УДК 537.876

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ КОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА ПРИ РАССЕЯНИИ В ГОРОДСКИХ УСЛОВИЯХ

В. Г. Гавриленко [1] *, *С. Н. Жуков* [1], *М. С. Жуков* [2], *В. А. Яшнов* [1]

[1] Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;
[2] НПО «Специальная техника и связь», г. Нижний Новгород, Россия

Впервые применён корпускулярный метод Монте-Карло для численного расчёта формы рассеянного в городских условиях первоначально короткого радиоимпульса. В простейшем двумерном случае, соответствующем низкому расположению источника и приёмника по отношению к крышам зданий, продемонстрировано соответствие результатов аналитического и численного расчёта формы принимаемого импульса при однократном отражении от стен зданий. Проанализирована зависимость его длительности от различных факторов с учётом многократных отражений и дифракции на крышах городских строений.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из практически важных задач радиосвязи является расчёт характеристик принимаемых радиосигналов при их распространении в больши́х городах. В настоящее время этот вопрос актуален при анализе возможности уверенной мобильной связи при достаточно больши́х расстояниях между базовой станцией и расположенным вблизи поверхности Земли мобильным устройством. Для теоретического расчёта усреднённых по достаточно большому району города характеристик принимаемого сигнала можно использовать статистическую модель городской застройки [1]. Такая возможность основана на результатах многочисленных экспериментальных исследований, показывающих, что в разных городах усреднённые характеристики принимаемых радиосигналов зависят от условий радиосвязи (расстояния между пунктами связи, высоты расположения антенн, частоты) аналогичным образом [1]. Указанная статистическая модель использована также в статье [2] при расчёте энергетических характеристик принимаемого в городе радиосигнала в случае его передачи с борта воздушного судна.

Для расчёта мощности принимаемого в городских условиях радиосигнала применяются и другие модели городской застройки, имеющие локальный характер. Например, в статьях [3, 4] предполагается, что в рассматриваемом районе города здания имеют одинаковую высоту, равномерно расположены и ориентированы параллельно друг другу. Развитием этой модели является модель застройки с изменяющимися физическими параметрами — высотой зданий и расстояниями между ними при сохранении их параллельной ориентации [5–8]. В работе [6] рассматривается частный случай, когда в локальном районе расположены только три здания.

С общетеоретической точки зрения городская застройка, на больши́х участках которой здания можно считать случайно расположенными и ориентированными, представляет собой своеобразный пример квазиплоской рассеивающей среды со специфическими статистическими характеристиками. Например, экспериментально установлено, что при высоко поднятой над крышами зданий антенне базовой станции и при низко расположенном мобильном средстве связи усреднённая мощность принимаемого сигнала при достаточном удалении пунктов друг от друга изменяется обратно пропорционально третьей степени горизонтального расстояния между ними, а угловое

* vgg@rf.unn.ru

распределение этой мощности существенно невзаимно. В связи с этим теоретическая задача о распространении и рассеянии электромагнитных волн в такой среде представляется интересной не только с чисто практической, но и с общефизической точки зрения.

Наиболее подробно результаты исследований в этом направлении изложены в книге [1]. На основе предложенной в ней статистической модели квазиоднородного протяжённого района городской застройки её авторами выполнены аналитические расчёты принимаемых ультракоротковолновых отражённых радиосигналов в приближении Кирхгофа при учёте затенений, создаваемых городскими строениями. Там же приведены результаты сравнения теоретических расчётов с полученными авторами [1] экспериментальными данными, показывающие совпадение порядков величин найденных разными способами характеристик рассеянных сигналов. Выполненные авторами работы [1] аналитические расчёты являются довольно сложными. Поэтому даже при анализе только однократно отражённых от стен городских зданий волн им пришлось использовать целый ряд дополнительных упрощающих предположений. В связи с этим представляется актуальным численный расчёт различных характеристик радиоволн, распространяющихся в городских условиях. В последние годы в работах [9, 10] предложен оригинальный способ вычисления усреднённых энергетических характеристик радиоволн в городской застройке корпускулярным методом Монте-Карло.

Этот метод позволяет корректно учесть влияние на характеристики сигнала таких факторов, как затенение городскими зданиями, многократные отражения от их стен, дифракция на их неровностях и крышах зданий. Он даёт возможность принять во внимание различную высоту зданий и получить результаты при изменяющихся в широком диапазоне значений расстояниях между пунктами связи, высотах расположения антенн и длинах волн передаваемого радиоизлучения.

Одной из важнейших (например, для расчёта систем мобильной связи) характеристик радиоволн, распространяющихся в городской среде, является зависимость от времени интенсивности регистрируемого в приёмном пункте сигнала в том случае, когда передатчик с ненаправленной антенной излучает квазимонохроматический импульсный сигнал с относительно малой длительностью. Если между источником излучения и приёмником отсутствует прямая видимость (приёмник затенён от передатчика непрозрачными городскими зданиями), в приёмный пункт попадают только отражённые от стен сигналы. В этом случае, отразившись от стен зданий в нескольких точках и претерпев дифракцию на крышах, сигнал достигает точки наблюдения в виде последовательности импульсов, число, моменты прихода, амплитуды и фазы которых случайны. Для описания такого потока импульсов оказывается полезным энергетический спектр задержек, определяющий среднюю по ансамблю трасс интенсивность принимаемого сигнала в любой момент времени. При таком усреднении в пределах протяжённых городских районов, содержащих множество зданий, последние, как отмечено выше, можно считать хаотически расположенными и хаотически ориентированными. Кроме того, фаза сигнала, отражённого от содержащей неровности стены отдельного здания, зависит от координат также случайным образом. Это приводит к тому, что регистрируемые импульсы являются статистически независимыми и можно складывать их энергии. В качестве аргумента энергетического спектра выступает разность между временем прихода отражённого сигнала и временем, за которое сигнал проходит расстояние между передатчиком и приёмником в свободном пространстве. Приближённый аналитический расчёт энергетического спектра задержек выполнен при учёте только однократно отражённых от стен городских зданий волн и при других упрощающих предположениях в книге [1]. Увеличение длительности первоначально короткого импульса за счёт отражений приводит к искажению кодированных сигналов, используемых при мобильной связи (уменьшению «полосы пропускания» канала). По этой причине анализ энергетического спектра задержек является актуальной задачей. Об этом свидетельствует и большое число опубликованных работ с результатами экспериментальных исследований энергетического спектра задержек в различных условиях, например [11–16]. Однако в этих и других вышедших в последние годы работах теоретический анализ энергетического спектра задержек отсутствует.

В данной статье модифицирован разработанный авторами корпускулярный метод Монте-Карло для расчёта энергетического спектра задержек. Правильность вычислений проверяется путём сравнения его результатов с результатами, полученными аналитически в частном случае. В итоге получены зависимости формы энергетического спектра задержек от различных параметров задачи.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Сначала выполним точный аналитический расчёт энергетического спектра задержек однократно отражённых волн в рамках упрощённой двумерной статистической модели городской застройки. В данной модели городские строения представляют собой прямые цилиндрические отражающие объекты, оси которых перпендикулярны горизонтальной плоскости xy. Центры этих объектов случайно распределены по этой плоскости с однородной поверхностной плотностью ν. Если излучённый импульс имеет форму дельта-функции, средняя интенсивность поля в точке B плоскости xy (см. рис. 1), которое создано точечным изотропным цилиндрическим источником, расположенным в точке A, после однократного отражения от объекта в точке C имеет вид, аналогичный приведённому в работе [17] для бистатического рассеяния импульса:

$$\langle I(t)\rangle \propto \iint \frac{\nu}{\tilde{r}}\,\frac{\exp[-\gamma_0(\tilde{r}+r)]}{r}\sin\!\left(\frac{\alpha}{2}\right)\delta\left(t-\frac{\tilde{r}+r}{c}\right) r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\varphi, \tag{1}$$

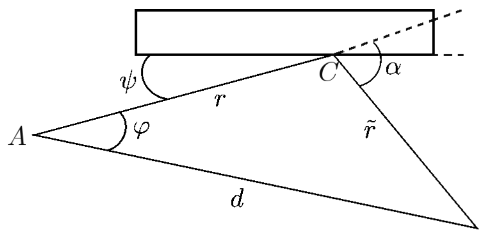

Рис. 1. Геометрия задачи

где t — время, c — скорость света, $\delta(t)$ — дельта-функция, экспоненциальный фактор (с декрементом γ_0) под интегралом определяет уменьшение средней интенсивности цилиндрической волны при распространении в среде с рассеивающими объектами, обусловленное затенениями. Этот фактор равен вероятности прямой видимости точки C однократно отражающего объекта одновременно из точки излучения A и точки приёма B [1]. Множитель $\sin(\alpha/2)$ определяет энергетическую индикатрису однократного рассеяния в плоскости xy в интересующем нас случае, когда поверхность рассеивающего объекта плавная и размеры значительно превосходят длину волны излучения. В данной модели городские строения заменяются непрозрачными вертикальными квазиплоскими экранами, свойства которых плавно меняются в горизонтальном направлении. Известно [18], что полное эффективное сечение σ площадки S плавно-шероховатой поверхности такого экрана равно её проекции на направление, перпендикулярное падающему лучу. Вся падающая на эту площадку энергия рассеивается в пределах узкого угла вблизи направления зеркального отражения от вертикальной средней плоскости экрана:

$$\sigma = S\sin\psi. \tag{2}$$

Предполагая, что экраны, моделирующие здания, равномерно распределены по азимутальному углу, при учёте, что $\alpha = 2\psi$, получаем указанную выше индикатрису, нормированную на её значение в максимуме. Такую же индикатрису рассеяния имеют в лучевом приближении вертикальные цилиндры, диаметр которых значительно превосходит длину волны [19]. Необходимо отметить, что данная индикатриса получена без учёта плавной зависимости коэффициента отражения волны от угла падения.

Интеграл в (1) удобно преобразовать, переходя к новой переменной

$$\tau = \frac{r + \tilde{r}}{d}, \tag{3}$$

где d — расстояние между источником и приёмником. Из геометрических соображений можно получить соотношения

$$r = \frac{d}{2}\,\frac{\tau^2 - 1}{\tau - \cos\varphi}, \qquad \tilde{r} = \frac{d}{2}\,\frac{\tau^2 - 2\tau\cos\varphi + 1}{\tau - \cos\varphi}, \qquad \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\tau} = \frac{\tilde{r}}{\tau - \cos\varphi}, \qquad \sin^2\frac{\alpha}{2} = \frac{d}{2}\,\frac{\tau - \cos\varphi}{\tilde{r}}. \tag{4}$$

С их помощью временна́я зависимость средней интенсивности принимаемого сигнала приводится к виду

$$\langle I(t)\rangle \propto \int\limits_0^\infty \Psi(\tau)\,\delta\left(\tau - \frac{ct}{d}\right)\mathrm{d}\tau = \Psi\left(\frac{ct}{d}\right), \tag{5}$$

где

$$\Psi(\tau) = \begin{cases} \nu \int\limits_0^\pi \dfrac{\exp(-\gamma_0 \tau d)\,\mathrm{d}\varphi}{\sqrt{\tau^2 - 2\tau\cos\varphi + 1}}, & \tau > 1; \\ 0, & \tau < 1. \end{cases} \tag{6}$$

Формулы (5) и (6) определяют форму энергетического спектра задержек. В качестве аргумента удобно выбрать величину $Z = \xi/\langle l\rangle$, которая представляет собой разность хода между отражённым и прямым сигналами $\xi = r + \tilde{r} - d$, отнесённую к средней длине экстинкции $\langle l\rangle = 1/\gamma_0$, обусловленной затенениями. При этом энергетический спектр задержек приобретает вид

$$\Psi(Z) = \begin{cases} \exp(-Z) \int\limits_0^\pi \dfrac{\mathrm{d}\varphi}{\sqrt{2 + \left(\dfrac{Z}{Y}\right)^2 + 2\left(\dfrac{Z}{Y}\right)(1 - \cos\varphi) - 2\cos\varphi}}, & Z > 0; \\ 0, Z < 0, & \end{cases} \tag{7}$$

где

$$Y = d/\langle l\rangle. \tag{8}$$

Если излучаемый импульс имеет конечную длительность, энергетический спектр принимаемого сигнала должен быть получен путём свёртки найденного отклика на дельта-импульс с функцией, определяющей форму передаваемого сигнала. В случае прямоугольного исходного импульса с длительностью Z_0 энергетический спектр задержек вычисляется по формуле

$$\Phi_1(Z) = \int\limits_0^{Z_0} \Psi(Z - Z')H(Z - Z')\,\mathrm{d}Z', \tag{9}$$

в которой $H(Z - Z')$ — функция Хевисайда, равная 1 при $Z > Z'$ и 0 при $Z < Z'$. При сравнении полученного аналитически энергетического спектра с результатами численного моделирования методом Монте-Карло удобнее вместо (9) записать

$$\Phi(Z) = \int\limits_{Z - Z_0}^{Z} \Psi(Z')\,\mathrm{d}Z'. \tag{10}$$

В случае, когда длительность исходного импульса Z_0 значительно меньше характерной ширины отклика на дельта-импульс, результаты расчёта по формулам (9) и (10) очень близки.

2. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Переходя к численному анализу энергетического спектра задержек, в первую очередь рассмотрим решённую выше аналитически двумерную задачу. Известно, что метод Монте-Карло основан на корпускулярном представлении волнового поля. В двумерном случае несущие энергию частицы, испускаемые источником излучения, могут двигаться только в горизонтальной плоскости xy. Изотропный точечный источник испускает частицы равномерно во все стороны. Поскольку в рассматриваемой модели отражающие (рассеивающие) объекты распределены по горизонтальной плоскости в среднем равномерно, усреднённые характеристики излучения могут зависеть только от расстояния между источником и точкой наблюдения. Поэтому регистрацию частиц удобно проводить внутри кругового слоя малой толщины с центром в точке источника. При этом вклад отдельной частицы в плотность энергии излучения (её «вес») пропорционален длине участка траектории этой частицы, лежащего в единице поверхности кругового слоя, т. к. длина траектории пропорциональна числу частиц на ней при испускании их из источника через равные малые промежутки времени [20, 21]. В методе Монте-Карло частицы двигаются между актами рассеяния по прямолинейным траекториям, случайная длина которых l распределена по закону Пуассона с плотностью вероятности $\exp(-l/\langle l\rangle)/\langle l\rangle$, где $\langle l\rangle$ — средняя длина свободного пробега, которую естественно считать совпадающей с длиной экстинкции, введённой выше. В процессе численных расчётов полагается $\langle l\rangle = 1$, а все остальные расстояния выражаются в единицах длины свободного пробега. Во время акта рассеяния направление движения частицы отклоняется от предыдущего на случайный угол α, плотность вероятности для которого определяется индикатрисой однократного рассеяния и равна $0{,}25\sin(\alpha/2)$. Для получения значения энергетического спектра задержек при данном значении Z достаточно просуммировать с соответствующим «весом» частицы, попавшие в область регистрации, для которых разность между полной длиной траектории и радиусом слоя регистрации, отнесённая к средней длине свободного пробега, находится в интервале от Z до $Z + Z_0$. При этом должен получиться результат, соответствующий теоретической формуле (10), где величина Z_0 определяется шириной исходного прямоугольного импульса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При проверке указанного выше соответствия выбиралось значение $Z_0 = 0{,}015$, что при типичном значении длины свободного пробега (средней длине прямой видимости) в городе порядка $150\div200$ м [1] отвечает длительности исходного импульса около 100 нс. Импульсы приблизительно такой длительности использовались при проведении экспериментов авторами [1]. Горизонтальное расстояние между источником и приёмником бралось равным девяти длинам свободного пробега. На рис. 2 показаны результаты аналитического расчёта по формуле (10) (чёрный цвет) и численного расчёта (красный цвет) энергетического спектра задержек в двумерном случае, нормированного на значение W_0 в его максимуме. Красными точками показаны результаты численного расчёта, а красная сплошная линия отражает результат их «сглаживания» методом наименьших квадратов. При численном моделировании учитывался вклад только однократно отражённых от стен зданий частиц. Практическое совпадение кривых подтверждает правильность алгоритма расчёта методом Монте-Карло.

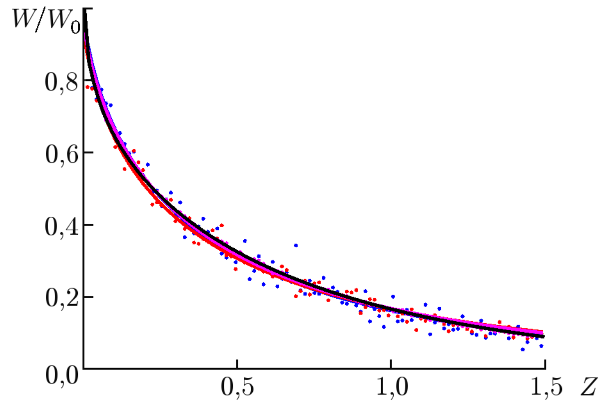

Рис. 2. Энергетический спектр задержек в двумерном случае

При численном моделировании распространения импульса в реальных условиях городской застройки нужно решать трёхмерную задачу. При этом вертикальные экраны, моделирующие городские здания, имеют конечную высоту h и толщину w, распределённые по нормальному закону около средних значений h_0 и w_0 со стандартными отклонениями σ_h и σ_w соответственно. Точечный источник некогерентного излучения располагается находящимся на высоте z_s по отношению к горизонтальной подстилающей плоскости земли xy, на которой располагаются городские здания. Начальное направление движения частиц, испускаемых источником, теперь задаётся двумя углами: равномерно распределённым от 0 до 2π азимутальным углом φ и распределённым равномерно в заданном интервале зенитным углом θ. Между актами рассеяния частицы двигаются по прямолинейным траекториям, проекции случайной длины которых на горизонтальную плоскость распределены так же, как в двумерном случае. В конечной точке очередного прямолинейного участка траектории случайным образом «выбрасывается» высота передней стены здания и его толщина в соответствии с указанными выше распределениями. Если конечная точка участка траектории располагается ниже высоты здания, акт рассеяния представляет собой реальное отражение. При этом случайно меняется направление движения частицы: азимутальный угол α получает случайное приращение, распределённое аналогично двумерному случаю, а зенитный угол после отражения отличается от зеркального угла отражения от вертикальной плоскости на случайную величину $\Delta\theta$, распределённую с плотностью вероятности

$$\frac{kl_B}{2\mathrm{arctg}\left(\dfrac{\pi k l_\mathrm{B}}{2}\right)[1+(kl_\mathrm{B}\,\Delta\theta)^2]},$$

где k — волновое число. Такое распределение угла отражения в вертикальной плоскости обусловлено наличием плавных вертикальных неоднородностей стен зданий с характерным масштабом l_B. В работе [1] показано, что при данном выборе индикатрисы рассеяния в вертикальной плоскости в случае $kl_\mathrm{B} \gg 1$ получается хорошее согласие результатов расчёта с экспериментальными данными по распространению радиоволн в городских условиях. Если конечная точка очередного прямолинейного участка траектории оказывается ниже горизонтальной подстилающей плоскости земли, моделируется зеркальное отражение от этой плоскости с соответствующим коэффициентом отражения. В том случае, когда конечная точка участка траектории оказывается выше случайно «выброшенной» высоты здания на величину Δz, акт рассеяния представляет собой случайное дифракционное отклонение направления движения частицы от первоначального в вертикальной плоскости. Таким образом моделируется дифракция волны на горизонтальном верхнем крае передней стены здания. Тангенс случайного угла отклонения распределён при этом по нормальному закону с дисперсией

$$\sigma_\theta^2 = \left[\frac{\lambda}{4\pi\,\Delta z}\right]^2,$$

где λ — длина волны, в соответствии с соотношением неопределённостей Гейзенберга. В работах [22, 23] показано, что такое моделирование дифракции на краю экрана методом Монте-Карло даёт полное согласие с теорией Френеля в области геометрической тени и близкий ей результат (не содержащий интерференционных осцилляций) в освещённой области. Впервые метод Монте-Карло для расчёта дифракции на верхних краях стен (крышах) городских зданий был применён в работе [10]. В ней здания представлялись тонкими вертикальными экранами и моделировалась дифракция на «коньке» крыши. В настоящей статье используется модифицированный алгоритм, позволяющий аналогичным образом учесть дифракцию волны на верхних краях и передней, и задней стены здания с плоской крышей, имеющего толщину w. При этом частицы, траектории которых после дифракционного отклонения на переднем крае пересекают плоскость крыши, выбывают из рассмотрения. Область регистрации с учётом отмеченной выше для двумерного случая центральной симметрии выбирается в виде цилиндрического слоя с радиусом d (равным горизонтальному расстоянию между источником и приёмником), имеющим малую толщину и заданную высоту. Ось цилиндра проходит через точку источника. Среднее значение плотности энергии некогерентного излучения в окрестности точки наблюдения пропорционально числу частиц, пересекших единицу длины указанного выше цилиндрического слоя, с учётом их различного «веса», который определяется длиной участка траектории частицы внутри объёма части слоя единичной длины и диссипацией энергии при отражениях. Этот «вес» вычисляется по формуле

$$P = \frac{R_{\rm E}^n R_{\rm B}^m}{\cos\theta}\ \frac{2d}{Z_0}\left\{\sqrt{\cos^2\gamma + Z_0/\left[d\left(1+\frac{Z_0}{4\alpha}\right)\right]} - \cos\gamma\right\}, \tag{11}$$

где $R_{\rm E}$ — коэффициент отражения по мощности от поверхности земли, n — число отражений от неё, $R_{\rm B}$ — коэффициент отражения по мощности от стен зданий, m — число отражений от них, γ — угол в горизонтальной плоскости, под которым частица пересекает область регистрации относительно радиального направления в данном месте, θ — угол наклона рассматриваемого участка траектории по отношению к горизонтальной плоскости.

Возможность применения для расчёта корпускулярного метода Монте-Карло, соответствующего некогерентному сложению при усреднении в области наблюдения интенсивностей волн, отражённых от различных зданий, есть следствие случайности коэффициентов отражения и хаотичности расположения городских зданий. Дополнительным аргументом является то, что во всех численных расчётах высота цилиндрического слоя регистрации выбирается значительно превышающей длину волны, что приводит к сглаживанию интерферометрических осцилляций.

В первую очередь приведём результаты численного расчёта по полной (трёхмерной) программе в ситуации, максимально приближённой к рассмотренному выше двумерному случаю. Для этого выберем вариант, когда источник и область регистрации расположены существенно ниже крыш городских зданий. Пусть $z_{\rm s} = 0{,}02$, середина цилиндрического слоя регистрации находится на расстоянии 0,02 от подстилающей поверхности земли, его высота равна 0,02, $R_{\rm E} = 0{,}5$, $R_{\rm B} = 0{,}1$, все здания имеют одинаковую высоту $h = 0{,}2$. Такая же область регистрации будет использована во всех дальнейших расчётах. Сначала рассмотрим гипотетический случай предельно узкой диаграммы направленности источника в вертикальной плоскости, так что все нерассеянные частицы попадают в цилиндрический слой регистрации с радиусом 9 длин свободного пробега. Возьмём предельно большое значение параметра $kl_{\rm B}$, обеспечивающее чисто зеркальное отражение от стен, и предельно малое значение длины волны, исключающее дифракцию на крышах зданий. Результат расчёта в этих условиях с учётом только однократно отражённых частиц изображён на рис. 2 розовым цветом и практически совпадает с полученными результатами в двумерном случае. Интересно отметить, что в реальном случае широкой диаграммы направленности источника в вертикальной плоскости при $\lambda = 0{,}002$, $kl_{\rm B} = 20$, такой же высоте одинаковых зданий с толщиной $w_0 = 0{,}05$ и прочих равных условиях численный расчёт с учётом только однократного отражения даёт очень близкий к предыдущим результат, показанный на рис. 2 синим цветом. Здесь опять точки отражают результаты численного расчёта, а линии — их аппроксимацию методом наименьших квадратов.

Практическое значение имеют результаты численных расчётов с учётом вклада многократно отражённых частиц, соответствующие некогерентному суммированию интенсивностей многократно отражённых лучей. При этом для анализа влияния городских строений на энергетический спектр задержек целесообразно из полного принимаемого сигнала вычитать вклад нерассеянных частиц. Последний возникает при усреднении за счёт очень редких реализаций, в которых имеется почти прямая видимость между источником и приёмником.

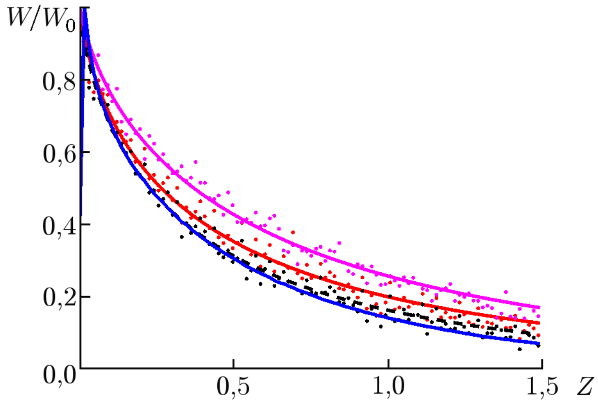

Рис. 3. Энергетический спектр задержек при низко расположенных источнике и приёмнике

Начнём со случая низко расположенных источника и приёмника. Сравним рассчитанные формы импульсов при двух расстояниях между источником и приёмником (3 и 9 длин свободного пробега). Для каждого расстояния расчёты выполнялись в двух случаях: при одинаковых размерах городских зданий, указанных выше, и при случайном распределении высот и толщин зданий с теми же средними значениями и со стандартными отклонениями $\sigma_h = 0{,}07$ и $\sigma_w = 0{,}02$. Кроме того, при расчётах рассматривались две длины волны радиоизлучения: $\lambda = 0{,}002$ ($kl_{\rm B} = 20$, дециметровый диапазон) и $\lambda = 0{,}0003$ ($kl_{\rm B} = 140$, сантиметровый диапазон). При выбранном значении Z_0 для обеих длин волн исходный импульс можно считать квазимонохроматическим. На расстоянии 3 длины свободного пробега для двух рассматриваемых длин волн вид энергетического спектра задержек одинаков и не зависит от флуктуаций высоты и толщины зданий (синяя линия на рис. 3). На расстоянии 9 длин свободного пробега результаты в сантиметровом диапазоне также не зависят от флуктуаций высоты и толщины зданий и практически совпадают с результатами для дециметрового диапазона при одинаковых зданиях (красная линия на рис. 3). Флуктуации высоты и толщины зданий приводят в дециметровом диапазоне к расширению принимаемого импульса (точки и линия розового цвета на рис. 3). Для сравнения на этом рисунке чёрной штриховой линией показан энергетический спектр задержек, рассчитанный при учёте только однократно отражённых частиц в случае одинаковых зданий.

Сравнение графиков на рис. 3 показывает, что при прочих равных условиях усреднённый принимаемый импульс расширяется с увеличением расстояния между приёмником и областью регистрации. Влияние флуктуаций высоты и толщины зданий усиливается с увеличением длины волны за счёт роста влияния дифракции на крыше при случайном уменьшении высоты зданий. При учёте многократных отражений энергетический спектр задержек заметно расширяется. В связи с этим важно отметить, что при многократном отражении интенсивность принимаемого сигнала возрастает по сравнению со случаем однократного отражения примерно на 20 % при энергетическом коэффициенте отражения от стен зданий, равным 0,1. Это объясняется отмеченным ещё в работе [1] существенным преобладанием числа приходящих в область наблюдения многократно отражённых от городских зданий лучей над числом однократно отражённых. При расчёте методом Монте-Карло это подтверждается сравнением числа регистрируемых частиц с различной кратностью отражения.

Вычисления показывают, что при подъёме источника выше крыш городских зданий при прочих равных условиях энергетический спектр задержек заметно расширяется. Это проиллюстри-

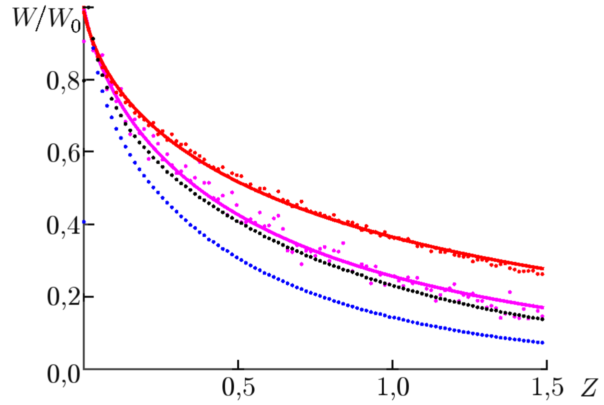

Рис. 4. Зависимость энергетического спектра задержек от высоты источника

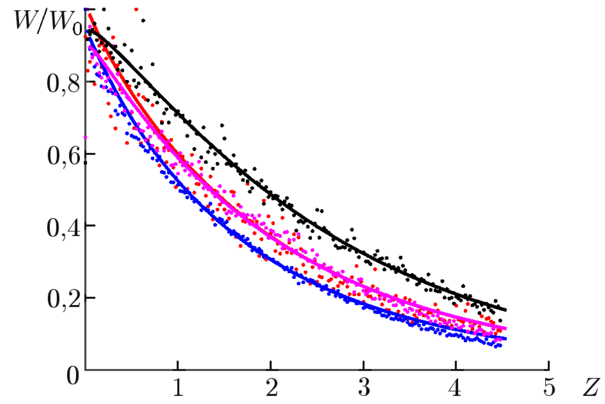

Рис. 5. Энергетический спектр задержек при высоко поднятом источнике для дециметрового диапазона длин волн

ровано на рис. 4 для высот источника, равных 0,02 и 0,4. На нём все кривые соответствуют дециметровому диапазону и наиболее реальному случаю городской застройки с рассмотренными выше случайными параметрами зданий. Синие точки отражают результат для $d = 3$ и низко расположенного источника, чёрные соответствуют высоко расположенному источнику при таком же расстоянии. Розовые и красные точки и кривые описывают случаи низкого и высокого расположения источника при $d = 9$ соответственно. Оценивая ширину энергетического спектра задержек на уровне 0,5, можно, с учётом указанного выше типичного значения среднего расстояния прямой видимости в городах, сделать вывод, что характерные длительности принимаемых импульсов составляют при рассмотренных d десятые доли микросекунды, что по порядку величины соответствует экспериментальным данным в работах [1, 11–16, 24]. Вывод, об уменьшении длительности импульса с увеличением расстояния d, сделанный в работах [1, 24], проведённые численные расчёты, как видно из рисунков, не подтверждают. Качественно аналогичный вывод о расширении импульса с увеличением расстояния следует также из результатов описанного выше аналитического расчёта в двумерном случае.

При расположении источника значительно выше крыш городских зданий связь с низко расположенным приёмным устройством может, как известно, осуществляться при достаточно большом расстоянии между ними. На рис. 5 показаны результаты расчёта в этом случае (при $z_{\rm s} = 0{,}4$) энергетических спектров задержек в дециметровом диапазоне. Синие точки и линия соответствуют расстоянию $d = 14$ и одинаковым зданиям, розовые отражают влияние флуктуаций размеров зданий. Красные и чёрные описывают эти же два случая при $d = 21$. Сравнение показывает, что увеличение расстояния d и флуктуации размеров зданий приводят при прочих равных условиях к заметному расширению принимаемого импульса. Аналогичные зависимости для сантиметрового диапазона приведены на рис. 6. В этом случае флуктуации размеров зданий также вызывают расширение принимаемого импульса на расстоянии $d = 21$ (чёрная и розовая кривые), а на расстоянии $d = 14$ влияют на него очень слабо и даже слегка сужают энергетический спектр задержек (синяя и красная кривые). Сравнение результатов для различных частотных диапазонов показывает, что на расстоянии $d = 14$ дифракция на крышах (увеличение длины волны) довольно сильно расширяет энергетический спектр задержек, а при $d = 21$ её влияние значительно слабее. Кроме того, на рис. 6 приведён энергетический спектр задержек при $d = 14$, полученный при численном моделировании в случае одинаковых зданий с учётом только однократно отражённых частиц (синяя штриховая линия). Сравнение показывает, что многократное рассеяние заметно

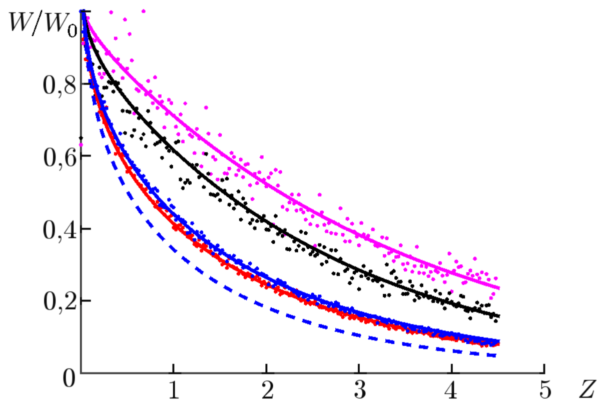

Рис. 6. Энергетический спектр задержек при высоко поднятом источнике для сантиметрового диапазона длин волн

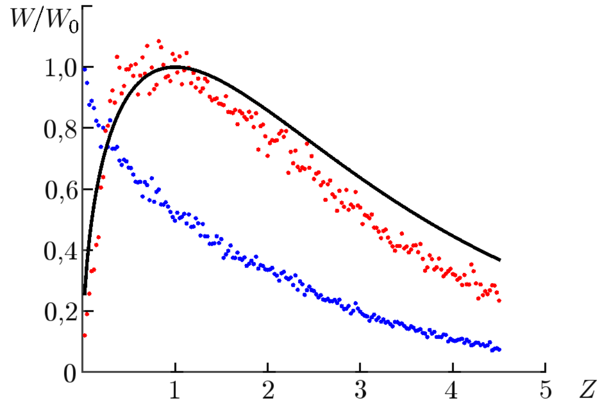

Рис. 7. Энергетический спектр задержек для различных индикатрис рассеяния зданиями

расширяет принимаемый импульс.

В книге [1] выполнен, как указано выше, приближённый аналитический расчёт энергетического спектра задержек в случае связи в городских условиях между высоко расположенной станцией и находящимся вблизи поверхности земли мобильным устройством. При учёте только однократно отражённых волн там получена простая формула для нормированного на его значение в максимуме энергетического спектра задержек:

$$\frac{W}{W_0} = Z^{1/2} \exp[-1/2(Z-1)], \tag{12}$$

которая достаточно хорошо, как утверждают авторы, аппроксимирует аналитические результаты.

Форма энергетического спектра задержек (12) сильно отличается от полученной в данной работе. Это, по всей видимости, вызвано тем, что в [1] при выводе усреднённой энергетической индикатрисы рассеяния в горизонтальной плоскости на хаотически ориентированных городских зданиях допущена неточность, приведшая к неверному выражению для неё $\sin^2(\alpha/2)$. Для проверки этой гипотезы нами был выполнен численный расчёт методом Монте-Карло с использованием индикатрисы $\sin^2(\alpha/2)$ и без учёта дифракции волн на крышах. Для сопоставления результатов, полученных для двух индикатрис, выбирались аналогичные условия (однократное отражение, одинаковые здания, $z_\mathrm{s} = 0{,}4$, $d = 21$, $kl_\mathrm{B} = 20$). На рис. 7. синим цветом обозначены полученные с использованием разработанного в данной статье алгоритма результаты для дециметрового диапазона, а красным — с индикатрисой $\sin^2(\alpha/2)$ без учёта дифракции волн на крышах, линией чёрного цвета показан результат расчёта по формуле (12). Сравнение показывает сильное влияние на результаты расчёта вида индикатрисы, причём энергетический спектр задержек, полученный методом Монте-Карло для индикатрисы $\sin^2(\alpha/2)$, оказывается качественно близким к рассчитанному по формуле (12).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сделать вывод о том, что предложенный в данной работе способ численного расчёта корпускулярным методом Монте-Карло позволяет корректно проанализировать энергетический спектр задержек в области наблюдения при распространении первоначально короткого импульса в городских условиях. При этом удалось выяснить влияние таких важных факторов, как положение источника и области регистрации, расстояние между ними, многократность отражений, случайность размеров зданий и дифракция волн на их крышах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пономарёв Г. А., Куликов А. М., Тельпуховский Е. Д. Распространение УКВ в городе. Томск: МП «Раско», 1991. 222 с.
2. Затучный Д. А., Сладь Ж. В. // Научный вестник МГТУ ГА. 2015. № 222. С. 37.
3. Walfisch J., Bertoni H. L. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1988. V. 36. P. 1 788.
4. Ikegami F., Takeuchi T.,Yoshida S. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1991. V. 39, No. 3. P. 299.
5. Crosby D., Greaves S., Hopper A. // 14th IEEE Proc. Personal, Indoor and Mobile Radio Communications. 2003. Art. no. 1260426.
6. Shanker Y., Soni S., Chauhan P. S. // Wireless Pers. Commun. 2014. V. 75. P. 1 343.
7. Chen J., Shen D., Yao N., Zhang R. // Appl. Mechanics Materials. 2013. V. 385–386. P. 1 527.
8. Isabona J., Babalola M. // Am. J. Phys. Appl. 2013. V. 1, No. 1. P. 10.
9. Белоногов С. Ю., Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В., Джандиери В. Г. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14, № 8. С. 27.
10. Белоногов С. Ю., Гавриленко В. Г., Котельникова М. В., Яшнов В. А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. Т. 15, № 8. С. 16.
11. Cox D. C. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1972. V. 20, No. 5. P. 625.
12. Cox D. C., Leck R. P. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1975. V. AP-23, No. 2. P. 206.
13. Sousa E. S., Jovanovic V. M., Daigneault C. // IEEE Trans. Vehicular Technol. 1994. V. 43, No. 4. P. 837.
14. Kim M.-D., Lee J., Liang J., Rim J. // ICACT Trans. Advanced Commun. Technol. 2014. V. 3, No. 5. P. 511.
15. Peter M., Weiler R. J., Göktepe B., et al. // Sensors. 2016. V. 16. P. 1 330.
16. Granda F., Azpilicueta L., Vargas-Rosales C., et al. // Sensors. 2017. V. 17. P. 1 313.
17. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
18. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Наука. Физматлит, 1999. 496 с.
19. Ваганов Р. Б., Кацеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М.: Наука, Физматлит, 1982. 272 с.
20. В.Г. Спицын В. Г. Моделирование рассеяния радиоволн на возмущениях ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом. М.: Физматлит, 2003. 176 с.
21. Gavrilenko V. G., Sorokin A. V., Jandieri G. V., et al. // Georgian Engineering NEWS. 2004. No. 4. P. 7.
22. Freniere E. R., Gregory G. G., Hassler R. A. // Proc. SPIE. 1999. V. 3. P. 780.
23. Freniere E. R. // Proc. SPIE. 2006. V. 6 289. Art. no. 62890N.
24. Лактионов В. А., Пономарёв Г. А., Скавронский А. Ю. и др. // Электродинамика и распространение радиоволн. Вып. 6. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 178.

Поступила в редакцию 23 октября 2018 г.; принята в печать 25 апреля 2019 г.

ANALYTICAL CALCULATION AND MONTE CARLO SIMULATION OF A VARIATION IN THE SHAPE OF A SHORT RADIO PULSE IN THE CASE OF SCATTERING IN URBAN CONDITIONS

V. G. Gavrilenko, S. N. Zhukov, M. S. Zhukov, and V. A. Yashnov

We apply the corpuscular Monte Carlo method for the first time to calculate numerically the shape of an initially short radio pulse scattered in urban conditions. In the simplest two-dimensional case, which corresponds to a low elevation of the source and receiver with respect to building roofs, agreement of the results of the analysis and numerical calculations of the shape of the received pulse is demonstrated for the case of single reflection of the pulse from building walls. The dependence of the pulse duration on various factors is analyzed allowing for multiple reflections and diffraction at the roofs of urban structures.