УДК 621.391: 517. 518:510.52

В.М. УДОВИЧЕНКО, канд. техн. наук, НТУ ”ХПІ”, (м. Харків)

ВЗАЄМОЗВ’ЯЗОК ДВОВИМІРНИХ ІНТЕГРАЛІВ ФУР’Є ТА ХАРТЛІ ДЛЯ ФІНІТНИХ ФУНКЦІЙ

Сформульовані та доведені теореми, що встановлюють взаємозв’язок двовимірних інтегралів Фур’є та Хартлі для фінітних функцій. Дані теореми є узагальненням відповідних теорем, які встановлюють взаємозв’язок між операторами обчислення дискретних та дискретно-неперервних двовимірних перетворень Фур’є та Хартлі.

The theorems establishing interrelation between integrals of Fourier and integrals of Hartley for limited function are formulated and proved. These theorems are generalisation of the corresponding theorems, establishing interrelation between operators of calculations of discrete and is discrete-continuous transformations of Fourier and transformations of Hartley.

Проблема, яку ми розв’язуємо в даній статті, полягає в доповнені інструментарію інформаційних технологій у базисах Фур’є та Хартлі (скорочено $F\&H$) [1, 2] відповідними теоремами, які встановлюють зв’язок між двовимірними інтегралами $F\&H$ для фінітних функцій. Ці теореми є узагальненням відповідних теорем, які були раніше сформульовані автором для операторів обчислення двовимірних перетворень $F\&H$ і потрібні для подальшої розбудови інструментарію інформаційних технологій у базисах $F\&H$. Тому проблема є актуальною.

У літературі, присвяченій застосуванню перетворень $F\&H$, основними напрямками досліджень є теоретичні аспекти перетворень $F\&H$ та їх застосування для вирішення практичних задач обробки сигналів [3-6], порівняння швидких алгоритмів дискретних перетворень $F\&H$ [7], створення багатовимірних варіантів дискретних перетворень $F\&H$ [8] але відсутні теореми, що встановлюють взаємозв’язок двовимірних інтегралів Фур’є та Хартлі для фінітних двовимірних функцій..

Метою роботи є формулювання та доведення теорем, що встановлюють взаємозв’язок двовимірних інтегралів Фур’є та Хартлі для двовимірних фінітних функцій з метою подальшого їх застосування для розбудови інструментарію інформаційних технологій в базисах Фур’є та Хартлі.

Побудова теорем, що встановлюють взаємозв’язок двовимірних інтегралів Фур’є та Хартлі для фінітних функцій. Не зменшуючи загальності ми вважаємо, що носій фінітних функції $f(x, y)$, $\operatorname{supp} f(x, y)=D,\ D=[-\pi,\pi]^2$. Відомо [4, 6], прямі двовимірні перетворення $F\&H$ фінітної, абсолютно інтегрованої функції $f(x, y)$,

$f(x,\, y)\in C^{r}(D)\bigcap L_{p}(D)$, $r=1,2,3..$; $p=1,2$, можуть бути представлені у вигляді:

$$\Omega_{\nu,\,\mu}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{Bmatrix}\exp\left[-j\,2\pi\,(x\nu+y\,\mu)\,\right]\\ CaS\left[\,2\pi\,(x\nu+y\,\mu)\,\right]\end{Bmatrix}dx\,dy\,, \tag{1}$$

$(\nu,\, \mu)\in C$, $CaS(\alpha)=\cos(\alpha)+\sin(\alpha)$.

Представимо ν у вигляді:

$$\nu=\bigcup_{k=-1}^{1}\nu_{k}\,, \tag{2}$$

де $\nu_{-1}\in C_{-}$, $C_{-}\in C<0$. $\nu_{0}\in C_{0}$, $C_{0}\in C=0$. $\nu_{+1}\in C_{+}$, $C_{+}\in C>0$.

Представимо μ у вигляді:

$$\mu=\bigcup_{k=-1}^{1}\mu_{k}\,, \tag{3}$$

де $\mu_{-1}\in C_{-}$, $C_{-}\in C<0$. $\mu_{0}\in C_{0}$, $C_{0}\in C=0$. $\mu_{+1}\in C_{+}$, $C_{+}\in C>0$.

З урахуванням (2), (3) представимо елементи (1) у вигляді:

$$\Omega_{\nu_{-1},\,\mu_{-1}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{Bmatrix}\exp\left[-j\,2\pi\,(x\nu_{-1}+y\,\mu_{-1})\,\right]\\ CaS\left[\,2\pi\,(x\nu_{-1}+y\,\mu_{-1})\,\right]\end{Bmatrix}dx\,dy\,, \tag{4}$$

$$\Omega_{\nu_{-1},\,\mu_{0}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{bmatrix}\exp(-j\,2\pi\,x\nu_{-1})\\ CaS(2\pi\,x\nu_{-1})\end{bmatrix}dx\,dy\,, \tag{5}$$

$$\Omega_{\nu_{-1},\,\mu_{+1}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{Bmatrix}\exp\left[-j\,2\pi\,(x\nu_{-1}+y\,\mu_{+1})\,\right]\\ CaS\left[\,2\pi\,(x\nu_{-1}+y\,\mu_{+1})\,\right]\end{Bmatrix}dx\,dy\,, \tag{6}$$

$$\Omega_{\nu_{0},\,\mu_{-1}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{bmatrix}\exp(-j\,2\pi\;y\,\mu_{-1})\\ CaS(2\pi\;y\,\mu_{-1})\end{bmatrix}dx\,dy\,, \tag{7}$$

$$\Omega_{\nu_{0},\,\mu_{+1}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{bmatrix}\exp(-j\,2\pi\,y\,\mu_{+1})\\ CaS(2\pi\,y\,\mu_{+1})\end{bmatrix}dx\,dy\,, \tag{8}$$

$$\Omega_{\nu_{+1},\,\mu_{-1}}^{F\backslash H}(f)=\frac{1}{4\pi^{2}}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\, y)\begin{Bmatrix}\exp\left[-j\,2\pi\,(x\nu_{+1}+y\,\mu_{-1})\,\right]\\ CaS\left[\,2\pi\,(x\nu_{+1}+y\,\mu_{-1})\,\right]\end{Bmatrix}dx\,dy\,, \tag{9}$$

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{+1},\,\mu_0}(f)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\,y)\begin{bmatrix}\exp(-j2\pi x\nu_{+1})\\ CaS(2\pi x\nu_{+1})\end{bmatrix}dx\,dy\,, \tag{10}$$

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{+1},\,\mu_{+1}}(f)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\,y)\begin{Bmatrix}\exp\left[-j2\pi(x\nu_{+1}+y\mu_{+1})\right]\\ CaS\left[2\pi(x\nu_{+1}+y\mu_{+1})\right]\end{Bmatrix}dx\,dy\,, \tag{11}$$

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_0}(f)=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\pi}^{\pi}\int_{-\pi}^{\pi} f(x,\,y)\,dx\,dy\,.$$

Для подальшого застосування наводимо пряму та обернену теореми Удовиченка В.М. [9, 10]:

$$\exp(\pm\alpha)=\left(\frac{1\pm j}{2}\right)CaS(\alpha)+\left(\frac{1\mp j}{2}\right)CaS(-\alpha),\ \alpha=\sum_{i=1}^{n} z_i\,,\ z_i\in\Re\,. \tag{12}$$

$$CaS(\pm\alpha)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\exp(j\alpha)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\exp(-j\alpha),\ \alpha=\sum_{i=1}^{n} z_i\,,\ z_i\in\Re \tag{13}$$

Теорема 1. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)$ (4), (11), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)$ (4), (11), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)$ (11), (4) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)\,. \tag{14}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 2. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_0}(f)$ (5), (10), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_0}(f)$ (5), (10), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_0}(f)$ (10), (5) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_0}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_0}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_0}(f)\,. \tag{15}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_0}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 3. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\pm1}}(f)$ (6), (9), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\pm1}}(f)$ (6), (9), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\mp1}}(f)$ (9), (6) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_{\pm 1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_{\pm 1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)\,.. \tag{16}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_{\pm 1}}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 4. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)$ (7), (8), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)$ (7), (8), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)$ (8),(7) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)\,. \tag{17}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 5. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)$ (8), (7), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)$ (8), (7), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)$ (7), (8) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_0,\,\mu_{\mp 1}}(f)\,. \tag{18}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_0,\,\mu_{\pm 1}}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 6. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)$ (9), (6), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)$ (9), (6), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_{\pm 1}}(f)$ (6), (9) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_{\pm 1}}(f)\,. \tag{19}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_{\mp 1}}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 7. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_0}(f)$ (10), (5), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_0}(f)$ (10), (5), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_0}(f)$ (5), (10) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_0}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm 1},\,\mu_0}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp 1},\,\mu_0}(f)\,. \tag{20}$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm1},\,\mu_0}(f)$ теорем (12), (13).

Теорема 8. Для інтегралів $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)$ (11), (4), $\Omega^{H}_{\nu_{+1},\,\mu_{+1}}(f)$ (11), (4), $\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)$ (4), (11) виконується наступне:

$$\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)=\left(\frac{1\mp j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)+\left(\frac{1\pm j}{2}\right)\Omega^{H\backslash F}_{\nu_{\mp1},\,\mu_{\mp1}}(f)\,. \qquad (21)$$

Доведення виконується шляхом застосування до $\Omega^{F\backslash H}_{\nu_{\pm1},\,\mu_{\pm1}}(f)$ теорем (12), (13).

Тестовий приклад. У табл. наведені результати обчислення інтегралів (4)-(11) для функції $f(x,\,y)=\exp\left[-(x+y)^2\right]\sin(\sqrt{\pi}\,(x+y)+\pi/7)$ при значеннях $\nu_{|\pm1|}=0{,}173$, $\mu_{|\pm1|}=0{,}377$.

Таблиця 1 – Обчислені значення інтегралів

$\Omega^{F}_{\nu_{-1},\,\mu_{-1}}(f)$	–9,0795E–3– –1,1729jE–2	$\Omega^{H}_{\nu_{-1},\,\mu_{-1}}(f)$	2,649929E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{-1},\,\mu_{0}}(f)$	–3,392851E–3+ +2,557089jE–3	$\Omega^{H}_{\nu_{-1},\,\mu_{0}}(f)$	–5,94994E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{-1},\,\mu_{+1}}(f)$	–5,127361E–3+ +1,257593jE–4	$\Omega^{H}_{\nu_{-1},\,\mu_{+1}}(f)$	–5,253121E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{0},\,\mu_{-1}}(f)$	5,876979E–3+ +2,902733jE–3	$\Omega^{H}_{\nu_{0},\,\mu_{-1}}(f)$	2,974246E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{0},\,\mu_{+1}}(f)$	5,876979E–3– –2,902733jE–3	$\Omega^{H}_{\nu_{0},\,\mu_{+1}}(f)$	8,779712E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{+1},\,\mu_{-1}}(f)$	–5,127361E–3– –1,257593jE–4	$\Omega^{H}_{\nu_{+1},\,\mu_{-1}}(f)$	–5,001602E–3
$\Omega^{F}_{\nu_{+1},\,\mu_{0}}(f)$	–3,392851E–3– –2,557089jE–3	$\Omega^{H}_{\nu_{+1},\,\mu_{0}}(f)$	–8,357616E–4
$\Omega^{F}_{\nu_{+1},\,\mu_{+1}}(f)$	–9,0795E–3+ +1,1729jE–2	$\Omega^{H}_{\nu_{+1},\,\mu_{+1}}(f)$	–2,080893E–2

Наведені в табл. результати задовольняють вимогам теорем (14) - (21), тобто підтверджують їх справедливість.

Висновки. 1.Сформульовані і доведені теореми (14) – (21), які встановлюють зв’язок між двовимірними інтегралами $F\&H$ фінітної функції. 2. Наведено тестовий приклад, який підтверджує отримані теоретичні твердження.

Перспективи досліджень у даному напрямку автор вбачає у застосуванні запропонованих теорем, які встановлюють зв'язок між двовимірними інтегралами $F\&H$ при вирішені деяких задач інформаційних технологій у базисах Фур'є та Хартлі, наприклад, в системах автоматичного управління та регулювання, які застосовують сигнальні методи; в задачах математичного моделювання та комп'ютерної діагностики, у відомих непараметричних та параметричних методах спектрального оцінювання сигналів у цифровій обробці сигналів, у електроенергетиці та перетворювальній техніці, у вимірювальній техніці при побудові комп'ютерних вимірювальних засобів, при побудові різноманітних систем кріптографії тощо.

Список літератури: 1. *Литвин О. М., Удовиченко В.М.* Інструментарій інформаційних технологій в базисі Хартлі // Вестник НТУ "ХПІ": Сб. научн. тр. –Х.: НТУ "ХПІ", 2006. – Вып. 38. Тематический выпуск "Приборы и методы неразрушающего контроля". –С. 69-74. **2.** *Литвин О. М., Удовиченко В.М.* Інструментарій інформаційних технологій в базисі Фур'є // Вестник НТУ "ХПІ": Сб. научн. тр. –Х.: НТУ "ХПІ", 2007. – Вып. 10. Тематический выпуск "Автоматика и приборостроение". –С. 119-127. **3.** *Рабинер Л., Гоулд Б.* Теория и применение цифровой обработки сигналов. –М.: Мир, 1978. – 848 с. **4.** *Макс Ж.* Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. В 2-х томах, т.1. Перевод с французкого под ред. д-ра физ. мат. наук Н.Г. Волкова. –М.: Мир. 1983. –311 с. **5.** *Марпл-мл.С. Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения, –М.: Мир, 1990. – 684 с. **6.** *Брейсуэлл Р.* Преобразование Хартли. –М.: Мир, 1990. – 175 с. **7.** *Болд Э. Дж.* Сравнение времени вычисления БПХ и БПФ // ТИИЭР. 1985, №12, – С. 184-185. **8.** *Маккленнан Дж. Х.* Многомерный спектральный анализ // ТИИЭР, т.70, №9, 1982. – С. 139-152. **9.** *Удовиченко В. М.* Оператори Фур'є та Хартлі, побудовані на основі методу Файлона та кубічних сплайнів, точні на тригонометричних поліномах заданого степеня // Вестник НТУ "ХПІ": Сб. научн. тр. –Х.: НТУ "ХПІ". 2007. – Вып. 19. Тематический выпуск "Інформатика и моделирование", № 8. – С. 182-190. **10.** *Удовиченко В. М.* Оператори Фур'є та Хартлі, побудовані на основі методу Файлона та В-сплайнів п'ятого степеня, точні на тригонометричних поліномах заданого степеня // Вестник НТУ "ХПІ", Сб. научн. тр. –Х.: НТУ "ХПІ", 2007. –Вып. 35, "Электроэнергетика и преобразовательная техника". Тематический выпуск "Приборы и методы неразрушающего контроля". – С. 3-12.

Поступила в редакцію 02. 02. 08

УДК 621.372.06:551.510

А.В. ФИСУН (г. Харьков)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

У статті приведена процедура відновлення і поліпшення розрахунку висотного розрізнення параметрів іоносфери, одержаних за виміряними кореляційними функціями (КФ) некогерентно розсіяного сигналу. Показано, що завдання по експериментальному перетворенню КФ в реальну залежність від функції висоти теплових варіацій електронної концентрації може бути зведено до рішення рівняння Вольтерри першого роду.

In this article the procedure renewals and improvement of height solution the parameters ionosphere, got from the correlation functions (CF) of incoherent scatter signal is resulted. It is shown that the task of experimental transformation of CF in the real dependence of function height variation of thermal vibrations of electron closeness can be reduced to the solution of equation the Volterra the first kind.

Метод некогерентного рассеяния (НР) позволяет получить большое число параметров ионосферы, таких как электронная концентрация $N_e(h)$, ионная и электронная температуры ($T_e(h)$, $T_i(h)$), ионный состав $v(h)$. Измерения производятся в широком диапазоне высот (100 - 1500 км). Для определения ионосферных параметров на высотах максимума F-области (400 - 500 км) и ниже применяются серии последовательностей коротких зондирующих радиоимпульсов или сигналы со сложными видами кодирования. Для получения ионосферных данных на высотах внешней ионосферы обычно применяются простые зондирующие радиоимпульсы (ПЗРИ) большой длительности (T_{si} = 0,5 - 2 мс). Однако, при этом значительно ухудшается разрешающая способность по высоте $\left(\Delta H = \frac{cT_{SI}}{2}\right)$. Например, при длительности зондирующего импульса T_{si} = 0,8 мс будет ΔH = 120 км, что недостаточно точно для определения параметров нижней ионосферы.

Цель данной работы – восстановить измеренные высотно-временные зависимости корреляционных функций НР сигнала, полученные с недостаточным разрешением из-за зондирующих импульсов большой длительности.

Рассмотрим интегральное уравнение, полученное по методике, приведенной в [1], которое связывает измеренные значения высотного профиля КФ НР сигнала $R_{IS}(t, \tau_k)$ с ковариационной функцией тепловых флуктуаций электронной плотности $\rho_{TF}(h, \tau_k)$ ионосферной среды и