

В случае  $\varphi = 0$  величина  $T_{\infty}$  в линейном приближении не является знакоопределенным функционалом, показатели Ляпунова имеют нулевые действительные части (критический случай). Поэтому устойчивость системы необходимо исследовать с учетом нелинейностей.

Устойчивость решения  $\varphi = 0$  будем рассматривать по мере

$$\rho = \int_0^{\infty} (\varphi_t^2 + \varphi_r^2) dr, \quad (3)$$

что как раз соответствует устойчивости в смысле Ляпунова. Уравнение