

УДК 621.371.35

РАССЕЯНИЕ РАДИОСИГНАЛА НА МЕТЕОРНОМ СЛЕДЕ**Е.В. Харченко**

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины, 12, Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: helen.v.kharchenko@gmail.com
Поступила в редакцию 11 апреля 2011г.*

Предложена обобщенная модель рассеяния радиосигнала на метеорном следе в процессе его формирования и развития, позволяющая рассчитать изменение мощности рассеянного сигнала не разделяя метеорные следы на недоуплотненные и переуплотненные. В качестве входных параметров модели использованы физические параметры метеороида – масса и скорость, которые определяют степень ионизации плазменного образования, а также расположение и ориентация метеорного следа. При выводе аналитических соотношений учтены наличие плазменной оболочки, окружающей «металлический цилиндр» и коллективные взаимодействия в плазме при рассеянии сигналов. Показано, что результаты расчетов находятся в хорошем согласии с результатами наблюдений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: рассеяние сигнала, метеорный след, дифракционные колебания, электронная плотность, коллективные взаимодействия в плазме, импульсная переходная характеристика.

Запропоновано узагальнену модель розсіювання радіосигналу на метеорному сліді в процесі його формування та розвитку, що дозволяє розрахувати змінення потужності розсіяного сигналу не розділюючи метеорні сліди на насичені та ненасичені. В якості вхідних параметрів моделі використані фізичні параметри метеороїда – маса і швидкість, які визначають ступінь іонізації плазмового утворення, а також розташування і орієнтація метеорного сліду. При виведенні аналітичних співвідношень враховані наявність плазмової оболонки, що оточує «металевий циліндр» і колективні взаємодії в плазмі при розсіюванні сигналів. Показано, що результати розрахунків знаходяться у згоді з результатами спостережень.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: розсіювання сигналу, метеорний слід, дифракційні коливання, електронна щільність, колективні взаємодії в плазмі, імпульсна перехідна характеристика.

A generalized model of the radiosignal scattering on the meteor trail is proposed. The model allows to take into account the process of formation and development of the meteor trail, and to calculate the scattered signal power change without sharing the meteor trails on underdense and overdense. As input parameters of the model used the physical parameters of the meteoroid - the mass and velocity, which determine the ionization of the plasma formation, as well as the location and orientation of the meteor trail. In the derivation of the analytical relations taken into account the presence of the plasma sheath surrounding the "metal cylinder" and the collective interactions in the plasma. In the paper shown that the results of calculations are in good agreement with observations.

KEYWORDS: signal scattering, meteor trail, diffraction oscillations, electron density, plasma collective interaction, impulse response.

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние сигнала на метеорном следе может быть использовано для передачи информации по метеорному радиоканалу и для исследования параметров метеорного тела на основании радиолокационных наблюдений. В настоящее время отсутствует строгая теория позволяющая получить расчетные соотношения, необходимые для решения соответствующих задач. Получить достоверные эмпирические расчетные формулы непосредственно из результатов наблюдений проблематично, вследствие неконтролируемости исходных данных. Это определяет актуальность разработки модели рассеяния, основанной на решении дифракционной задачи, которая учитывает все фазы развития метеорного следа и находится в согласии с результатами наблюдений. Точно описать эволюцию развития метеорного следа и, тем более, решить дифракционную задачу оценки рассеянной мощности в строгой постановке практически невозможно, что вынуждает использовать эвристические методы решения.

Используемые в настоящее время модели рассеяния сигналов на метеорном следе базируются на предположениях о том, что существуют два типа следов – переуплотненный и недоуплотненный [1,2], которые рассматриваются независимо и различаются величиной электронной плотности плазменного образования. При построении модели рассеяния на недоуплотненном следе делается предположение, что рассеяние происходит на свободных электронах [1], что недостаточно точно отражает физическую суть явления, поскольку не учитываются коллективные взаимодействия в плазме. В качестве модели

переуплотненного следа используют металлический цилиндр, радиус которого определяется из условия равенства нулю диэлектрической проницаемости плазмы внутри цилиндра [1]. Данная модель недостаточно точно описывает реальную ситуацию, поскольку при гауссовском распределении электронной плотности относительно оси метеорного следа, «металлический цилиндр» не может существовать без окружающей его плазменной оболочки, электронная плотность которой соответствует недоуплотненному следу и вносит значительный вклад в мощность рассеянного сигнала [3].

Целью статьи является построение обобщенной модели рассеяния сигнала на метеорном следе в процессе его формирования и развития, позволяющей рассчитать изменение мощности рассеянного сигнала не разделяя метеорные следы на недоуплотненные и переуплотненные. В качестве входных параметров модели использованы физические параметры метеороида – масса и скорость, которые определяют степень ионизации плазменного образования, а также расположение и ориентация метеорного следа. При выводе аналитических соотношений учтены наличие плазменной оболочки, окружающей «металлический цилиндр» и коллективные взаимодействия в плазме при рассеянии сигналов.

МОДЕЛЬ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛНЫ НА МЕТЕОРНОМ СЛЕДЕ

Предложена модель когерентного рассеяния волны на метеорном следе, которая учитывает динамику развития метеорного следа, совместное влияние недоуплотненной и переуплотненной частей следа и описывается выражением

$$P_{\text{коз}}^{\Sigma}(t) = P_{\text{коз}}^{(1)}(t) + \rho(t)P_{\text{коз}}^{(2)}(t), \quad (1)$$

где $P_{\text{коз}}^{(1)}$ – когерентная составляющая мощности сигнала, рассеянного переуплотненной частью следа;

$P_{\text{коз}}^{(2)}$ – когерентная составляющая мощности сигнала, рассеянного недоуплотненной частью следа; $\rho(t)$ – весовая функция, определяющая степень влияния переуплотненной и недоуплотненной частей метеорного следа на величину рассеянной мощности.

Начальным моментом будем считать момент вхождения метеороида на участок траектории соответствующий первой зоне Френеля, а первой фазой – интервал времени на котором головная часть пересекает первую и последующие зоны Френеля. В этой фазе возникают колебания мощности рассеянного сигнала (френелевские колебания). На этом интервале радиус следа можно считать равным начальному радиусу r_0 , который существенно меньше длины волны, а значение объемной электронной плотности следа N_e определяет характер рассеяния. Значение начального радиуса, найдено по эмпирической формуле [4]

$$r_0 = 1.65 \sqrt{\frac{v}{40} \exp\left(\frac{h_M - 95}{2H_n}\right)}. \quad (2)$$

где v – скорость метеорного тела при входе в область образования метеорных следов, [км/с]; h_M – высота отражающей точки, [км]; H_n – приведенная высота атмосферы.

Если рабочая частота сигнала меньше ленгмюровской частоты, определяемой значением объемной электронной плотности, то метеорный след является переуплотненным, в качестве его модели будем рассматривать металлический цилиндр. При расширении следа в результате диффузии объемная электронная плотность уменьшается и модель рассеяния на металлическом цилиндре допустима при радиусе следа меньшем критического значения, определяемого выражением

$$r_{\text{кр}}(t, \lambda) = \sqrt{-\left(r_0^2 + 4D_a t\right) \ln\left(\frac{\pi N_{e\text{кр}}(\lambda)(r_0^2 + 4D_a t)}{\alpha}\right)}, \quad (3)$$

где λ – длина волны; α – линейная электронная плотность; коэффициент амбиполярной диффузии D_a равен [4]

$$D_a = 13.2 \cdot \exp\left(\frac{h_M - 95}{H_n}\right), \quad (4)$$

а критическое значение объемной электронной плотности

$$N_{e\text{кр}}(\lambda) = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^2}{e^2} \frac{1}{\lambda^2}, \quad (5)$$

где e – заряд электрона; m_e – масса электрона; ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства; c – скорость света в свободном пространстве.

Мощность сигнала рассеянного метеорным следом на этапе формирования $P_{\text{кр}1}(t)$, при $r_{\text{кр}}(t, \lambda) = r_0$, может быть рассчитана по формуле

$$P_{кр1}(t) = \frac{P_{неп} G_{неп} G_{нп} \lambda^2}{64\pi^2 R_1 R_2 (R_1 + R_2)} \frac{r_{кр}(t)}{\left[1 - \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \beta\right]} \cdot \left[\frac{C^2(x) + S^2(x)}{2}\right], \quad (6)$$

где $P_{неп}$ - мощность передатчика; $G_{неп}$, $G_{нп}$ - коэффициенты направленного действия антенн передатчика и приемника; R_1 и R_2 - расстояния между передающей антенной и отражающей областью и приемной антенной и отражающей областью; θ - угол падения передаваемой волны на след; β - угол между метеорным следом и плоскостью проведенной через пункты приема, передачи и отражающую точку метеорного следа; $C(x)$ и $S(x)$ - интегралы Френеля, а параметр x , определяющий фазу рассеянного колебания, равен

$$x = vt(1 - \sin^2(\theta/2) \cos^2 \beta). \quad (7)$$

Для метеорных следов, радиус которых лежит в пределах $(0.01-0.5)\lambda$, а длина превосходит 0.5λ для вычисления эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) было использовано строгое решение дифракционной задачи для бесконечного металлического цилиндра, основанное на уравнениях Максвелла [5]. При нормальном падении на ось следа эффективная поверхность рассеяния равна

$$\sigma = \sigma_m U(kr_{кр}, kl), \quad (8)$$

где l - длина метеорного следа, причем при $l > 0.5\lambda$ $U(kr_{кр}, kl) \approx U(kr_{кр})$.

В этом случае

$$U(kr_{кр}) = \frac{4}{\pi kr_{кр}} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \frac{\frac{d}{dkr_{кр}} [J_n(kr_{кр})]}{\frac{d}{dkr_{кр}} [H_n^{(1)}(kr_{кр})]} \right|^2, \quad (9)$$

где k - волновое число, $J_n(kr_{кр})$ - функция Бесселя, а $H_n^{(1)}$ - функция Ханкеля.

Таким образом, на второй фазе формирования метеорного следа в приближении физической оптики, мощность рассеянного сигнала $P_{кр2}(t)$ определяется выражением, в котором учитывается обусловленное диффузией расширение критического радиуса следа

$$P_{кр2}(t) = \frac{P_{неп} G_{неп} G_{нп} \lambda^3}{32\pi^4 R_1 R_2 (R_1 + R_2)} \frac{1}{1 - \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \beta} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \frac{\frac{d}{dkr_{кр}} [J_n(kr_{кр}(t))]}{\frac{d}{dkr_{кр}} [H_n^{(1)}(kr_{кр}(t))]} \right|^2. \quad (10)$$

Для сопряжения этих двух частей воспользуемся функцией Хевисайда $H(x)$, а точку сопряжения t_0 найдем как минимальный нетривиальный корень уравнения, полученного из условия равенства выражений (6) и (7).

Таким образом, когерентная составляющая переуплотненной части следа имеет вид

$$P_{коз}^{(1)}(t) = P_{кр1}(t = t_0) [1 - H(x - x_0)] \left[\frac{C^2(x) + S^2(x)}{2} \right] + \\ + P_{кр1}(t = t_0) H(x - x_0) \left[\frac{C^2(x) + S^2(x)}{2} - 1 \right] + P_{кр2}(t) H(x - x_0) \quad (11)$$

Следует учесть, что метеорный след кроме переуплотненной части, характеризуемой критическим радиусом $r_{кр}(t, \lambda)$, содержит недоуплотненную часть, где электронная концентрация ниже критического значения. Его модель может быть представлена металлическим цилиндром в плазменной оболочке, электронная концентрация которой ниже критического значения. При этом, строгое решение дифракционной задачи показывает [6], что рассеянная мощность существенно выше чем при рассеянии от металлического цилиндра с заданным критическим радиусом. В результате диффузии через некоторое время переуплотненный след становится недоуплотненным, а его электронная концентрация обеспечивает высокую мощность рассеяния в течение достаточно продолжительного времени.

Расчет бистатического (двухпозиционного) рассеяния на недоуплотненном метеорном следе выполняется в предположении, что рабочая частота сигнала ω превышает ленгмюровскую частоту ω_0 . При этом мощность сигнала в точке приема, определяемая когерентной компонентой недоуплотненного метеорного следа определяется выражением

$$P_{\text{пол}}^{(2)}(t) = \frac{P_{\text{пер}} G_{\text{пер}} G_{\text{пр}} \lambda^2 r_e^2 (1 + \cos^2(\theta/2)) \frac{1 + q^2 R_D^2}{2 + q^2 R_D^2} \left[\int_0^{\tau_{\text{max}}} S_i(\tau) U(t - \tau) d\tau \right]^2}{64\pi^3 R_1^2 R_2^2}, \quad (12)$$

где q - модуль вектора рассеяния

$$q = \frac{2\pi}{\lambda} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (13)$$

R_D - дебаевский радиус экранирования

$$R_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_{abc}}{N_e e^2}}, \quad (14)$$

$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ [Дж/°К] – постоянная Больцмана; T_{abc} – абсолютная температура [°К], соответствующая наиболее вероятной высоте ($h=93$ км) [1] точки зеркального отражения метеорного следа ($T_{abc} \approx 240^\circ\text{K}$); N_e - объемная электронная плотность; r_e - классический радиус электрона, $S_i(\tau)$ – изменяющаяся во времени функция рассеяния метеорного следа (усредненная по множеству импульсная переходная характеристика), которая определена по методике изложенной в [7].

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для оценки влияния рабочей частоты на изменение во времени принятой мощности сигнала, рассеянного метеорным телом с массой 0.1 г и скоростью 40 км/с, выполнены численные расчеты для рабочих частот $f_1=30$ МГц, $f_2=45$ МГц, $f_3=60$ МГц, а также для линейно-частотно модулированного (ЛЧМ) сигнала с центральной частотой $f_c=45$ МГц и изменением частоты от 30 до 60 МГц, представленного выражением

$$U(t) = \cos\left(2\pi f_c t + \frac{\mu}{2} t^2\right), \quad (18)$$

где $\mu = 2\pi \frac{\Delta F_c}{T_c}$ - скорость изменения частоты, f_c – частота несущего колебания, ΔF_c – ширина спектра

ЛЧМ сигнала, T_c – длительность сигнала.

Результаты расчета, полученные с использованием выражений (12), (18) и вычисленной функции рассеяния по методике изложенной в [7], представлены на рис. 1.

Р, Вт

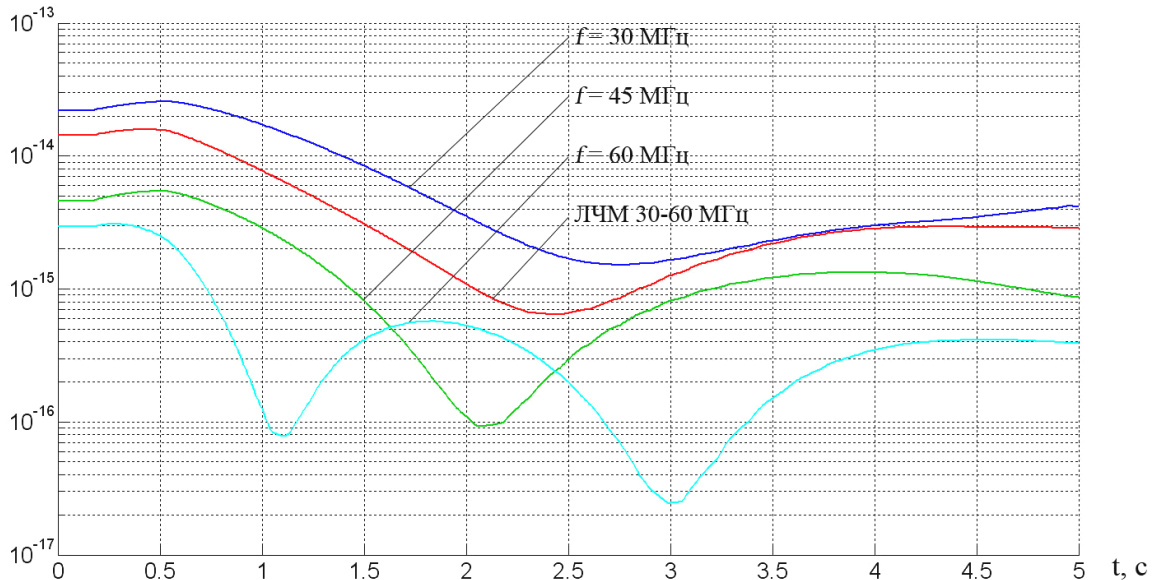


Рис. 1. Изменение во времени мощности принятых квазигармонических и ЛЧМ сигналов.

Для характерного момента времени $t=2.1$ с была рассчитана форма рассеянного ЛЧМ сигнала и его свертки в согласованном фильтре. Результаты расчетов, для частоты несущего колебания $f_c=45$ МГц и значений ширины спектра сигнала $\Delta F_c = 10$ и 30 МГц, представлены на рис. 2. На этом же рисунке, для сравнения, показаны амплитуда квазигармонического колебания (линия на фоне ЛЧМ сигнала) и свертка не рассеянного ЛЧМ сигнала с указанной шириной спектра.

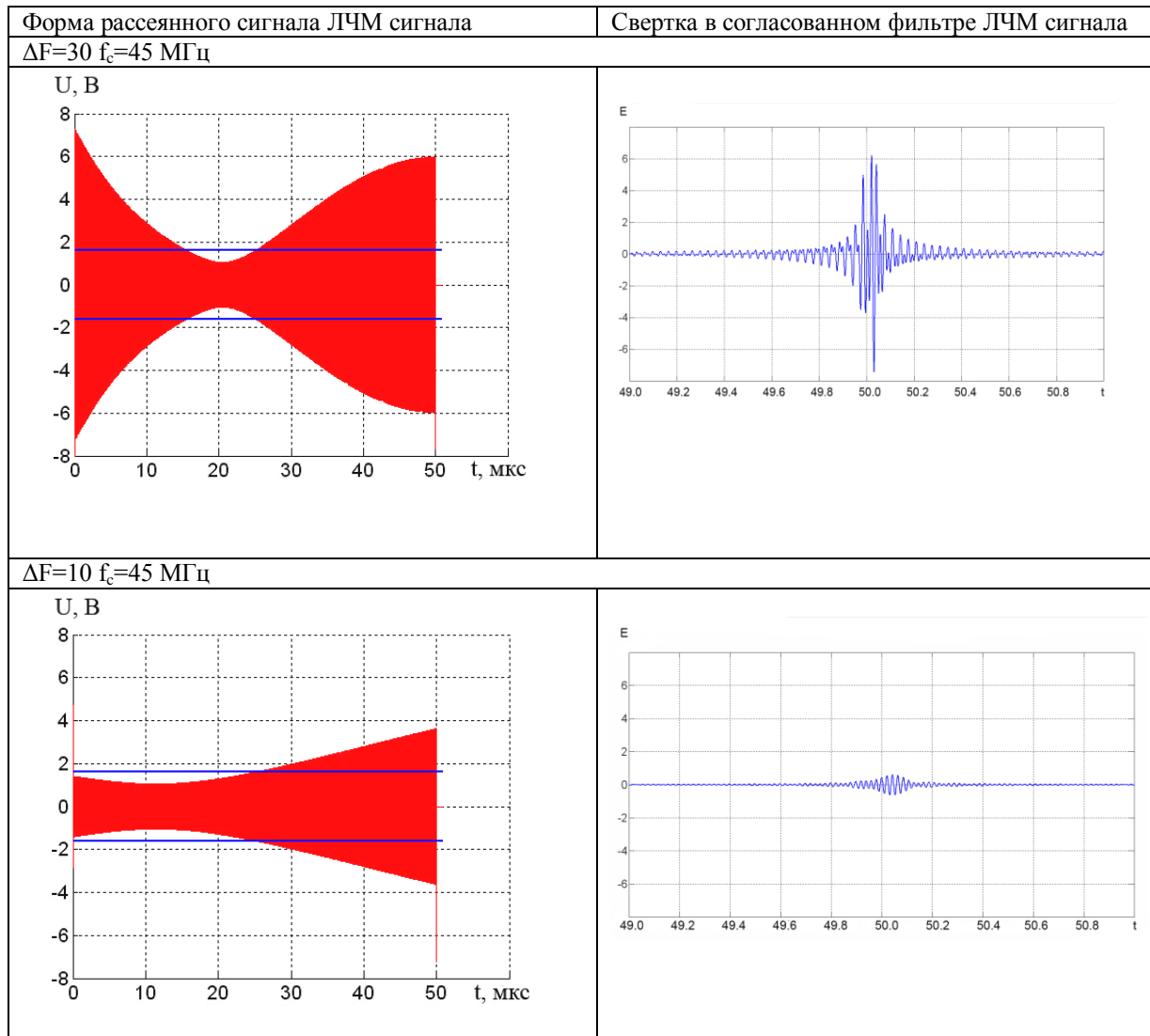


Рис. 2. Изменение формы рассеянного ЛЧМ сигнала и его свертки в согласованном фильтре при различных значениях ширины спектра.

Весовая функция в выражении (1), определяющая степень влияния переуплотненной и недоуплотненной частей метеорного следа на величину рассеянной мощности

$$\rho(t) = \begin{cases} \mu_{\text{эмп}} \exp \left\{ -\gamma_{\text{эмп}} \left[\frac{N_{\text{экв}}(t)}{N_{\text{кр}}(\lambda)} \right] \right\} & \text{при } N_{\text{экв}}(t) \geq N_{\text{кр}}(\lambda) \\ 1 - (1 - \mu_{\text{эмп}}) \exp \left\{ -\gamma_{\text{эмп}} \left[\frac{N_{\text{экв}}(t)}{N_{\text{кр}}(\lambda)} \right] \right\} & \text{при } N_{\text{экв}}(t) < N_{\text{кр}}(\lambda) \end{cases}, \quad (19)$$

где $N_{\text{экв}}$ - объемная электронная плотность метеорного следа постоянной внутри цилиндра радиусом $r_{\text{экв}}$ который выбран таким образом, что произведение максимального значения объемной электронной плотности на объем цилиндра единичной длины с радиусом $r_{\text{экв}}$ равнялась заданной линейной электронной плотности; $\gamma_{\text{эмп}}$ и $\mu_{\text{эмп}}$ - эмпирические коэффициенты, которые задаются на основании статистической обработки результатов наблюдения рассеяния на метеорных следах.

Для оценки достоверности предложенной эвристической модели расчета когерентной компоненты рассеянного сигнала были выполнены вычисления изменения мощности при следующих исходных данных: протяженность радиолинии 800 км, мощность передатчика 400 Вт, частота передачи 37 МГц, тип передающих/приемных антенн – 4-х элементная антенна «волновой канал». Для этой радиолинии были доступны результаты экспериментальных наблюдений по рассеянию сигналов на переуплотненном и недоуплотненном метеорных следах.

При оценке мощности рассеяния на переуплотненном следе расчеты выполнялись для метеороида, имеющего массу $m=2$ г и скорость $v=40$ км/с, который создает линейную электронную плотность

$\alpha=4.1 \cdot 10^{15}$ эл/м. Результаты расчета при значениях коэффициентов $\mu_{эмт}=0.5$ и $\gamma_{эмт}=1.5$ с высокой точностью совпали с результатами наблюдений и представлены на рис. 3, где 1 - мощность когерентной составляющей, которая определяется моделью металлического цилиндра с радиусом $r_{сп}(t)$; 2 - мощность когерентной составляющей, которая определяется моделью рассеяния на электронах плазмы с учетом их коллективного взаимодействия; 3 – суммарная мощность.

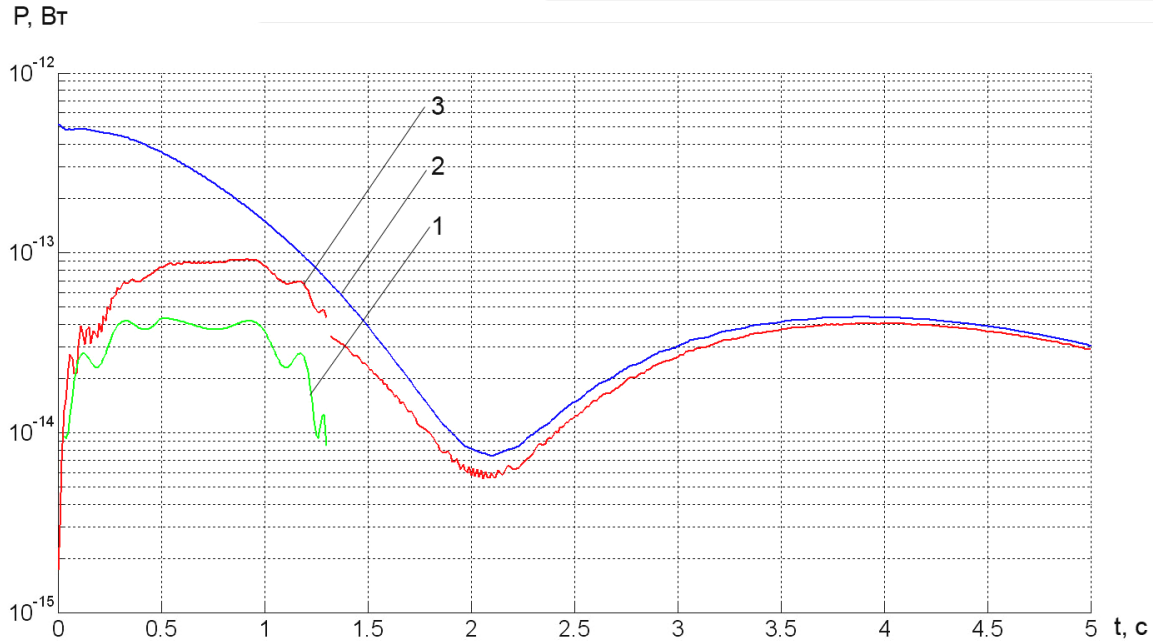


Рис. 3. Расчет изменения во времени мощности при рассеянии квазигармонического сигнала на переуплотненном метеорном следе, выполненный в соответствии с предложенной моделью.

На рис. 4 приведено сопоставление результатов расчетов. Сплошной линией показаны результаты расчетов выполненные с использованием предложенной эвристической модели рассеяния на метеорном следе, пунктирной линией – результаты, полученные в результате экспериментальных наблюдений [8].

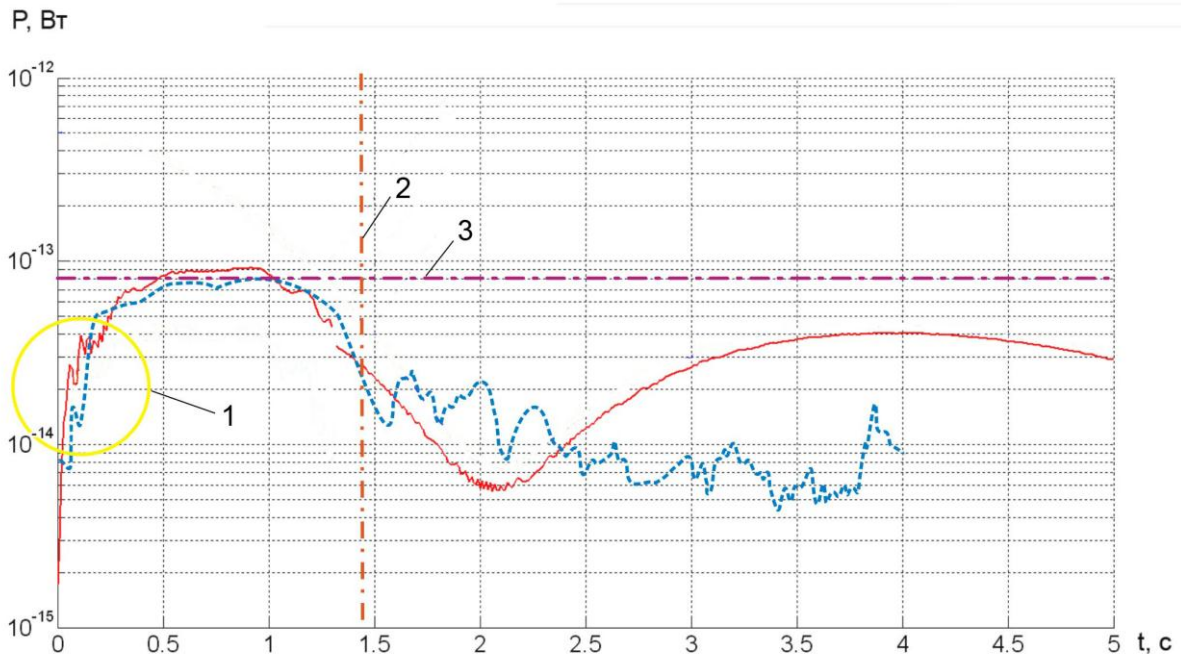


Рис. 4. Сопоставление результатов расчета изменения мощности при рассеянии на переуплотненном метеорном следе наблюдаемое при экспериментальных исследованиях и выполненное в соответствии с предложенной моделью.

Анализ результатов моделирования и экспериментальных наблюдений представленные на рисунке 4 позволяют говорить о их соответствии по следующим признакам: 1 – особенности дифракционных колебаний, возникающие на этапе формирования метеорного следа, качественно совпадают; 2 – интервал на котором наблюдается максимальное значение рассеянной мощности находится в хорошем соответствии; 3 – значения уровней мощности сигналов практически совпадают. Количественный анализ

результатов моделирования показывает, что на интервале времени от 0 до 2 секунд совпадение расчетных данных с экспериментальными данными, полученными с применением 2-х канального измерительного приемника с разнесенными антеннами [8], весьма высокое. При большем времени наблюдения регистрируются интерференционные замирания, а результаты расчета несколько превышают наблюдаемую мощность рассеянного сигнала. Снижение мощности наблюдаемой при экспериментальных исследованиях может быть связано с дополнительным влиянием турбулентной диффузии и разрушением метеороида, которые при расчетах не учитывались.

ВЫВОДЫ

На основе разработанной обобщенной модели рассеяния на метеорном следе получено аналитическое выражение позволяющее рассчитать изменение мощности рассеянного сигнала не разделяя метеорные следы на недоуплотненные и переуплотненные. Совпадение результатов расчетов с данными экспериментальных наблюдений подтверждает адекватность предложенной модели.

Использование функции рассеяния – усредненной по ансамблю импульсной переходной характеристики метеорного следа позволило оценить не только мощность рассеянного сигнала, но и его форму.

На примере ЛЧМ сигналов показано, что применение широкополосных шумоподобных сигналов с большой базой позволяет уменьшить влияние дифракционных колебаний. Это позволяет предположить, что использование в системах метеорной связи кодового разделения каналов и ансамблей сложных сигналов с хорошими взаимокорреляционными свойствами и шириной спектра превышающей 10 МГц позволит повысить пропускную способность данных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д. Мак-Кинли. Методы метеорной радиоастрономии. –М.: Мир, 1964. – 383 с.
2. Communication by meteor-burst propagation. Recommendations ITU-R P.843-1.
3. Azarenkov N.A., Galaydych V.K. Electromagnetic diffraction by metal cylinder coated with inhomogeneous magnetoactive plasma sheath. «Journal of Kharkiv University», No.808, 2008. p. 73-76.
4. Белькович О.И. Статистическая теория радиолокации метеоров. Казань. Изд-во КГУ. 1977. 108 с.
5. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Сов. Радио, 1975, 248 с.
6. Jones, J. & Collins, J. G. The mass distribution of radio meteors and the full-wave scattering theory. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 166, p. 529-542 (1974)
7. Харченко Е.В. Метод расчета областей наиболее вероятного появления метеорных следов, имеющих точку зеркального отражения. Радиотехника. – Харьков: ХНУРЭ, 2011. – выпуск 166, с. 186-192
8. P.S. Cannon, A.K. Shukla. Optimum antenna spacing for diversity in meteor burst communications systems. Report AGARD-CP-486. NATO Advisory Group for Aerospace Research and Development, 1991, 61 p.