

Моделирование методом Монте-Карло распространения короткого радиоимпульса в городских условиях

В.Г. Гавриленко, С.Н. Жуков, М.С. Жуков, В.А. Яшнов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, E-mail: vgg@rf.unn.ru

Впервые применён корпускулярный метод Монте-Карло для численного расчёта формы принимаемого в городских условиях первоначально короткого радиоимпульса. Проанализирована зависимость его длительности от различных параметров.

The corpuscular Monte-Carlo method is for the first time applied to numerical calculation of a form of the short radio impulse accepted in city conditions originally. The dependence of its duration on various parameters is analysed.

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 относительно малой длительности. Отражившись от стен зданий в нескольких точках и претерпев дифракцию на крышах, он 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 в среднем по ансамблю трасс интенсивность принимаемого сигнала в любой момент времени. При таком усреднении в пределах протяжённых городских районов, содержащих множество зданий, последние можно считать хаотически расположенными и хаотически ориентированными. Кроме того, коэффициент отражения от 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. 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.

Наиболее подробно результаты исследований в этом направлении изложены в книге [1]. На основе предложенной ими статистической модели квазиоднородного протяжённого района городской застройки авторами данной работы выполнены аналитические расчёты принимаемых коротковолновых отражённых радиосигналов в приближении Кирхгофа при учёте затенений, создаваемых городскими строениями. Там же приведены результаты сравнения теоретических расчётов с полученными авторами экспериментальными данными, показывающие совпадение порядков величин найденных разными способами характеристик рассеянных сигналов. Выполненные авторами [1] аналитические расчёты являются довольно сложными. Поэтому даже при анализе только однократно отражённых от стен городских зданий волн авторам 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 [2,3] предложен оригинальный способ расчёта усреднённых энергетических ха-

рактических радиоволн в городской застройке корпускулярным методом Монте-Карло. В настоящем докладе этот метод будет применён для численного анализа энергетического спектра задержек.

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 xu . Центры этих объектов случайно распределены по этой плоскости с однородной поверхностной плотностью ν . Если излучённый импульс имеет

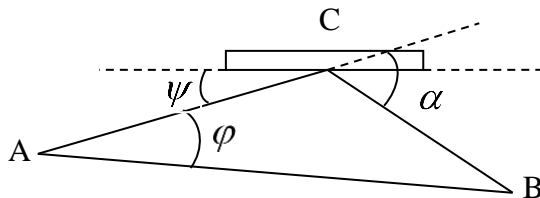


Рис. 1.

форму дельта-функции, средняя интенсивность поля в точке В плоскости xu (смотри Рис.1), созданного точечным изотропным цилиндрическим источником, расположенным в точке А после однократного отражения от объекта в точке С имеет вид, аналогичный приведённому в [4] для бистатического рассеяния импульса

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

где экспоненциальный фактор под интегралом определяет уменьшение средней интенсивности цилиндрической волны при распространении в среде с рассеивающими объектами, обусловленное затенениями. Этот фактор равен вероятности прямой видимости однократно отражающего объекта в точке С одновременно из точки излучения А и точки приёма В [1]. Множитель $\sin(\alpha/2)$ определяет энергетическую индикатрису однократного рассеяния в плоскости xu 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 [5], что полное эффективное сечение σ площадки S плавной 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

$$\sigma = S \sin \psi. \quad (2)$$

Предполагая, что экраны, моделирующие здания, равномерно распределены по азимутальному углу, при учёте, что $\alpha = 2\psi$, получаем указанную выше индикатрису, нормированную на значение в максимуме. Такую же индикатрису рассеяния имеют лучевом приближении вертикальные цилиндры, диаметр которых значительно превосходит длину волны [6]. Необходимо отметить, что данная индикатрису получена без учёта плавной зависимости коэффициента отражения волны от угла падения.

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

$$\tau = \frac{r + \tilde{r}}{d}. \quad (3)$$

Из геометрических соображений можно получить соотношения

$$r = \frac{d}{2} \frac{\tau^2 - 1}{\tau - \cos \varphi}, \quad \tilde{r} = \frac{d}{2} \frac{\tau^2 - 2\tau \cos \varphi + 1}{\tau - \cos \varphi}, \quad \frac{dr}{d\tau} = \frac{\tilde{r}}{\tau - \cos \varphi}, \quad \sin^2 \frac{\alpha}{2} = \frac{d}{2} \frac{\tau - \cos \varphi}{\tilde{r}}. \quad (4)$$

С их помощью зависимость средней принимаемой интенсивности от времени приводится к виду

$$I(\tau) \propto \int_0^{\infty} \psi(\tau) \delta\left(\tau - \frac{ct}{d}\right) d\tau = \psi\left(\frac{ct}{d}\right), \quad (5)$$

где

$$\psi(\tau) = \nu \int_0^{\pi} \frac{\exp(-\gamma_0 \tau d) d\varphi}{\sqrt{\tau^2 - 2\tau \cos \varphi + 1}} \quad \text{при } \tau > 1, \quad (6)$$

$$\psi(\tau) = 0 \quad \text{при } \tau < 1.$$

Формулы (5,6) 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 сигналом $\xi = r + \tilde{r} - d$, отнесённую к средней длине экстинкции $\langle l \rangle = 1/\gamma_0$, обусловленной затенениями. При этом энергетический спектр задержек приобретает вид

$$\psi(z) = e^{-z} \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{r + \left(\frac{z}{y}\right)^2 + 2\left(\frac{z}{y}\right)(1 - \cos \varphi) - 2\cos \varphi}} \quad \text{при } z > 0, \quad (7)$$

$$\psi(z) = 0 \quad \text{при } z < 0,$$

где

$$y = \frac{d}{\langle l \rangle}. \quad (8)$$

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

$$\Phi_1(z) = \int_0^{z_0} \psi(z - z') H(z - z') dz', \quad (9)$$

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

$$\Phi(z) = \int_{z-z_0}^z \psi(z') dz'. \quad (10)$$

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.

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 xu . Изотропный точечный источник испускает частицы равномерно во все стороны. Поскольку в рассматриваемой модели от-

ражающие (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, поскольку длина траектории пропорциональна числу частиц на ней при испускании их из источника через равные малые промежутки времени [7,8]. 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 длин свободного пробега. Во время акта рассеяния направление движения частицы отклоняется от предыдущего на случайный угол α , плотность вероятности для которого определяемой 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.

При проверке указанного совпадения выбиралось значение z_0 , равное 0,015, что соответствует при типичном значении длины свободного пробега (средней длины прямой видимости) в городе порядка 150-200 метров [1] и длительности исходного импульса около 100 наносекунд. 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 (оранжевый цвет) расчёта энергетического спектра задержек в двумерном случае, нормированного на значение в максимуме.

Оранжевыми точками показаны результаты численного расчёта, а оранжевая сплошная линия отражает результат «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.

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 за-

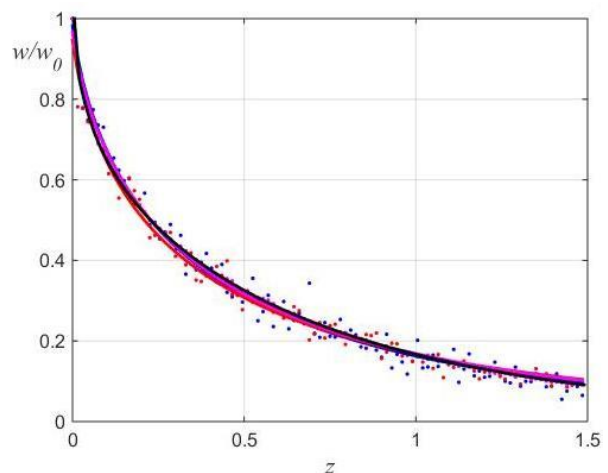


Рис. 2.

кону около средних значений h_0 и w_0 со стандартными отклонениями σ_h и σ_w . Точечный источник некогерентного излучения располагается на высоте z_s по отношению к горизонтальной подстилающей плоскости земли x_0 , на которой располагаются городские здания. Начальное направление движения частиц, испускаемых источником, теперь задаётся двумя углами: равномерно распределённым от нуля до 2π азимутальным углом φ , и распределённым равномерно в заданном интервале зенитным углом θ . Между актами рассеяния частицы двигаются по прямолинейным траекториям, проекция случайной длины которых на горизонтальную плоскость распределена 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 получает случайное приращение α , 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

$$\frac{kl_B}{2 \arctg\left(\frac{\pi kl_B}{2}\right) \left[1 + (kl_B \Delta\theta)^2\right]}$$

Такое распределение угла отражения в вертикальной плоскости обусловлено наличием плавных вертикальных неоднородностей стен зданий с характерным масштабом l_B . В [1] показано, что при таком выборе индикатрисы рассеяния в вертикальной плоскости в случае $kl_B \gg 1$ 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 дифракционное случайное 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 $\sigma_\theta^2 = \left(\frac{\lambda}{4\pi\Delta z}\right)^2$ (λ – длина волны) в соответ-

ствии с соотношением неопределённостей Гейзенберга. В работах [9,10] показано, что такое моделирование дифракции на краю экрана методом Монте-Карло даёт полное согласие с теорией Френеля в области геометрической тени и близкий 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 [3]. В этой работе здания представлялись тонкими вертикальными экранами, и моделировалась дифракция на «коньке» крыши. В настоящем докладе используется модифицированный алгоритм, позволяющий учесть аналогичным образом дифракцию волны на верхнем крае и передней, и задней стен здания с плоской крышей, имеющего толщину w . При этом частицы, траектории которых после дифракционного отклонения на переднем крае пересекают плоскость крыши, выбывают из игры. Область регистрации с учётом отмеченной выше для двумерного случая центральной симметрии выбирается в виде цилиндрического слоя радиуса d (равного горизонталь-

ному расстоянию между источником и приёмником), малой толщины и заданной высоты. 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

$$P = \frac{(R_E)^n (R_B)^m}{\cos \theta} \frac{2d}{z_0} \left(\sqrt{\cos^2 \gamma + z_0/d \left(1 + \frac{z_0}{4\alpha} \right)} - \cos \gamma \right), \quad (11)$$

где R_E – коэффициент отражения по мощности от поверхности земли,

n – число отражений от поверхности земли,

R_B – коэффициент отражения по мощности от стен зданий,

m – число отражений от стен зданий,

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, основана на 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 приближенной к рассмотренному выше двумерному случаю. Для этого выберем вариант, когда источник и область регистрации расположены существенно ниже крыш городских зданий. Пусть $z_s = 0,02$, середина цилиндрического слоя регистрации расположена на расстоянии $0,02$ от подстилающей поверхности земли, его высота равна $0,02$, $R_E = 0,5$, $R_B = 0,1$, 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_B , обеспечивающее чисто зеркальное отражение от стен, и предельно малое значение длины волны, исключаящее 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 в двумерном случае. Интересно отметить, что в реальном случае широкой диаграммы направленности источника в вертикальной плоскости, при $\lambda = 0,002$, $kl_B = 20$, 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, отображённый на Рис. 2 синим цветом. Здесь опять точки отражают результаты численного расчёта, а линии – 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.

Начнём со случая низко расположенных источника и приёмника. Сравним рассчитанные формы импульсов при двух расстояниях между источником и приёмником (3 длины свободного пробега и 9 длин). 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 стандартами $\sigma_h=0,07$ и $\sigma_w=0,02$. Кроме того, при расчётах рассматривались две длины волны радиоизлучения: $\lambda =0,002$ ($kl_B=20$) – дециметровый диапазон, и $\lambda =0,0003$ ($kl_B=140$) – сантиметровый диапазон. При выбранном значении z_0 для обеих длин волн исходный импульс можно считать квазимонохроматическим. На расстоянии 3 длины свободного пробега вид энергетического спектра задержек одинаков для двух рассматриваемых длин волн 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 дециметрового диапазона при одинаковых зданиях (оранжевая 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 чёрным пунктиром показан энергетический спектр задержек, рассчитанный при учёте только однократно отражённых частиц в случае одинаковых зданий.

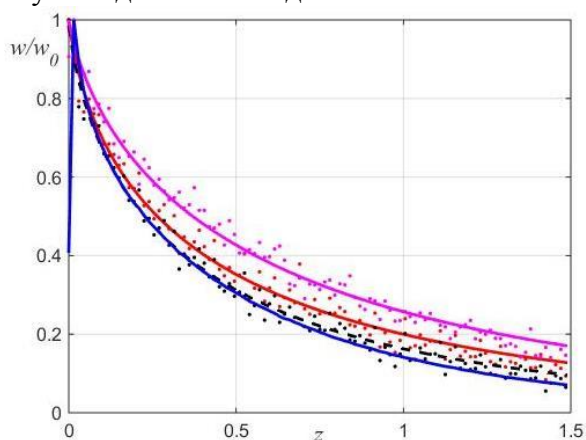


Рис. 3.

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 увеличения влияния дифракции на крыше при случайном уменьшении высоты зданий. При учёте многократных отражений энергетический спектр задержек заметно расширяется. В связи с этим важно отметить, при многократном отражении интенсивность принимаемого сигнала возрастает по сравнению с однократно отражённым примерно на 20 процентов при энергетическом коэффициенте отражения от стен зданий, равным 0,1. Это объясняется отмеченным ещё в [1] существенным преобладанием числа проходящих 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.

Расчёты показывают, что при подъёме источника выше крыш городских зданий при прочих равных условиях энергетический спектр задержек заметно расширяется. Это проиллюстрировано на Рис. 4 для высот источника, равных 0,02 и 0,4. Здесь 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 низкого источника, чёрные соответствуют высокому источнику при таком же расстоянии. Розовые и оранжевые точки и кривые описывают случаи низкого и высокого расположения источника соответственно при $d=9$. Оценивая ширину энергетического спектра задержек на уровне 0,5, можно с учётом указанного выше типичного значения средней длины прямой видимости в городах сделать вывод, что характерные длительности принимаемых импульсов составляют при рассмотренных расстояниях десятые доли микросекунды, что по порядку величины соответствует экспериментальным данным в [1,11], [12]. Вывод, сделанный в [1,11] об уменьшении длительности импульса с увеличением расстояния d 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.

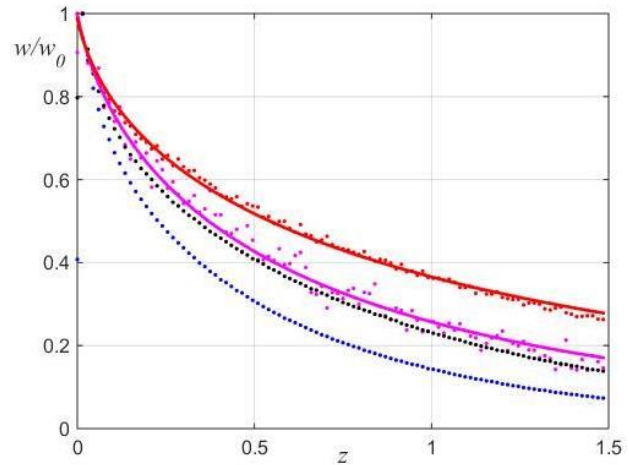


Рис. 4.

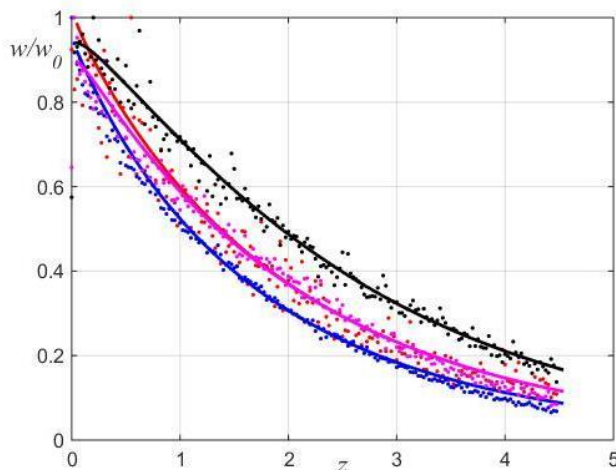


Рис. 5.

При расположении источника значительно выше крыш городских зданий связь с низко расположенным приёмным устройством может, как известно, осуществляться на достаточно большом расстоянии между ними. На Рис. 5 показаны результаты расчёта в этом случае (при $z_s=0,4$) энергетических спектров задержек в дециметровом диапазоне. Синие точки и линия соответствуют расстоянию $d = 14$ и одинаковым зданиям, розовые отражают влияние флуктуаций размеров зданий. Оранжевые 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 приводят к расширению принимаемого импульса на расстоянии $d = 21$ (чёрная и розовая кривые), а на расстоянии $d = 14$ влияют 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 $d = 21$ это влияние значительно слабее. Кроме того, на Рис. 6 приведён энергетический спектр задержек при $d = 14$, полученный при численном расчёте в случае одинаковых зданий с учётом только однократно отражённых частиц (синий пунктир). Сравнение показывает, что многократное рассеяние заметно расширяет принимаемый импульс.

В книге [1] выполнен 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 получена простая формула, достаточно хорошо, как утверждают авторы, аппроксимирующая аналитические результаты.

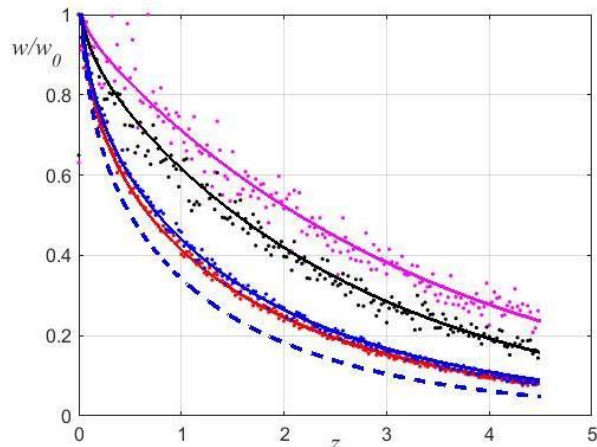


Рис. 6.

Форма энергетического спектра задержек по этой формуле сильно отличается от полученной в настоящем докладе. 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 $\sin^2(\alpha/2)$. Для проверки этой гипотезы нами был выполнен численный расчёт методом Монте-Карло с использованием индикатрисы $\sin^2(\alpha/2)$. Резуль-

тат сопоставления полученных для двух индикатрис результатов при прочих равных условиях (однократное отражение, одинаковые здания, $z_s=0,4$, $d=21$) показан на Рис. 7. Синим цветом обозначены полученные с использованием разработанного в настоящем докладе алгоритма результаты, а красным – с индикатрисой $\sin^2(\alpha/2)$. Сравнение показывает сильное влияние вида индикатрисы, причём энергетический спектр задержек, полученный для индикатрисы $\sin^2(\alpha/2)$ оказывается качественно близким к приведённому в [1].

В заключении можно сделать вывод о том, что предложенный в докладе 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.

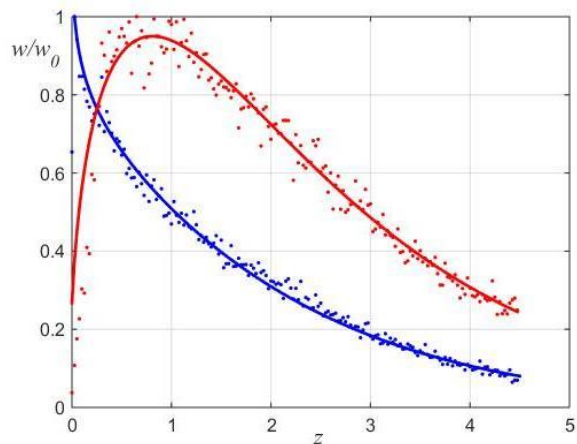


Рис. 7.

Литература

1. Г.А. Пономарёв, А.М. Куликов, Е.Д. Тельпуховский. Распространение УКВ в городе./ Томск: МП «Раско». 1991. – 222 с.
2. С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко, Г.В. Джандиери, В.Г. Джандиери. Численное моделирование рассеяния волн на вертикальных препятствиях, расположенных на горизонтальной плоскости, методом Монте-Карло.// Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т.14. №8, С.27-33.

3. С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко, М.В. Котельникова, В.А. Яшнов. Моделирование распространения радиоволн в городских условиях методом Монте-Карло с учётом эффектов дифракции.// *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2010. Т.15. №8, С.16-20.
4. А. Исимару. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах./ М.: Мир,1981. Т.1. – 280 с.
5. Е.Л. Фейнберг. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности./ М.: Наука. Физматлит. 1999. – 496 с.
6. Р.Б. Ваганов, Б.З. Кацеленбаум. Основы теории дифракции. М.: Наука. Физматлит.1982. – 272 с.
7. В.Г. Спицын. Моделирование рассеяния радиоволн на возмущениях ионосферной плазмы, создаваемых космическим аппаратом./ М.: Физматлит. 2003. – 176 с.
8. Gavrilenko V.G., Sorokin A.V., Jandieri G.V., Davitadze M.I., Jandieri V.G. Calculation of mean intensity of incoherently scattered radiation on randomly located cylinders by Monte Carlo method// *Georgian Engineering NEWS*. 2004. №. 4. P. 7-10.
9. Freniere E.R., Gregory G.G., Hassler R.A. Edge diffraction in Monte Carlo ray tracing.// *Proceeding of SPIE*, 1999. Vol. 3. P. 780.
10. Freniere E.R. Numerical experiments in modeling diffraction phenomena with Monte Carlo ray tracing.// *Proceeding of SPIE*, 2006. Vol. 6289. 62890N.
11. В.А. Лактионов, Г.А. Пономарёв, А.Ю. Скавронский и др. // *Электродинамика и распространение радиоволн*. Томск: Изд-во Том. ун-та,1987. Вып. 6. С. 178-186.
12. Cox D.C. Delay dopler characteristics of multipath propagation at 910 MHz in suburban mobile environment // *IEEE Trans. Antennas and Propagat*. 1972. Vol 20. N 5. P. 625-635.