



УКРАЇНА

(19) UA (11) 15446 (13) U
(51) МПК (2006)
H01Q 19/10МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИДЕРЖАВНИЙ ДЕПАРТАМЕНТ
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ
ВЛАСНОСТІ

ОПИС

ДО ДЕКЛАРАЦІЙНОГО ПАТЕНТУ
НА КОРИСНУ МОДЕЛЬвидається під
відповідальність
власника
патенту

(54) ДИСКРЕТНО-ІМПЕДАНСНИЙ РЕФЛЕКТОР

1

2

(21) u200504870

(22) 23.05.2005

(24) 17.07.2006

(46) 17.07.2006, Бюл. № 7, 2006 р.

(72) Цалієв Тамерлан Арманович

(73) ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ЗВ'ЯЗ-
КУ ІМ. А.С. ПОПОВА(57) Дискретно-імпедансний рефлектор, що вико-
наний у вигляді плоскої лінзи Френеля, поверхня
якого складається з послідовно пронумерованих
зон (парні і непарні зони Френеля), причому в ме-

жах однієї сукупності зон (наприклад, зони з непа-
рними номерами) є покриття з хорошого провідни-
ка, який **відрізняється** тим, що друга сукупність
зон Френеля (зони з парними номерами) також
заповнена матеріалом, на поверхні кожної з зон
відношення дотичних складових векторів \vec{E} і \vec{H}
(поверхневий імпеданс) за абсолютною величи-
ною у декілька разів перевищує хвильовий опір
вільного простору.

Корисна модель відноситься до антенної тех-
ніки. Може бути використане в якості низько профі-
льного рефлектора дзеркальних антен, які засто-
совуються у техніці наземного й космічного
радіозв'язку, радіолокації, у коліматорах і фокусу-
ючих пристроях НВЧ з метою поліпшення рівномі-
рності поля в розкритті антен і коліматорів, підви-
щення коефіцієнта спрямованої дії й поліпшення
фокусування. Більшість антен, що працюють у
діапазонах сантиметрових і більш коротких хвиль,
ставляться до класу апертурних антен оптичного
типу. Це, наприклад, дзеркальні й лінзові антени.
Робоча поверхня таких антен не-плоска (напри-
клад, параболічна, гіперболічна або еліптична), що
може створювати певні конструктивні й технологі-
чні незручності.

Ідея створення антен із плоскої або майже
плоскою робочою поверхнею базується на прин-
ципі Гюйгенса-Френеля й понятті зон Френеля.

Класичний низько профільний рефлектор мо-
же бути виконаний у вигляді дискретної поверхні -
так званої «зонної пластинки» [1,2,3] інакше нази-
ваної лінзою Френеля. Лінза Френеля утворюється
шляхом розбиття уявної (утворюючої) плоскої по-
верхні S на зони Френеля [4] з подальшим запов-
ненням або парних, або непарних зон добре про-
відним матеріалом.

До переваг рефлекторів у вигляді дискретно-
плоскої поверхні (типу лінзи Френеля) можна від-
нести високу технологічність виготовлення й мож-
ливість зборки робочої поверхні великого розміру з
окремих плоских сегментів; зниження негативного
впливу теплових і механічних деформацій; змен-
шення впливу опадів, що заважають (налипання

снігу, скупчення вологи на дзеркалі), зниження
ефектів деполяризації й інші.

Проте така дискретна поверхня є багато фоку-
сною: вона має властивості, як лінзи, так і рефлек-
тора. Тобто вона має направлені властивості як
«на просвіт», так й «на відбиття», що є її істотним
недоліком. Пропонована корисна модель поліпшує
направлені властивості дискретної поверхні за
рахунок усунення в ній ознак і властивостей лінзи
й поліпшення за рахунок цього спрямованих влас-
тивостей рефлектора.

Нагадаємо, що принцип розбиття плоскої по-
верхні, на зони Френеля (Фіг.1) забезпечується
виконанням умови:

$$r_n = f + n\lambda/2,$$

де: n - номер зони (нумерація зон позначена
на фіг.1 б), r_n - відстань від джерела до зовнішньо-
го краю n -ї зони, f - фокусна відстань, λ - довжина
хвилі.

При цьому різниця фаз полів створюваних
джерелом монохроматичної електромагнітної хви-
лі в крайніх точках кожної зони становить 180° ;
Радіуси зон Френеля R_n визначаються співвідно-
шенням:

$$R_n = \sqrt{z_n^2 + x_n^2} = \sqrt{2fn\lambda/2 + (n\lambda/2)^2} \quad (1)$$

Заповнюючи тонким провідним шаром зони,
що мають парні номери, і залишаючи незаповне-
ними зони, що мають непарні номери, (або навпа-
ки), утворимо лінзу Френеля -поверхню, яка скла-
дається з тонких кільцевих добре провідних зон,
що чергуються з незаповненими зонами, та має

(19) UA (11) 15446 (13) U

властивості, як лінзи, так і рефлектора (дзеркала).

При осьовому опроміненні такої дискретної поверхні плоскою хвилею, наприклад, що приходить із позитивного напрямку осі z , розсіяне поле фокусується не тільки в двох ближніх фокальних точках F_1 і F_2 , але також й у нескінченно вилучених точках $z = \pm\infty$ на оптичній осі.

Аналогічно цьому, при опромінуванні лінзи Френеля джерелом сферичної хвилі, наприклад, що знаходиться на оптичній осі в точці $z=f$, розсіяне поле також фокусується не тільки в нескінченно віддалених точках $z = \pm\infty$ на оптичній осі, але також і в двох ближніх фокальних точках F_1 й F_2 .

Отже, при практичній реалізації плоских лінз Френеля як елементів антенних або фокуруючих пристроїв (лінз або рефлекторів) виявляється властивий їм недолік: більше половини енергії падаючого поля використовується не за призначенням, що, зокрема, є причиною зниження коефіцієнта направленої дії D антен з таким рефлектором.

Поставлена задача різкого зниження рівня задніх бічних пелюстків діаграми спрямованості дискретної поверхні й збільшення коефіцієнта направленої дії антени з рефлектором у вигляді такої поверхні. Пропонована конструкція, називана дискретно-імпедансним рефлектором має геометрію подібну до лінзи Френеля, а саме, як й у прототипу, уявлювана площа також дискретизується (розбивається на зони Френеля). Технічним розв'язанням поставленої задачі є заповнення всіх без винятку зон Френеля таким матеріалом, щоб у межах кожної зони забезпечувалося певне значення поверхневого імпедансу. Це може бути, наприклад, тонкий одношаровий або багатшаровий металевий, металізований магнітний або діелектричний матеріал з металевими вкрапленнями і (або) отворами різної форми, штирями або канавками [5,6].

Для обґрунтування запропонованого розв'язання поставленої задачі був проведений чисельний експеримент, заснований на розв'язанні електродинамічної задачі про знаходження поля, розсіяного дискретно-імпедансною поверхнею, при опромінуванні джерелом електромагнітного поля.

З цією метою розглядалася наступна модельна двовимірна (геометрія рефлектора й характеристики електромагнітного поля не залежать від координати z) задача.

Нехай є нескінченна дискретно-імпедансна площа S на якій знаходяться імпедансні смуги, що примикають одна до одної (фіг.2), розміри яких відповідають зонам Френеля, які визначені в результаті виконаної згідно формули (1) процедури дискретизації. Опромінювач у вигляді системи I ниткоподібних струмів розміщений у фокусі дискретної поверхні.

Треба знайти розподіл розсіяного поля в дальній зоні, розрахувати діаграму спрямованості й коефіцієнт направленої дії (КНД) дискретно-імпедансного рефлектора, задаючи різні значення

комплексного поверхневого імпедансу ρ на непарних і парних зонах Френеля.

Потім, порівнюючи отримані результати з аналогічними розрахунками, виконаними для моделі класичної лінзи Френеля, оцінити вираз у КНД

одержуваний у випадку дискретно-імпедансного рефлектора.

Помістимо у фокальній області сторонні джерела - L ниток магнітного струму паралельних осі x с

амплітудою I_l , $l = 1, \dots, L$.

Тоді густина поверхневого струму $j(y, \rho(y))$, задовольняє рівнянню [5]

$$j(y, \rho) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \int_S \rho(y') H_0^{(2)}(|y - y'|) dy' - \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \sum_{l=1}^L I_l H_0^{(2)}(|y - y_l|) \quad (2)$$

де $H_0^{(2)}(y)$ - функція Ганкеля другого роду,

$k = \omega \sqrt{\mu_a \varepsilon_a}$ - хвильове число верхнього напівпростору.

У формулі (2) інтегрування здійснюється в межах всієї нескінченної площини S . Для того, щоб досліджувати властивості дискретно-імпедансного рефлектора кінцевих розмірів припустимо, що розподіл амплітуд струмів джерел підкоряється біноміальному закону.

Як добре відомо, у цьому випадку діаграма спрямованості системи джерел не має бічних пелюсток [6] і, при певному виборі фокусної відстані (у процесі дискретизації поверхні), кількості джерел і відстані між ними, опромінюватися буде тільки кінцева ділянка дискретної поверхні AS . За межами області AS амплітуди поверхневих струмів будуть нехтовно малі. Отже, в (2) можна обмежитися інтегруванням у межах цієї області, вважаючи, що її розміри відповідають розміру апертури досліджуваного рефлектора. Тоді вирішуючи рівняння

$$j(y, \rho) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \int_{AS} \rho(y') H_0^{(2)}(|y - y'|) dy' - \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \sum_{l=1}^L I_l H_0^{(2)}(|y - y_l|) \quad (3)$$

можна визначити розподіл поверхневих струмів у межах апертури AS дискретно-імпедансного рефлектора й потім, шляхом, чисельного інтегрування розрахувати розподіл розсіяного поля в дальній зоні, побудувати діаграму спрямованості й далі розрахувати коефіцієнт направленої дії.

Поставлена задача розв'язується методом Крилова - Боголюбова [5] стосовно до інтегрального рівняння для густини електричного поверхневого струму. При цьому інтегральне рівняння (3) зводиться до системи лінійних алгебраїчних рівнянь, шляхом чисельного розв'язання якої й знаходиться розподіл щільності поверхневого струму. Потім знайдені розподіли поверхневого струму використовуються для розрахунку й подальшої побудови діаграм направленості, а також визначення величини коефіцієнта направленої дії D шляхом чисельного інтегрування.

Наведемо деякі результати розрахунку, що підтверджують переваги дискретно-імпедансного рефлектора порівняно з дискретно-плоским рефлектором типу лінзи Френеля. Чисельний аналіз проводився для чотирьох варіантів дискретного рефлектора:

- модель 1 (прототип): дискретно-плоский рефлектор з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 1$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} = 0$, що відповідає класичній лінзі Френеля з ідеальним провідником у непарних зонах і повітряному заповненні в парних зонах.

- модель 2: дискретно-імпедансний рефлектор

з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} \Rightarrow 1$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} = 0$, що відповідає дискретному рефлектору з ідеальним провідником у непарних зонах і з магнетиком у парних зонах.

- модель 3: дискретно-імпедансний рефлектор з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} \Leftarrow 0$, що відповідає дискретному рефлектору з ідеальним провідником у непарних зонах і з «смісним» характером реактивного імпедансу в парних зонах.

- модель 4: дискретно-імпедансний рефлектор з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} \Rightarrow 0$, що відповідає рефлектору з ідеальним провідником у непарних зонах і з «індуктивним» характером реактивного імпедансу в парних зонах.

Тут ми ввели наступні позначення: $\dot{\rho}_1$ - значення імпедансу в непарних зонах Френеля, $\dot{\rho}_{2n} = \dot{\rho}_2 / \rho_0$ - значення нормованого імпедансу в парних зонах Френеля, $\rho_0 = 120\pi$ - імпеданс вільного простору. Розмір рефлектора $\Delta S = 50\lambda$, фокусна відстань $f = 0,5 \Delta S$, λ - довжина хвилі.

Наведемо результати виконаних розрахунків.

Розрахунки показали, що для прототипу (модель 1) коефіцієнт направленої дії $D_0 = 17,93$ дБ, а рівень ближніх бічних пелюстків ДН становить приблизно - 8,0 дБ.

Переваги дискретно-імпедансної моделі ілюструють фіг.3 і фіг.4, де показані діаграми спрямованості, розраховані для моделі 2 з параметрами

$\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 15$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} = 0$, що відповідає дискретно-імпедансному рефлектору з ідеально провідними непарними зонами і з магнетиком у парних зонах.

У порівнянні із прототипом ширина головної пелюстки ДН стає меншою, а рівень перших бічних пелюсток знижується до -12 дБ.

Для того, щоб з'ясувати який характер залежності КНД від величини нормованого імпедансу є в парних зонах, була пророблена серія відповідних розрахунків.

Результати для моделі 2, що відображають залежність КНД від величини нормованого імпедансу наведені на фіг.5. Графік, зображений на фіг.6 показує залежність виграшу АД в КНД стосовно прототипу $AD = D - D_0$, одержуваний для моделі 2. З наведених графіків видно, що КНД дискретно-імпедансного рефлектора спочатку різко зростає, потім швидкість зростання сповільнюється, і величина одержуваного виграшу асимптотично прямує до значення $AD \cong 2,5$ дБ.

Схожі результати отримані під час розрахунку діаграм направленості для моделі 3 з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} = -15$, що відповідають дискретно-імпедансному рефлектору з ідеально провідними непарними зонами й з «смісним» характером чисто реактивного імпедансу в парних зонах (фіг.7 та фіг.8).

Залежність КНД від величини імпедансу й виграш у КНД, одержуваний у цьому випадку відображають графіки, показані на фіг.9 і фіг.10.

Мало відрізняються і результати, отримані при розрахунку діаграм направленості для моделі 4 з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_{2n} = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_{2n} = 15$, що відповідає дискретно-імпедансному рефлектору з ідеально провідними непарними зонами і з «індуктивним» характером чисто реактивного імпедансу в парних зонах (фіг.11 і фіг.12).

Виграш у КНД при $|\dot{\rho}_n| \cong 15$ складає близько 2,5 дБ, що де вище, ніж для моделей 2 і 3. Проте, залежності КНД і виграшу, наведені на фіг.13 та фіг.14. у цьому випадку при $|\dot{\rho}_n| < 10$ мають не «монотонний», а сильно порізаний характер, що пояснюється виникненням у парних зонах струму поверхневих хвиль.

Висновок: результати виконаних розрахунків на моделях дискретно-імпедансних рефлекторів і порівняння отриманих результатів з характеристиками канонічної моделі дискретно-плоского рефлектора (лінзи) Френеля показали наступне:

- дискретно-імпедансні рефлектори забезпечують більш вузьку головну пелюстку ДН і більш низький рівень ближніх бічних пелюсток;

- дискретно-імпедансні рефлектори, в яких має місце чергування зон Френеля з різ відмінним за величиною поверхневим імпедансом у сусідніх зонах, дозволяють отримати виграш у КНД, який досягає 2,5 дБ.

Література.

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. -М: Мир, 1973, 354 с.

2. Базарский О.В., Колесников А.И., Хлянич Я.Л. Частотные свойства зонированных линз Френеля. // Радиотехника и электроника. № 12, 1980.

3. Байбулатов Ф.Х., Минин И.В. Исследование фокусирующих свойств зонной пластинки Френеля. // Радиотехника и электроника. - № 9, 1985.

4. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей // Известия вузов. Радиоэлектроника. - 2000. - 43. № 5-Ю. - с.13-22.

5. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. - М - Л: Энергия, 1967.-376 с.

6. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. М. - Л., Энергия, - 1966,-648 с.

Перелік фігур креслення

Фіг.1. Дискретизація плоскої поверхні

Фіг.2. Геометрія задачі

Фіг.3. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 2 з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_2 = 15$, $\text{Im } \dot{\rho}_2 = 0$).

Фіг.4. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 2).

Фіг.5. Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) рефлектора (модель 2).

Фіг.6. Виграш у КСД дискретно-імпедансного рефлектора (модель 2).

Фіг.7. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 3 з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_2 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_2 = -15$).

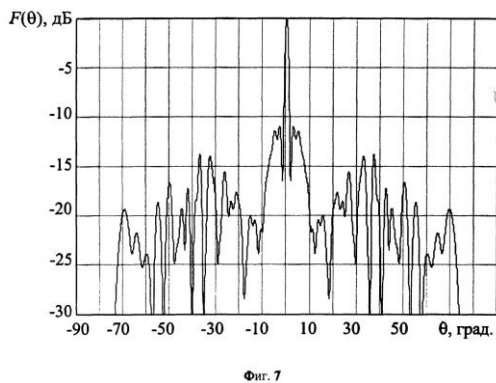
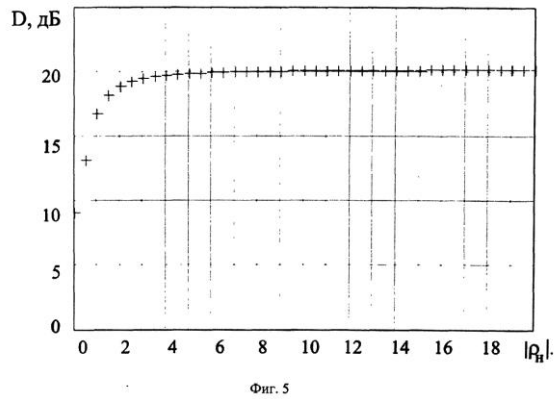
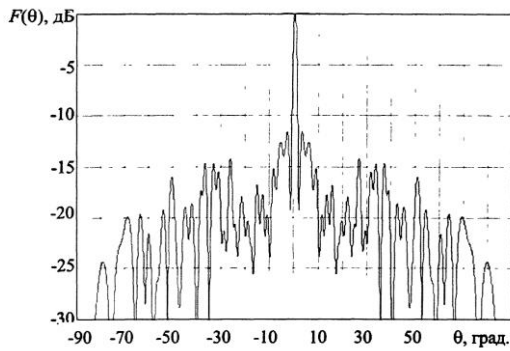
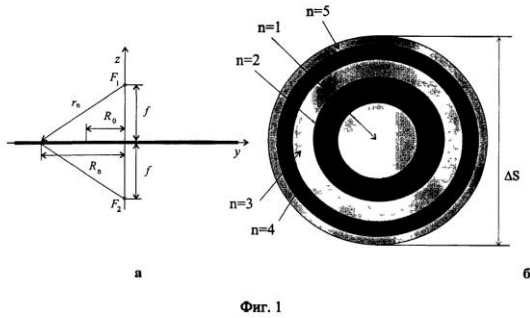
Фіг.8. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 3).

Фіг.9. Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) рефлектора

ктора (модель 3).

Фіг.10. Виграш у КСД дискретно-импедансного рефлектора (модель 3).

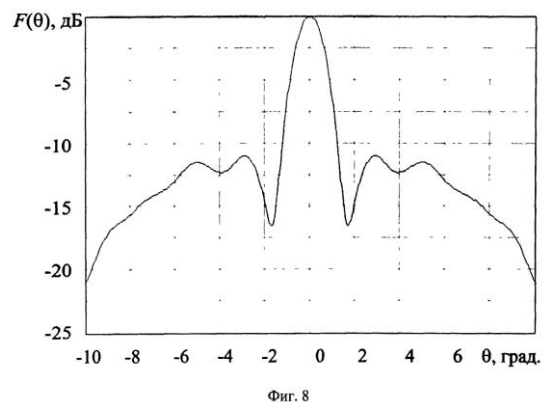
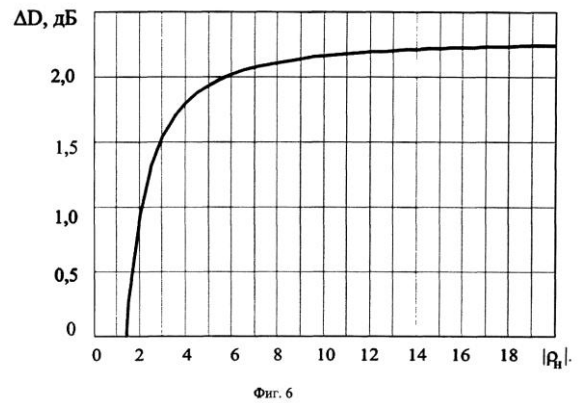
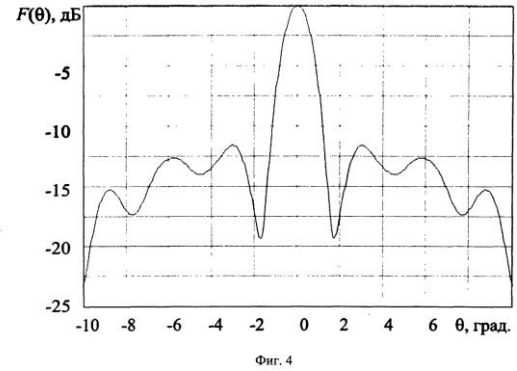
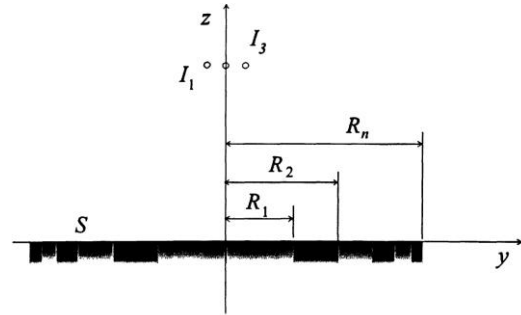
Фіг.11. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 4 з параметрами $\text{Re } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_1 = 0$, $\text{Re } \dot{\rho}_2 = 0$, $\text{Im } \dot{\rho}_2 = 15$).



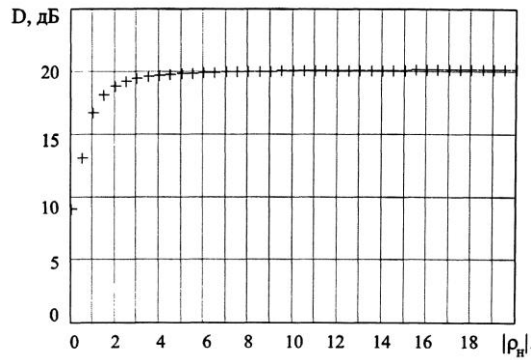
Фіг.12. Діаграма спрямованості рефлектора (модель 4).

Фіг.13. Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) рефлектора (модель 4).

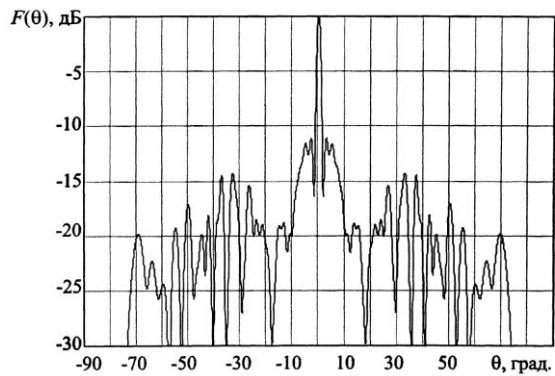
Фіг.14. Виграш у КСД дискретно-импедансного рефлектора (модель 4).



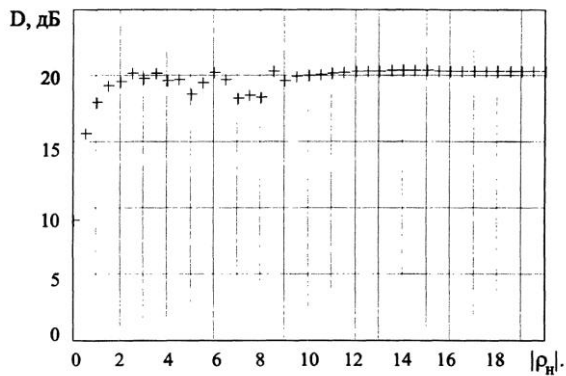
9



Фиг. 9



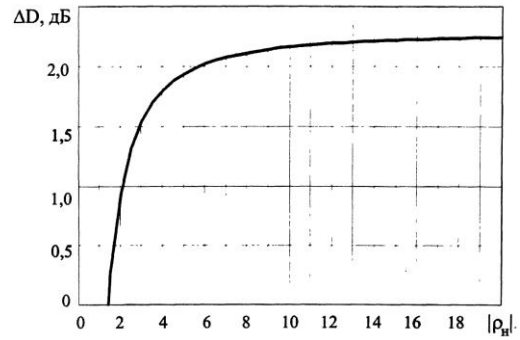
Фиг. 11



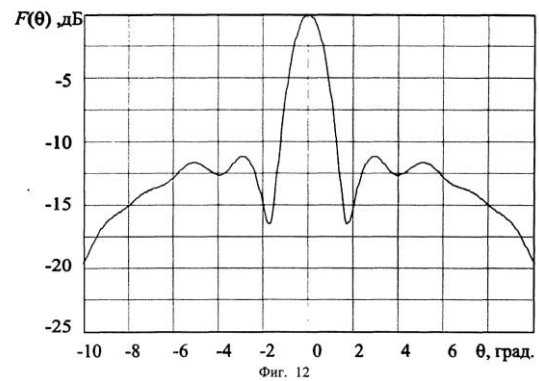
Фиг. 13

15446

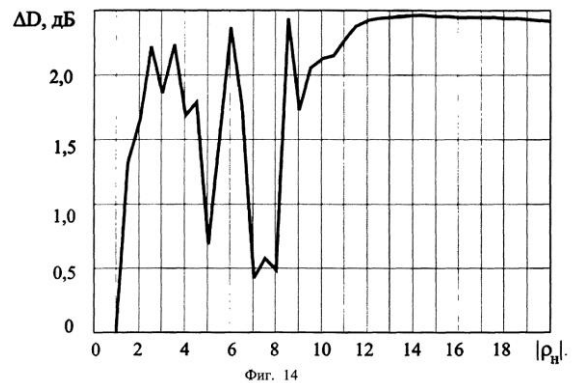
10



Фиг. 10



Фиг. 12



Фиг. 14