РЕКОМЕНДАЦИЯ МСЭ-R P.526-10*

Распространение радиоволн за счет дифракции

(Вопрос МСЭ-R 202/3)

(1978-1982-1992-1994-1995-1997-1999-2001-2005-2007)

Сфера применения

В настоящей Рекомендации представлено несколько моделей, позволяющих читателю оценить влияние дифракции на напряженность принимаемого поля. Эти модели применимы к разным типам препятствий и различным геометрическим формам трасс.

Ассамблея радиосвязи МСЭ,

учитывая,

a) что имеется потребность в технической информации для расчета напряженности поля на дифракционных трассах,

рекомендует,

1 чтобы для расчета напряженности поля на дифракционных трассах, включая дифракцию над сферической поверхностью Земли или над пересеченной местностью с препятствиями различного вида, использовались методы, описанные в Приложении 1.

Приложение 1

1 Введение

Хотя дифракция формируется только поверхностью земли или другими препятствиями, для оценки геометрических параметров, относящихся к вертикальной плоскости трассы (угол дифракции, радиус кривизны, высота препятствия), необходимо учитывать среднюю атмосферную рефракцию на трассе передачи. С этой целью профиль трассы должен быть проведен с учетом соответствующего эквивалентного радиуса Земли (Рекомендация МСЭ-R P.834). Если нет другой информации, то в качестве базового значения может быть принята величина эквивалентного радиуса Земли, равная 8500 км.

2 Базовые концепции

На дифракцию радиоволн над поверхностью Земли оказывают влияние неровности рельефа местности. В этой ситуации прежде чем приступать к дальнейшему изучению методов прогнозирования для данного механизма распространения, в настоящем разделе рассматриваются несколько базовых концепций.

---

* *Примечание Секретариата БР.* – В данную Рекомендацию были внесены редакционные поправки в апреле 2007 года.

2.1 Эллипсоиды Френеля и зоны Френеля

При исследовании распространения радиоволн между двумя точками A и B пространство между ними можно разбить на семейство эллипсоидов, известных как эллипсоиды Френеля, фокусы которых находятся в точках A и B, и для любой точки M на каждом эллипсоиде выполняется соотношение:

$$AM + MB = AB + n\frac{\lambda}{2}, \tag{1}$$

где n – целое число, характеризующее эллипсоид ($n = 1$ соответствует первому эллипсоиду Френеля и т. д.), а λ – длина волны.

На практике обычно предполагается, что распространение происходит по линии прямой видимости (LoS), то есть явлением дифракции можно пренебречь, если внутри первого эллипсоида Френеля нет препятствий.

Радиус эллипсоида в точке между передатчиком и приемником может быть приблизительно определен в самосогласованных единицах как:

$$R_n = \left[\frac{n\,\lambda\,d_1\,d_2}{d_1 + d_2}\right]^{1/2} \tag{2}$$

или в практических единицах:

$$R_n = 550\left[\frac{n\,d_1\,d_2}{(d_1 + d_2)\,f}\right]^{1/2}, \tag{3}$$

где f – частота (МГц), а d_1 и d_2 – расстояния (км) между передатчиком и приемником в точке, где вычисляется радиус эллипсоида (м).

В некоторых случаях приходится рассматривать зоны Френеля, которые получены в результате пересечения семейства эллипсоидов плоскостью. Зона с номером n является участком между кривыми, полученными от n-го и $(n – 1)$-го эллипсоидов, соответственно.

2.2 Ширина области полутени

Переход от света к тени определяется областью полутени. Этот переход происходит вдоль узкой полоски (ширина области полутени) на границе геометрической тени. На рисунке 1 показана ширина области полутени (W) в случае передатчика, расположенного на высоте h над гладкой сферической Землей, которая определяется как:

$$w = \left[\frac{\lambda a_e^2}{\pi}\right]^{1/3} \qquad \text{м}, \tag{4}$$

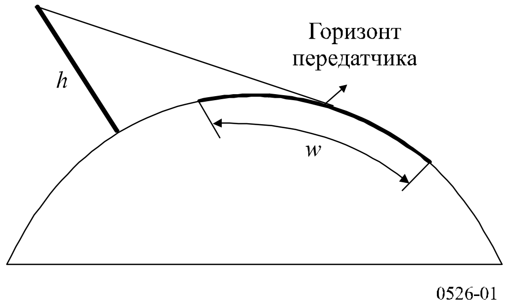
где:

λ: длина волны (м);

a_e: эквивалентный радиус Земли (м).

РИСУНОК 1

Определение ширины области полутени



2.3 Зона дифракции

Зона дифракции передатчика простирается от расстояния, соответствующего линии прямой видимости (LoS), где просвет трассы составляет 60% от радиуса первой зоны Френеля, R_1, до расстояния, находящегося далеко за пределами горизонта передатчика, где преобладающим становится механизм тропосферного рассеяния.

2.4 Критерий гладкости поверхности препятствия

Если на поверхности препятствия имеются неровности, высота которых не превышает значения Δh,

где:

$$\Delta h = 0{,}04 \left[R\lambda^2\right]^{1/3} \qquad \text{м,} \tag{5}$$

где:

R: радиус кривизны препятствия (м);

λ: длина волны (м),

то в этом случае препятствие можно считать гладким и для расчета ослабления можно использовать методы, описанные в пп. 3 и 4.2.

2.5 Изолированное препятствие

Препятствие можно считать изолированным, если между самим препятствием и окружающей местностью нет никакого взаимодействия. Другими словами, ослабление на трассе обусловлено лишь препятствием без какого-либо воздействия от остальной местности. Должны выполняться следующие условия:

– отсутствует перекрытие между значениями ширины области полутени, связанными с каждым терминалом и вершиной препятствия;

– просвет трассы с обеих сторон препятствий должен быть не менее 0,6 от радиуса первой зоны Френеля;

– по обеим сторонам препятствия отсутствует какое-либо зеркальное отражение.

2.6 Типы местности

В зависимости от численного значения параметра Δh (см. Рекомендацию МСЭ-R P.310), используемого для определения степени неровностей рельефа местности, можно выделить три типа местности:

a) *Гладкая поверхность местности*

Поверхность Земли можно считать гладкой, если неровности местности характеризуются величиной порядка $0{,}1R$ или менее, где R – это максимальное значение радиуса первой зоны Френеля на трассе распространения. В этом случае модель прогнозирования основывается на дифракции над сферической Землей (п. 3).

b) *Изолированные препятствия*

Профиль местности на трассе распространения состоит из одного или нескольких изолированных препятствий. В этом случае в зависимости от идеализации, применяемой для описания препятствий, встречающихся на трассе распространения, должны использоваться модели прогнозирования, рассмотренные в п. 4.

c) *Холмистая местность*

Профиль местности состоит из нескольких небольших холмов, ни один из которых не образует доминирующего препятствия. Для прогнозирования уровней напряженности поля подходящей является Рекомендация МСЭ-R P.1546 в пределах своего частотного диапазона, но она не относится к методу дифракции.

2.7 Интегралы Френеля

Комплексный интеграл Френеля определяется как:

$$F_c(\nu) = \int_0^{\nu} \exp\left(j\,\frac{\pi s^2}{2} \right) ds = C(\nu) + jS(\nu), \tag{6}$$

где j – комплексный оператор, равный $\sqrt{-1}$, а $C(\nu)$ и $S(\nu)$ – интегралы косинуса и синуса Френеля, определяемые как:

$$C(\nu) = \int_0^{\nu} \cos\left(\frac{\pi s^2}{2} \right) ds \tag{7a}$$

$$S(\nu) = \int_0^{\nu} \sin\left(\frac{\pi s^2}{2} \right) ds\,. \tag{7b}$$

Комплексный интеграл Френеля, $F_c(\nu)$, можно определить путем численного интегрирования, или же с достаточной точностью для большинства применений для положительных значений ν, используя:

$$F_c(\nu) = \exp(jx)\sqrt{\frac{x}{4}} \sum_{n=0}^{11} \left[(a_n - jb_n)\left(\frac{x}{4} \right)^n \right] \qquad \text{для} \quad 0 \le x < 4 \tag{8a}$$

$$F_c(\nu) = \left(\frac{1+j}{2} \right) + \exp(jx)\sqrt{\frac{4}{x}} \sum_{n=0}^{11} \left[(c_n - jd_n)\left(\frac{4}{x} \right)^n \right] \qquad \text{для} \quad x \ge 4, \tag{8b}$$

где:

$$x = 0{,}5\,\pi\,\nu^2, \tag{9}$$

а a_n, b_n, c_n и d_n – это коэффициенты Боерсма, заданные ниже:

a_0 = +1,595769140	b_0 = -0,000000033	c_0 = +0,000000000	d_0 = +0,199471140
a_1 = -0,000001702	b_1 = +4,255387524	c_1 = -0,024933975	d_1 = +0,000000023
a_2 = -6,808568854	b_2 = -0,000092810	c_2 = +0,000003936	d_2 = -0,009351341
a_3 = -0,000576361	b_3 = -7,780020400	c_3 = +0,005770956	d_3 = +0,000023006
a_4 = +6,920691902	b_4 = -0,009520895	c_4 = +0,000689892	d_4 = +0,004851466
a_5 = -0,016898657	b_5 = +5,075161298	c_5 = -0,009497136	d_5 = +0,001903218
a_6 = -3,050485660	b_6 = -0,138341947	c_6 = +0,011948809	d_6 = -0,017122914
a_7 = -0,075752419	b_7 = -1,363729124	c_7 = -0,006748873	d_7 = +0,029064067
a_8 = +0,850663781	b_8 = -0,403349276	c_8 = +0,000246420	d_8 = -0,027928955
a_9 = -0,025639041	b_9 = +0,702222016	c_9 = +0,002102967	d_9 = +0,016497308
a_{10} = -0,150230960	b_{10} = -0,216195929	c_{10} = -0,001217930	d_{10} = -0,005598515
a_{11} = +0,034404779	b_{11} = +0,019547031	c_{11} = +0,000233939	d_{11} = +0,000838386

$C(\nu)$ и $S(\nu)$ могут быть определены для отрицательных значений ν путем следующей записи:

$$C(-\nu) = -\,C(\nu) \tag{10a}$$

$$S(-\nu) = -\,S(\nu). \tag{10b}$$

3 Дифракция над сферической Землей

Дополнительные потери передачи, обусловленные дифракцией над сферической поверхностью Земли, можно вычислить по классической формуле остаточного ряда. Этот полный метод реализуется посредством компьютерной программы GRWAVE, разработанной МСЭ. Результаты расчетов, проведенных с помощью этой программы (для антенн, расположенных близко к поверхности Земли, и для низких частот), приведены в Рекомендации МСЭ-R P.368.

3.1 Дифракционные потери для загоризонтных трасс

При больших расстояниях за горизонтом важен только первый член остаточного ряда. Даже у горизонта или вблизи него данное приближение можно использовать в большинстве случаев с максимальной погрешностью около 2 дБ.

Этот первый член можно представить в виде произведения члена F, определяющего расстояние, и двух членов G_T и G_R, определяющих выигрыш за счет высоты. В пп. 3.1.1 и 3.1.2 описывается, как можно получить эти члены либо с помощью простых формул, либо по номограммам.

3.1.1 Численные расчеты

3.1.1.1 Влияние электрических характеристик поверхности Земли

Степень влияния электрических характеристик поверхности Земли на потери за счет дифракции может быть определена с помощью нормированного коэффициента полной проводимости поверхности, K, который рассчитывается по формуле:

в самосогласованных единицах:

$$K_H = \left(\frac{2\pi\,a_e}{\lambda}\right)^{-1/3}\left[(\varepsilon - 1)^2 + (60\,\lambda\,\sigma)^2\right]^{-1/4} \quad \text{для горизонтальной поляризации} \tag{11}$$

и

$$K_V = K_H\left[\varepsilon^2 + (60\,\lambda\,\sigma)^2\right]^{1/2} \quad \text{для вертикальной поляризации} \tag{12}$$

или в практических единицах:

$$K_H = 0{,}36\,(a_e\,f)^{-1/3}\,\left[(\varepsilon - 1)^2 + (18\,000\,\sigma/f)^2\right]^{-1/4} \tag{11a}$$

$$K_V = K_H\left[\varepsilon^2 + (18\,000\,\sigma/f)^2\right]^{1/2}, \tag{12a}$$

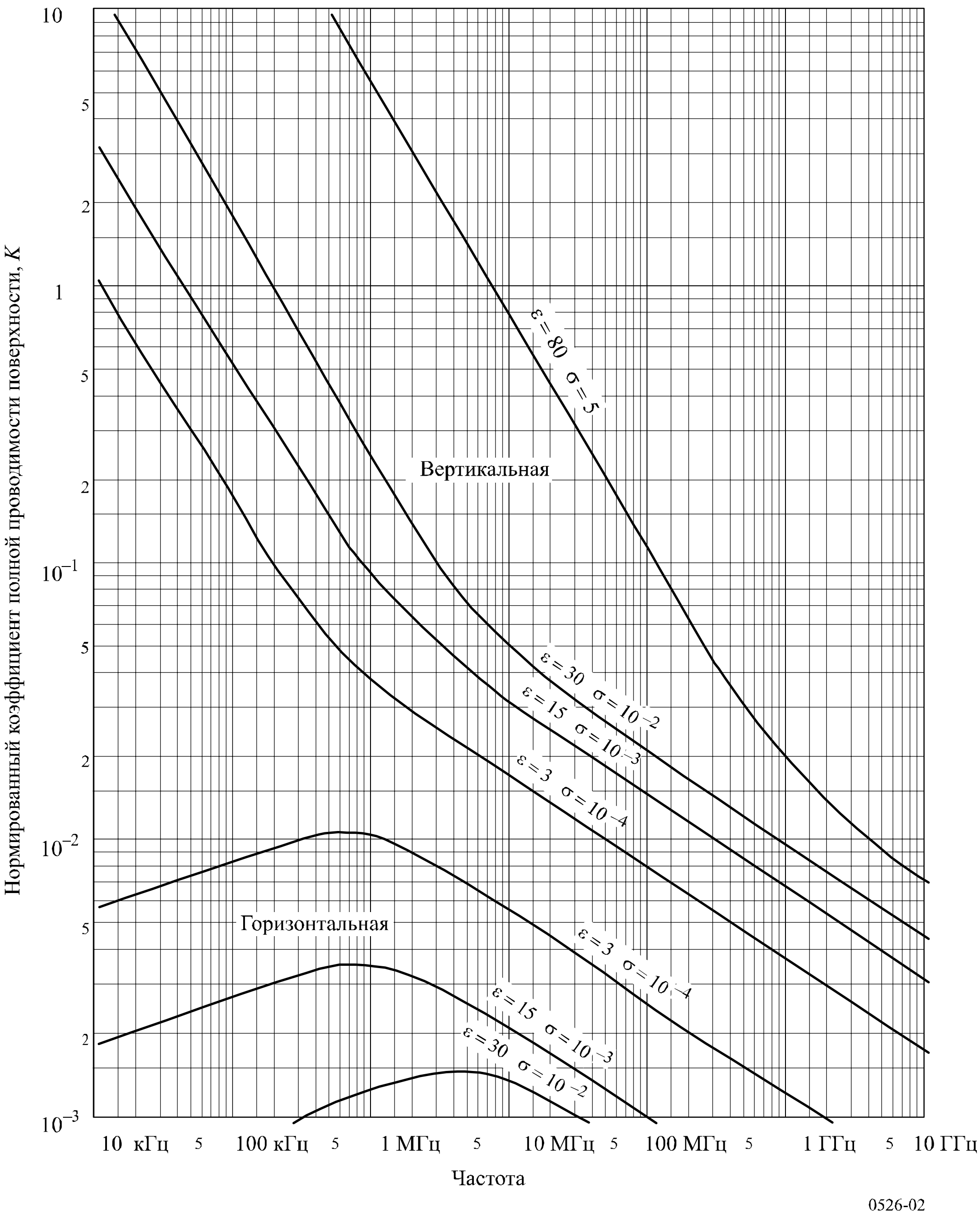
где:

- a_e: эквивалентный радиус Земли (км);
- ε: эффективное значение относительной диэлектрической проницаемости;
- σ: эффективная проводимость (См/м);
- f: частота (МГц).

Типичные значения K показаны на рисунке 2.

РИСУНОК 2

Вычисление *K*



При K меньших 0,001 влияние электрических характеристик Земли несущественно. Для значений K больше 0,001 следует использовать соответствующие формулы, приводимые ниже.

3.1.1.2 Формула для расчета напряженности поля при дифракции

Отношение напряженности поля при дифракции, E, к напряженности поля в свободном пространстве, E_0, вычисляется по формуле:

$$20 \log \frac{E}{E_0} = F(X) + G(Y_1) + G(Y_2) \qquad \text{дБ,} \tag{13}$$

где X – нормированная длина трассы между антеннами при нормированных высотах Y_1 и Y_2 (и где $20 \log \frac{E}{E_0}$ является обычно отрицательной величиной).

В самосогласованных единицах:

$$X = \beta \left(\frac{\pi}{\lambda\, a_e^2} \right)^{1/3} d \tag{14}$$

$$Y = 2\beta \left(\frac{\pi^2}{\lambda^2 \; a_e} \right)^{1/3} h \tag{15}$$

или в практических единицах:

$$X = 2{,}2\beta f^{1/3} a_e^{-2/3} \; d \tag{14a}$$

$$Y = 9{,}6 \times 10^{-3} \, \beta \, f^{2/3} \; a_e^{-1/3} \; h, \tag{15a}$$

где:

- d: длина трассы (км);
- a_e: эквивалентный радиус Земли (км);
- h: высота антенны (м);
- f: частота (МГц).

β – параметр, учитывающий тип почвы и поляризацию. Он связан с K следующей полуэмпирической формулой:

$$\beta = \frac{1 + 1{,}6\,K^2 + 0{,}75\,K^4}{1 + 4{,}5\,K^2 + 1{,}35\,K^4}. \tag{16}$$

Для горизонтальной поляризации на всех частотах и для вертикальной поляризации на частотах выше 20 МГц над сушей или выше 300 МГц над морем β можно принять равным 1.

Для вертикальной поляризации на частотах ниже 20 МГц над сушей или ниже 300 МГц над морем β рассчитывается как функция величины K. Однако при этом можно пренебречь значением ε и записать:

$$K^2 \approx 6{,}89 \; \frac{\sigma}{k^{2/3} \quad f^{5/3}}, \tag{16a}$$

где σ выражено в См/м, f – в МГц, а k – коэффициент радиуса Земли.

Член, определяющий расстояние, рассчитывается по формуле:

$$F(X) = 11 + 10\log(X) - 17{,}6\,X. \tag{17}$$

Член, определяющий выигрыш за счет высоты, $G(Y)$, находят по следующей формуле:

$$G(Y) \cong 17{,}6\,(Y - 1{,}1)^{1/2} - 5\log(Y - 1{,}1) - 8 \qquad \text{для} \quad Y > 2. \tag{18}$$

При $Y < 2$ величина $G(Y)$ является функцией величины K, рассчитанной в п. 3.1.1:

$$G(Y) \cong 20\log(Y + 0{,}1\,Y^3) \qquad \text{для} \quad 10\,K < Y < 2 \tag{18a}$$

$$G(Y) \cong 2 + 20\log K + 9\log(Y/K)\left[\log(Y/K) + 1\right] \qquad \text{для} \quad K/10 < Y < 10\,K \tag{18b}$$

$$G(Y) \cong 2 + 20\log K \qquad \text{для} \quad Y < K/10. \tag{18c}$$

3.1.2 Расчеты по номограммам

При том же условии аппроксимации (первый член остаточного ряда является преобладающим) вычисление можно произвести с помощью следующей формулы:

$$20 \log \frac{E}{E_0} = \mathrm{F}(d) + \mathrm{H}(h_1) + \mathrm{H}(h_2) \qquad \text{дБ}, \tag{19}$$

где:

E: напряженность принимаемого поля;

E_0: напряженность поля в свободном пространстве на том же расстоянии;

d: расстояние между концами трассы;

h_1 и h_2: высоты антенн над поверхностью сферической Земли.

Функции F (влияние расстояния) и H (выигрыш за счет высоты) даны в виде номограмм на рисунках 3, 4, 5 и 6.

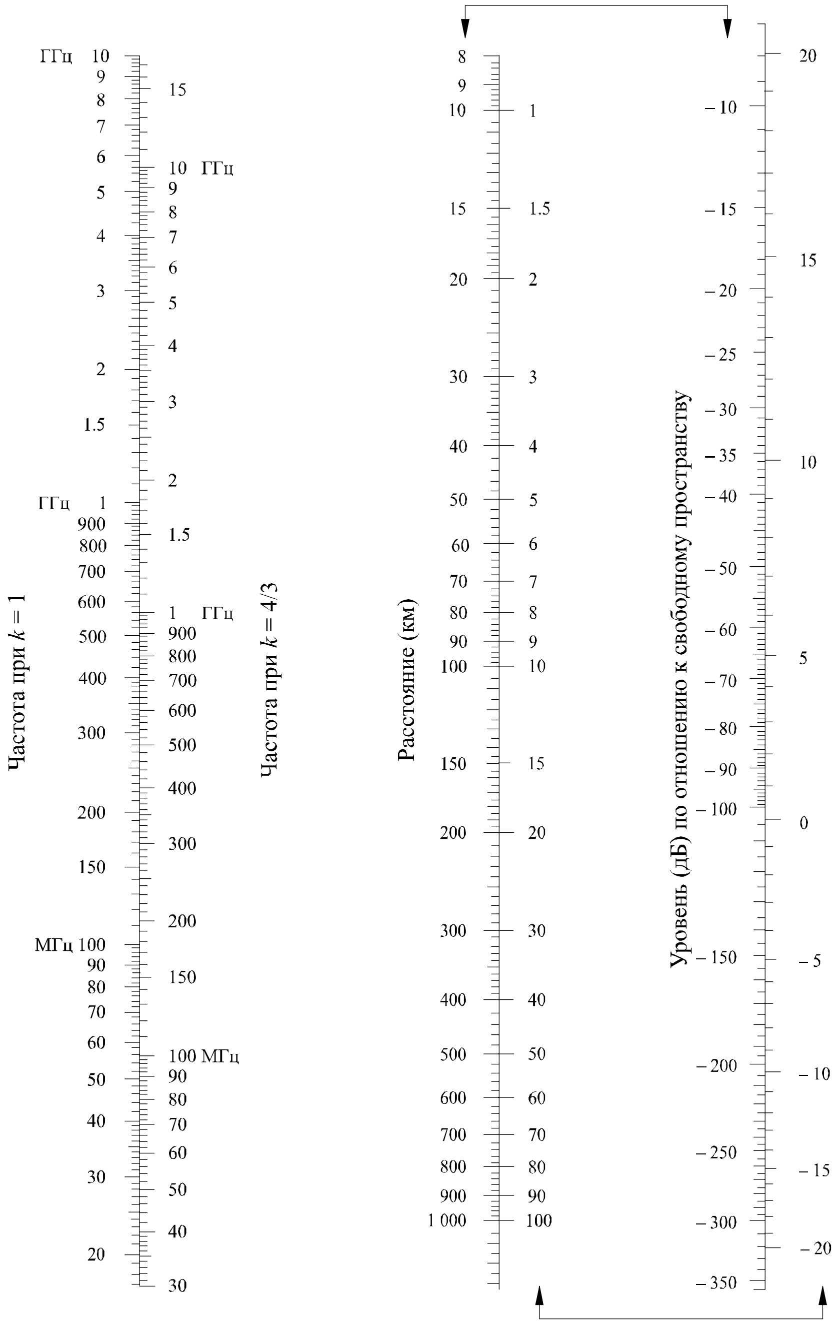
По этим номограммам (рисунки 3–6) сразу можно получить уровень принимаемого сигнала относительно свободного пространства для $k = 1$, $k = 4/3$ и частот выше приблизительно 30 МГц. k – коэффициент эквивалентного радиуса Земли, определенный в Рекомендации МСЭ-R P.310. Однако для других значений k уровень сигнала в точке приема может быть вычислен с использованием частотной шкалы для $k = 1$ путем замены рассматриваемой частоты на гипотетическую, равную f/k^2 для рисунков 3 и 5 и $f/\sqrt{k}$ – для рисунков 4 и 6.

В непосредственной близости от поверхности Земли напряженность поля практически не зависит от высоты. Это явление особенно важно при вертикальной поляризации над морем. По этой причине на рисунке 6 имеется сплошная черная вертикальная линия AB. Если прямая линия должна пересечь эту сплошную линию AB, то реальная высота должна быть заменена большим значением, так чтобы прямая линия касалась вершины граничной линии в точке A.

ПРИМЕЧАНИЕ 1. – Ослабление относительно свободного пространства определяется при помощи отрицательных значений, получаемых из уравнения (19). Если уравнение (19) дает значение большее, чем для поля в свободном пространстве, метод оказывается недействительным.

РИСУНОК 3

Дифракция над сферической Землей – влияние расстояния



Горизонтальная поляризация над сушей и морем
Вертикальная поляризация над сушей

(Соединенные стрелками шкалы должны использоваться совместно)

0526-03

РИСУНОК 4

Дифракция над сферической Землей – выигрыш за счет высоты

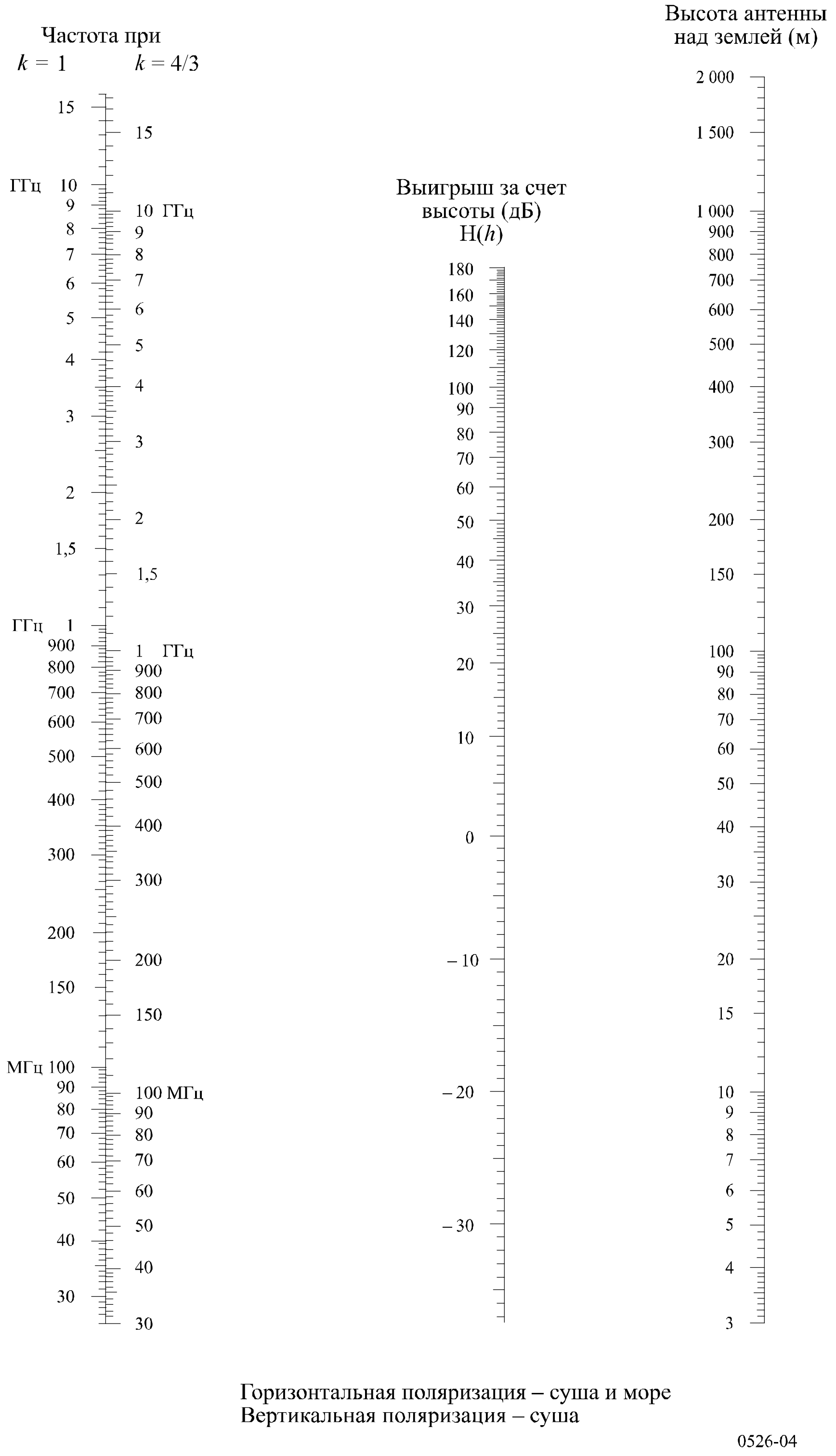
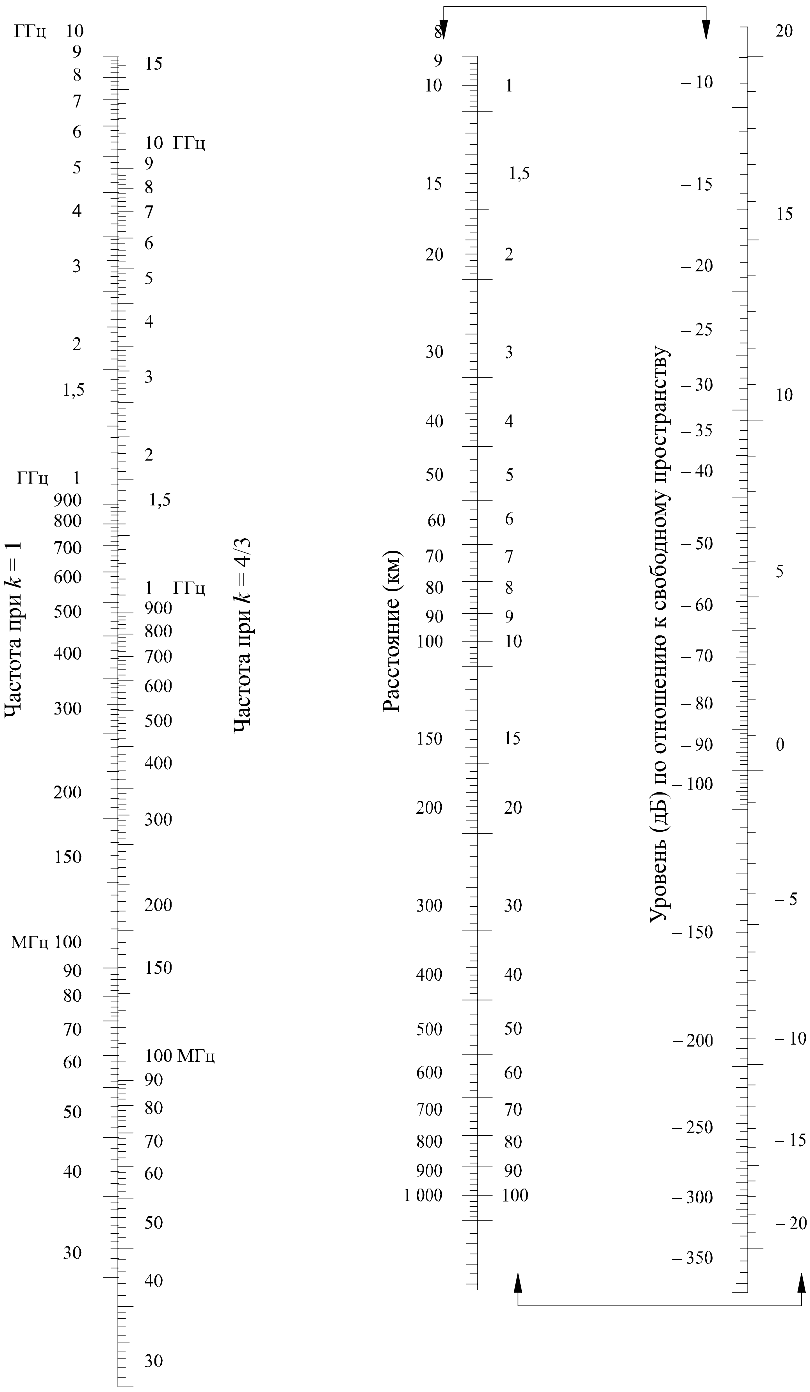


РИСУНОК 5

Дифракция над сферической Землей – влияние расстояния

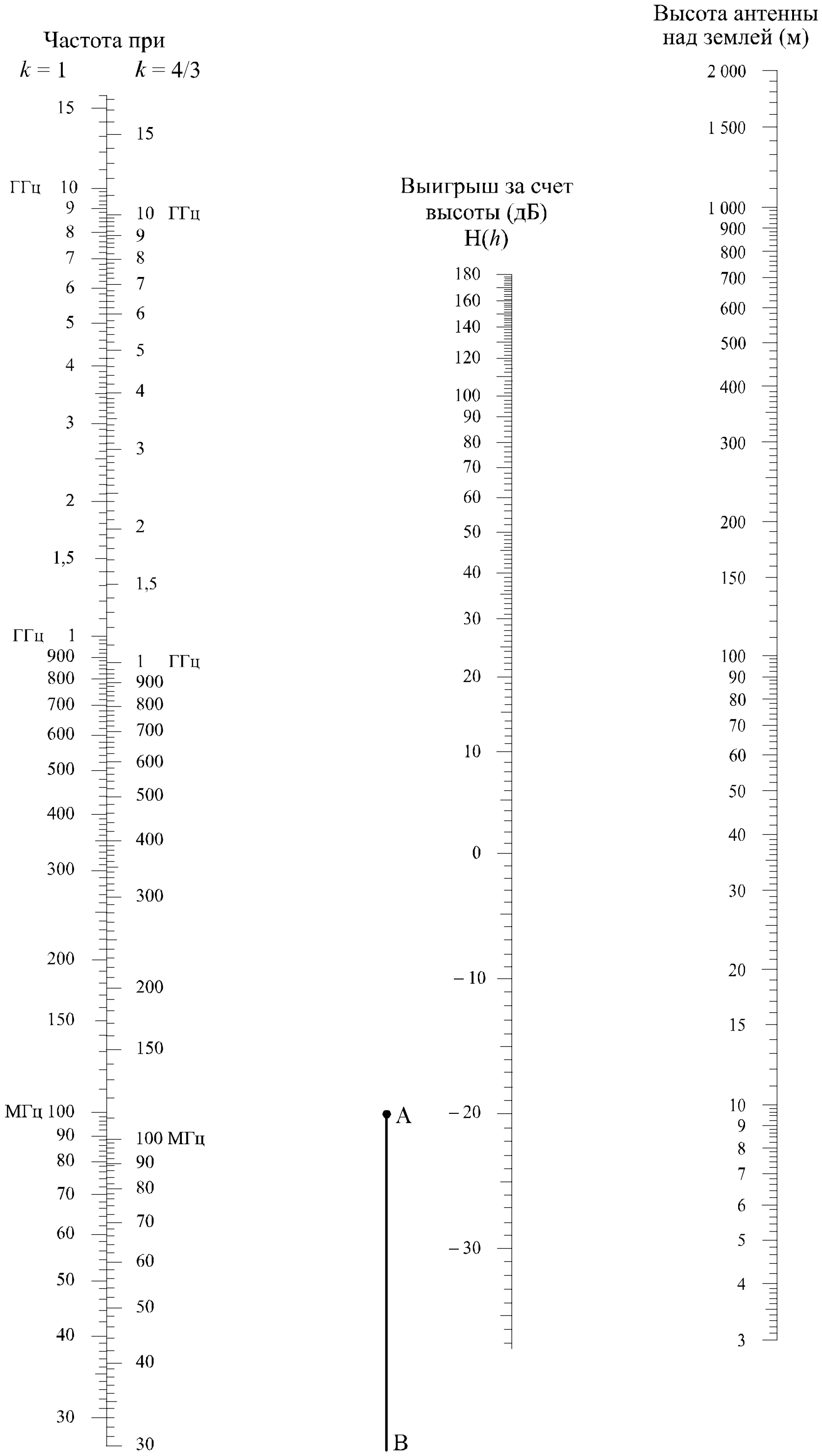


Вертикальная поляризация над морем
(Соединенные стрелками шкалы должны использоваться совместно)

0526-05

РИСУНОК 6

Дифракция над сферической Землей – выигрыш за счет высоты



Вертикальная поляризация – море

0526-06

3.2 Дифракционные потери для трасс LoS с дифракцией на субтрассах

В этом случае, учитывая, что конвергенция остаточного ряда требует расчета нескольких членов, может использоваться линейная интерполяция между границей дифракционной зоны (просвет 0,6 от радиуса первой зоны Френеля), где ослабление относительно свободного пространства равно нулю, и радиогоризонтом. В соответствии с этой процедурой дифракционные потери вычисляются на основе радиуса первой зоны Френеля, R_1, как:

$$A(\text{дБ}) = \left[1 - \frac{5}{3} \frac{h}{R_1}\right] A_h, \tag{20}$$

где:

h: просвет трассы в пределах от 0 до $0{,}6R_1$;

A_h: дифракционные потери у горизонта (см. п. 3.1).

Просвет трассы определяется как (см. рисунок 7).

$$d_1 = \frac{d}{2}(1-b), \qquad \text{если } (h_1 \le h_2) \tag{21a-i}$$

$$d_1 = \frac{d}{2}(1+b) \qquad \text{в остальных случаях.} \tag{21a-ii}$$

$$d_2 = d - d_1 \tag{21b}$$

$$b = 2\sqrt{\frac{m+1}{3m}} \cos \left\{\frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{3c}{2} \sqrt{\frac{3m}{(m+1)^3}}\right)\right\} \tag{21c}$$

$$c = \frac{|h_1 - h_2|}{h_1 + h_2} \tag{21d}$$

$$m = \frac{d^2}{4a_e(h_1 + h_2)} \tag{21e}$$

$$R_1 = \sqrt{\frac{d_1 \cdot d_2 \cdot \lambda}{d}}\,. \tag{21f}$$

Следует иметь в виду, что все вышеупомянутые параметры должны быть выражены в самосогласованных единицах.

4 Дифракция над изолированными препятствиями

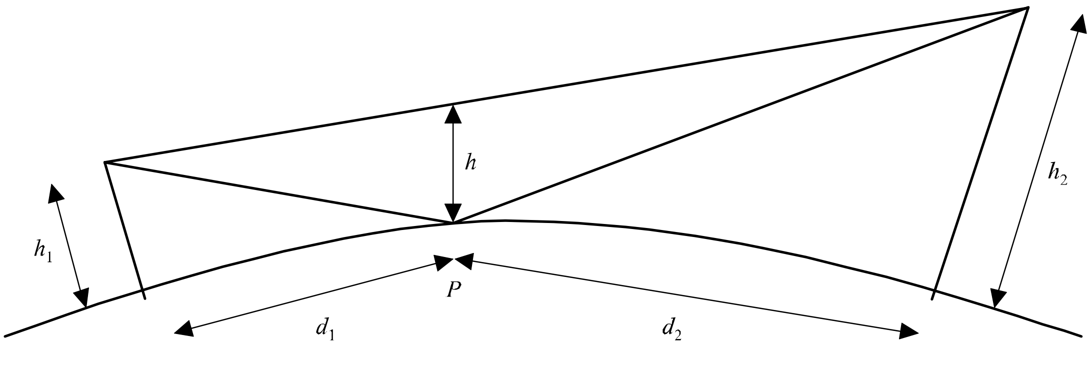
На многих трассах распространения встречаются одно или несколько отдельных препятствий, и поэтому целесообразно оценить потери, вызванные такими препятствиями. Чтобы осуществить такие расчеты, необходимо идеализировать форму препятствий, предположив, что они являются либо клиновидными пренебрежимо малой толщины, либо объемными гладкими объектами с хорошо обозначенным радиусом кривизны в вершине. Реальные препятствия, разумеется, имеют более сложные формы, так что данные, представленные в настоящей Рекомендации, следует рассматривать всего лишь как приближенные.

В тех случаях, когда прямая трасса между терминалами намного короче дифракционной трассы, необходимо рассчитать дополнительные потери передачи, обусловленные увеличением длины трассы.

Данные, представленные ниже, применяются в тех случаях, когда длина волны довольно мала по сравнению с размером препятствия, то есть в основном на ОВЧ и более коротких волнах ($f > 30$ МГц).

РИСУНОК 7

Просвет трассы



P: Точка отражения

4.1 Единичное клиновидное препятствие

В абсолютно идеальном случае (рисунки 8a) и 8b)) все геометрические параметры входят в один безразмерный параметр, обычно обозначаемый через ν, который может принимать различные эквивалентные формы в соответствии с выбранными геометрическими параметрами:

$$\nu = h \sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2}\right)} \tag{22}$$

$$\nu = \theta \sqrt{\frac{2}{\lambda\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2}\right)}} \tag{23}$$

$$\nu = \sqrt{\frac{2\,h\,\theta}{\lambda}} \qquad (\nu \text{ имеет тот же знак, что и } h \text{ и } \theta) \tag{24}$$

$$\nu = \sqrt{\frac{2\,d}{\lambda} \cdot \alpha_1 \alpha_2} \qquad (\nu \text{ имеет тот же знак, что и } \alpha_1 \text{ и } \alpha_2), \tag{25}$$

где:

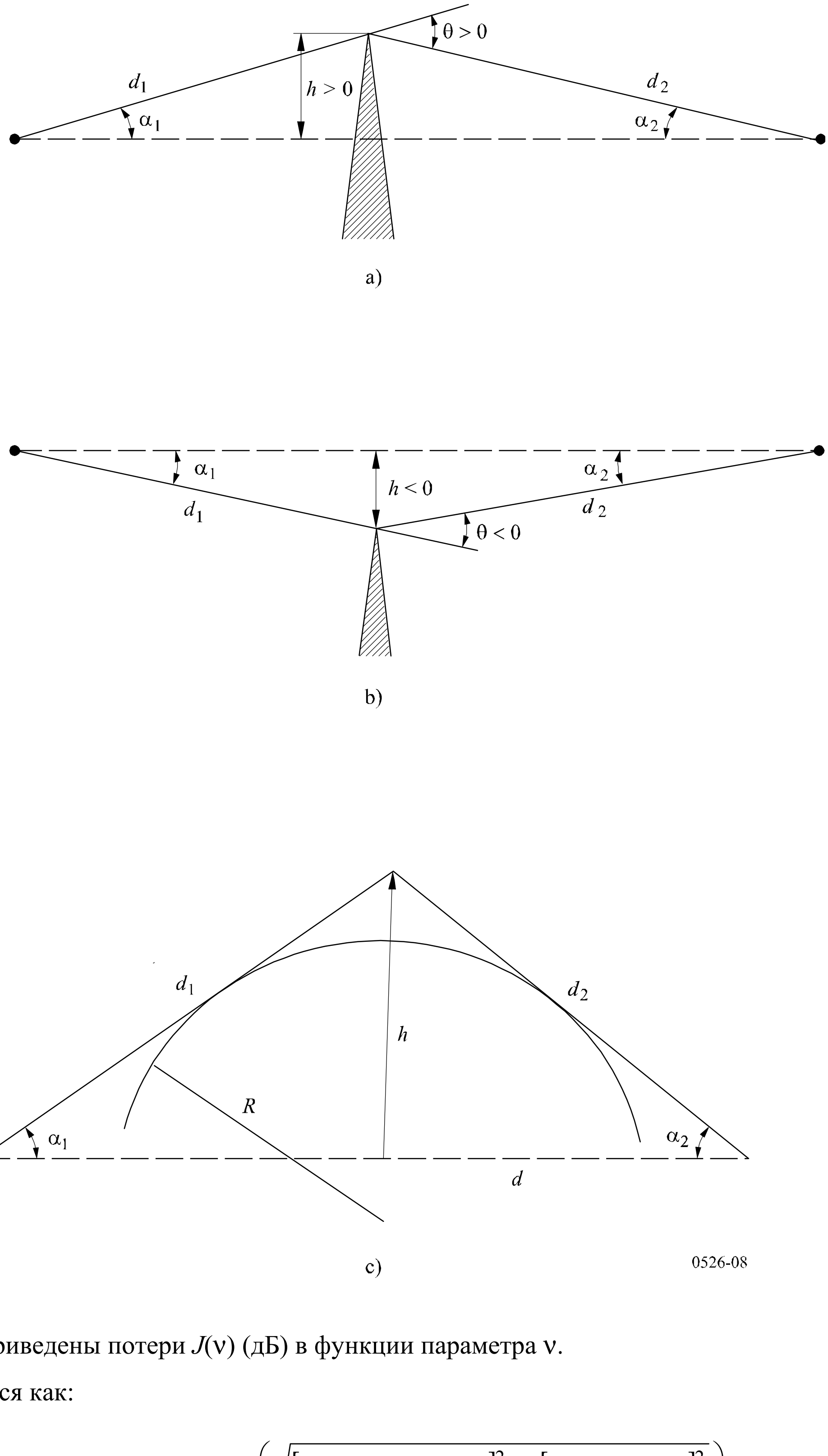
- h: высота вершины препятствия над прямой линией, соединяющей два конца трассы. Если вершина находится ниже этой линии, h отрицательна;
- d_1 и d_2: расстояния от вершины препятствия до концов трассы;
- d: длина трассы;
- θ: угол дифракции (в радианах); его знак такой же, как у h. Предполагается, что значение θ должно быть меньше приблизительно 0,2 радиана, или примерно 12°;
- α_1 и α_2: углы между вершиной препятствия и одним из концов трассы, если смотреть с другого конца. Знак у α_1 и α_2 тот же, что и у h в уравнении, приведенном выше.

ПРИМЕЧАНИЕ 1. – h, d, d_1, d_2 и λ, входящие в уравнения (22)–(25), должны быть выражены в самосогласованных единицах.

РИСУНОК 8

Географические элементы

(Определения θ, α_1, α_2, d, d_1, d_2 и R, см. в пп. 4.1 и 4.2)



На рисунке 9 приведены потери $J(\nu)$ (дБ) в функции параметра ν.

$J(\nu)$ определяется как:

$$J(\nu) = -20 \log \left(\frac{\sqrt{[1 - C(\nu) - S(\nu)]^2 + [C(\nu) - S(\nu)]^2}}{2} \right), \tag{26}$$

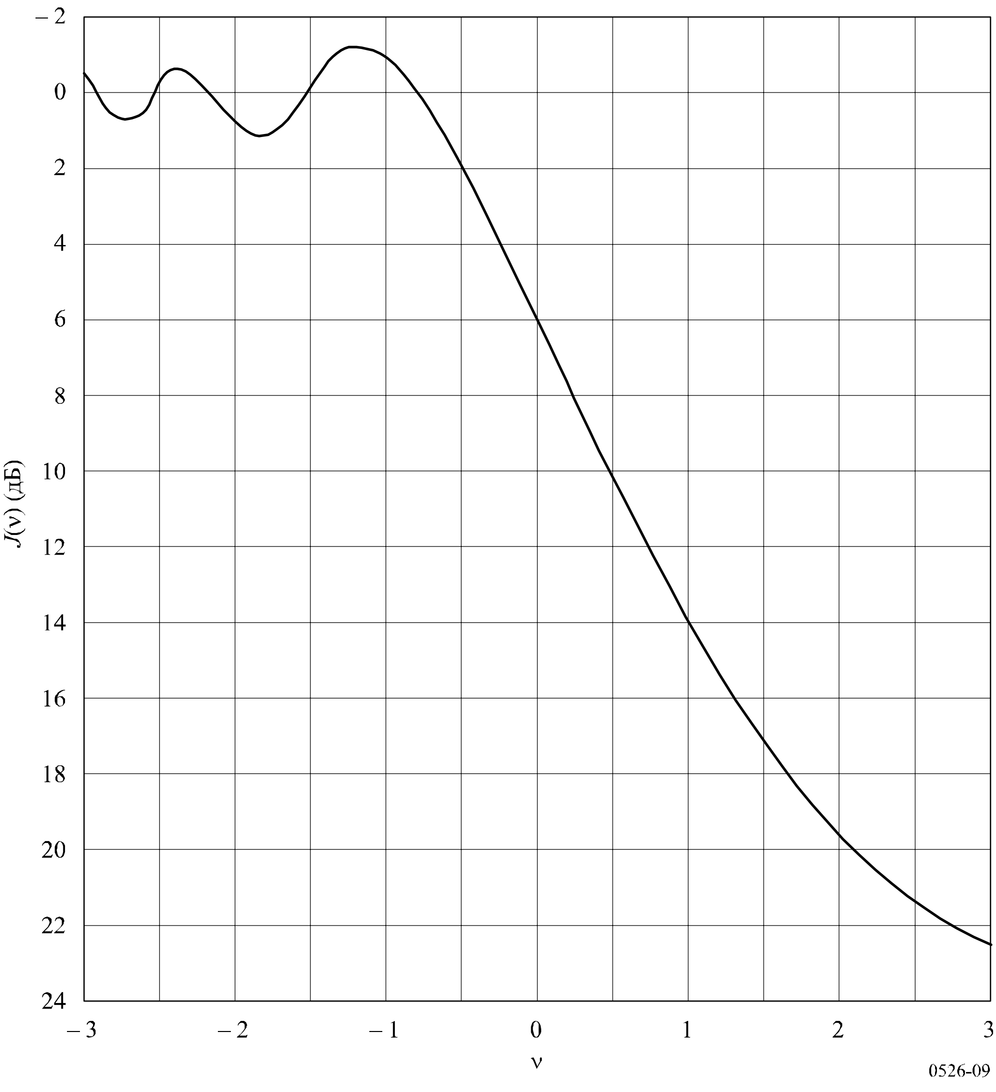
где $C(\nu)$ и $S(\nu)$ – действительные и мнимые части, соответственно, комплексного интеграла Френеля, $F(\nu)$, определенного в п. 2.7.

Для параметра ν, превышающего –0,78, приближенное значение можно получить из выражения:

$$J(\nu) = 6{,}9 + 20\log\left(\sqrt{(\nu - 0{,}1)^2 + 1} + \nu - 0{,}1\right) \qquad \text{дБ}. \tag{27}$$

РИСУНОК 9

Дифракционные потери на клиновидном препятствии



4.2 Единичное закругленное препятствие

Геометрия закругленного препятствия с радиусом R представлена на рисунке 8c). Заметим, что расстояния d_1 и d_2 и высота h над базовой линией вычисляются по отношению к вершине, в которой пересекаются проекции лучей над препятствием. При такой геометрии дифракционные потери можно вычислить по следующей формуле:

$$A = J(\nu) + T(m,n) \qquad \text{дБ}, \tag{28}$$

где:

a) $J(\nu)$ – потери Френеля-Кирхгофа за счет эквивалентного клиновидного препятствия, вершина которого совпадает с точкой пересечения проекций лучей. Безразмерный параметр ν можно рассчитать с помощью любого из уравнений (22)−(25) включительно. Например, в практических единицах уравнение (22) можно записать как:

$$\nu = 0{,}0316\, h \left[\frac{2(d_1 + d_2)}{\lambda\, d_1\, d_2} \right]^{1/2}, \qquad (29)$$

где h и λ выражены в метрах, а d_1 и d_2 – в километрах.

$J(\nu)$ можно получить из рисунка 9 или с помощью уравнения (27). Заметим, что в том случае, когда препятствие расположено на линии прямой видимости, параметр ν – положительный, и уравнение (27) справедливо.

b) $T(m,n)$ – дополнительные потери, обусловленные кривизной препятствия:

$$T(m,n) = 7{,}2m^{1/2} - (2 - 12{,}5n)m + 3{,}6m^{3/2} - 0{,}8m^2 \quad \text{дБ} \quad \text{для } mn \le 4 \qquad (30a)$$

$$T(m,n) = -6 - 20\log(mn) + 7{,}2m^{1/2} - (2 - 17n)m + 3{,}6m^{3/2} - 0{,}8m^2 \quad \text{дБ} \quad \text{для } mn > 4 \qquad (30b)$$

и

$$m = R \left[\frac{d_1 + d_2}{d_1 d_2} \right] \bigg/ \left[\frac{\pi R}{\lambda} \right]^{1/3} \qquad (31)$$

$$n = h \left[\frac{\pi R}{\lambda} \right]^{2/3} \bigg/ R, \qquad (32)$$

а R, d_1, d_2, h и λ выражены в самосогласованных единицах.

Заметим, что когда R стремится к нулю, $T(m,n)$ также стремятся к нулю. В этом случае уравнение (28) описывает потери дифракции, когда клиновидное препятствие может быть представлено в виде цилиндра с нулевым радиусом.

Радиус кривизны препятствия соответствует радиусу кривизны в вершине параболы, приближенной к профилю препятствия поблизости от его вершины. При подгонке параболы максимальное расстояние по вертикали от вершины параболы, которое следует использовать в рассматриваемой процедуре, должно быть порядка радиуса первой зоны Френеля, где расположено данное препятствие. Пример этой процедуры показан на рисунке 10, где:

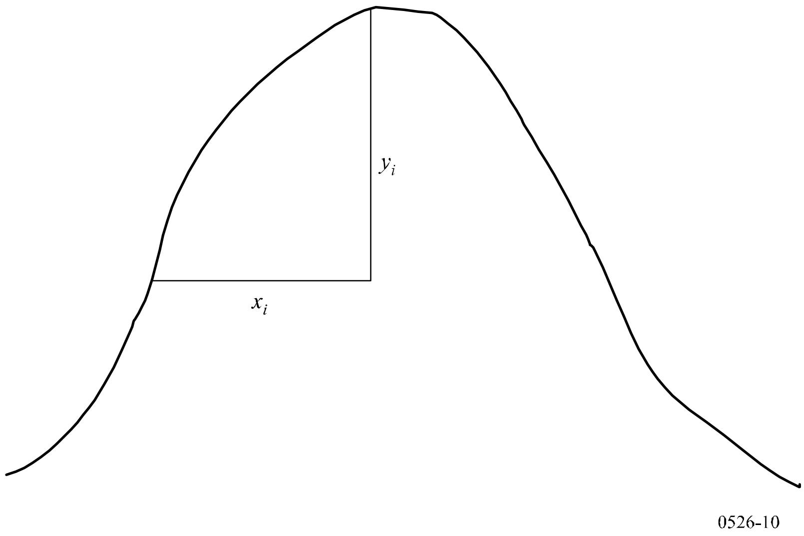
$$y_i = \frac{x_i^2}{2r_i}, \qquad (33)$$

а r_i – радиус кривизны, соответствующий элементу i вертикального профиля горного хребта. В случае N элементов медианный радиус кривизны препятствия определяется как:

$$r = \frac{1}{N} \sum_{1}^{N} \frac{x_i^2}{2y_i}. \qquad (34)$$

РИСУНОК 10

Вертикальный профиль препятствий



4.3 Кромки двойных изолированных препятствий

Этот метод состоит в применении теории дифракции над одиночным клиновидным препятствием последовательно к двум препятствиям, когда вершина первого препятствия действует как источник для дифракции над вторым препятствием (см. рисунок 11). На первой дифракционной трассе, определяемой расстояниями a и b и высотой h'_1, создаются потери L_1 (дБ). На второй дифракционной трассе, определяемой расстояниями b и c и высотой h'_2, потери составляют L_2 (дБ). L_1 и L_2 вычисляются по формулам, приведенным в п. 4.1. Поправочный член L_c (дБ) должен быть добавлен для учета разноса b между кромками препятствий. L_c можно вычислить по следующей формуле:

$$L_c = 10 \log \left[\frac{(a+b)\,(b+c)}{b\,(a+b+c)} \right], \tag{35}$$

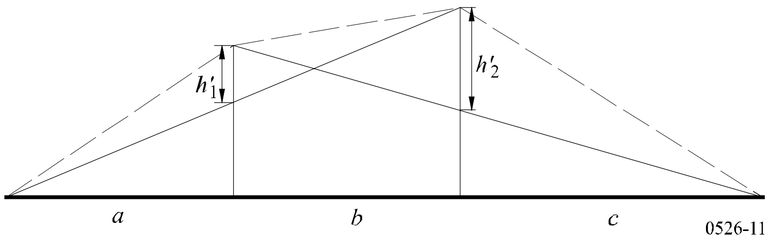
которая справедлива, когда каждая из величин L_1 и L_2 превышает примерно 15 дБ. Тогда полные дифракционные потери определяются как:

$$L = L_1 + L_2 + L_c. \tag{36}$$

Указанный выше метод, в частности, целесообразно использовать, когда эти две кромки приводят к схожим потерям.

РИСУНОК 11

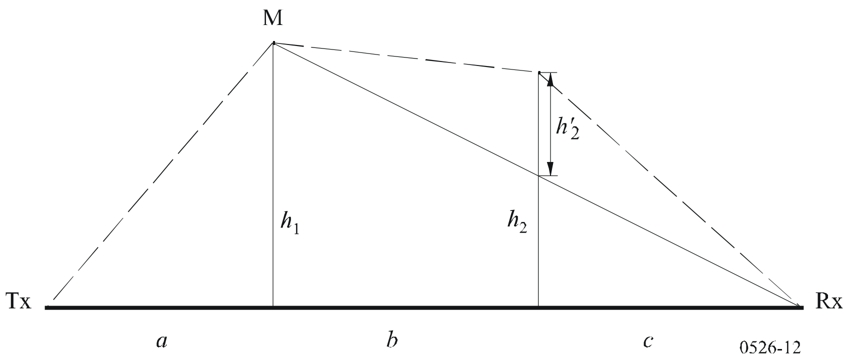
Вертикальный профиль препятствия



Когда одна из кромок препятствий оказывает преобладающее влияние (см. рисунок 12), первая дифракционная трасса определяется расстояниями a и $b + c$ и высотой h_1. Вторая дифракционная трасса определяется расстояниями b и c и высотой h'_2.

РИСУНОК 12

Рисунок, показывающий основное и второстепенное препятствие



Этот метод состоит в применении теории дифракции над одиночным клиновидным препятствием последовательно к двум препятствиям. Первое более высокое отношение h/r определяет основное препятствие M, где h – это высота кромки препятствия относительно прямой трассы $TxRx$, как показано на рисунке 12, а r – радиус первого эллипсоида Френеля, заданный уравнением (2). Далее для вычисления потерь, вызываемых вторым препятствием на субтрассе MR, используется высота h'_2 этого второго препятствия. Для учета расстояния разнесения между двумя кромками препятствий, а также их высоты необходимо вычесть поправочный член T_c (дБ). Величина T_c (дБ) может быть определена по следующей формуле:

$$T_c = \left[12 - 20\log_{10}\left(\frac{2}{1 - \dfrac{\alpha}{\pi}} \right) \right] \left(\frac{q}{p} \right)^{2p} \tag{37}$$

при

$$p = \left[\frac{2}{\lambda} \frac{(a+b+c)}{(b+c)a} \right]^{1/2} h_1 \tag{38a}$$

$$q = \left[\frac{2}{\lambda} \frac{(a+b+c)}{(a+b)c} \right]^{1/2} h_2 \tag{38b}$$

$$\tan\alpha = \left[\frac{b(a+b+c)}{ac}\right]^{1/2} \tag{38c}$$

h_1 и h_2 – высоты кромок препятствий относительно прямой трассы передатчик-приемник.

Общие дифракционные потери определяются как:

$$L = L_1 + L_2 - T_c\,. \tag{39}$$

Этот метод применим и в случае закругленных препятствий, если использовать формулы, приведенные в п. 4.3.

В том случае, когда препятствие, над которым возникает дифракция, можно четко идентифицировать как здание с плоской крышей, его описание в виде единичного клиновидного препятствия не дает удовлетворительных результатов. Необходимо рассчитать сумму фазоров двух составляющих, одна из которых испытывает влияние дифракции над двойным клиновидным препятствием, а вторая претерпевает эффект дополнительного отражения от поверхности крыши. Было показано, что если отражательная способность поверхности крыши и разности высот между поверхностью крыши и боковыми стенами точно неизвестны, то модель двойного клиновидного препятствия дает хорошие результаты прогнозирования напряженности дифрагированного поля, если пренебречь отраженной составляющей.

4.4 Несколько изолированных препятствий

При рассмотрении дифракции над пересеченной местностью, которая создает одно или несколько препятствий при распространении в пределах прямой видимости (LoS), можно рекомендовать два метода. Первый метод предполагает, что каждое препятствие можно представить в виде цилиндра, радиус которого равен радиусу кривизны на вершине препятствия, причем желательно иметь подробный вертикальный профиль горного хребта.

Второй метод соответствует эмпирическому решению, основанному на допущении клиновидных препятствий плюс использованию поправки для компенсации более высоких потерь, обусловленных отличием радиуса кривизны от нуля. При расчетах учитывается кривизна Земли за счет использования понятия ее эквивалентного радиуса (см. Рекомендацию МСЭ-R P.452, п. 4.3). Этот метод полезен в тех случаях, когда для расчета потерь на наземных трассах, как в пределах прямой видимости, так и загоризонтных, проходящих над сушей или морем, требуется единая процедура.

Профиль радиотрассы можно представить в виде ряда элементарных участков профиля высот земной поверхности над уровнем моря с определенным интервалом дискретности вдоль трассы, где первая и последняя из элементарных высот представляют собой высоты передатчика и приемника над уровнем моря, и соответствующего набора горизонтальных расстояний от передатчика. Каждая пара высоты и расстояния образует точку профиля и имеет свой индекс, причем порядковый номер индекса увеличивается при движении от одного конца трассы к другому. В описании, приводимом ниже, считается, что индексы возрастают в направлении от передатчика к приемнику, хотя на суть метода это не влияет. Предпочтительно, но не обязательно, чтобы элементы профиля находились на одинаковом расстоянии друг от друга по горизонтали.

4.4.1 Метод использования каскада цилиндров

Высотный профиль местности должен быть доступен в виде ряда выборок высот земной поверхности над уровнем моря, причем первая и последняя из высот являются высотами передатчика и приемника над уровнем моря. Значения расстояний и высот описываются так, как будто они хранились в виде массивов с индексами от 1 до N, где N равно числу элементов (выборок) профиля.

Ниже систематически используются следующие индексы:

h_i: высота i-й точки над уровнем моря;

d_i: расстояние от передатчика до i-й точки;

d_{ij}: расстояние от i-й до j-й точки.

Первым шагом является проведение анализа профиля по методу "натянутой веревки". Данный шаг позволяет определить точки элементов профиля, которых будет касаться "веревка", натянутая над профилем от передатчика к приемнику.

Это можно выполнить с помощью следующей процедуры, в которой все значения высоты и расстояния выражены в самосогласованных единицах, а все углы даны в радианах. Данный метод включает использование приближений, которые справедливы для радиотрасс, образующих небольшие углы с горизонталью. Если градиенты луча на трассе превышают примерно 5°, то может быть оправдано применение более точной геометрии.

Каждая точка "веревки" идентифицируется в виде точки профиля с более высоким углом места относительно локальной горизонтали по сравнению с предыдущей точкой "веревки", если начать с одного конца профиля и закончить на другом. Со стороны точки s, возвышение i-го элемента профиля $(i > s)$ определяется как:

$$e = \left[(h_i - h_s) / d_{si}\right] - \left[d_{si} / 2a_e\right], \tag{40}$$

где:

a_e: эквивалентный радиус Земли, определяемый как:

$= k \times 6\,371$ (км)

и

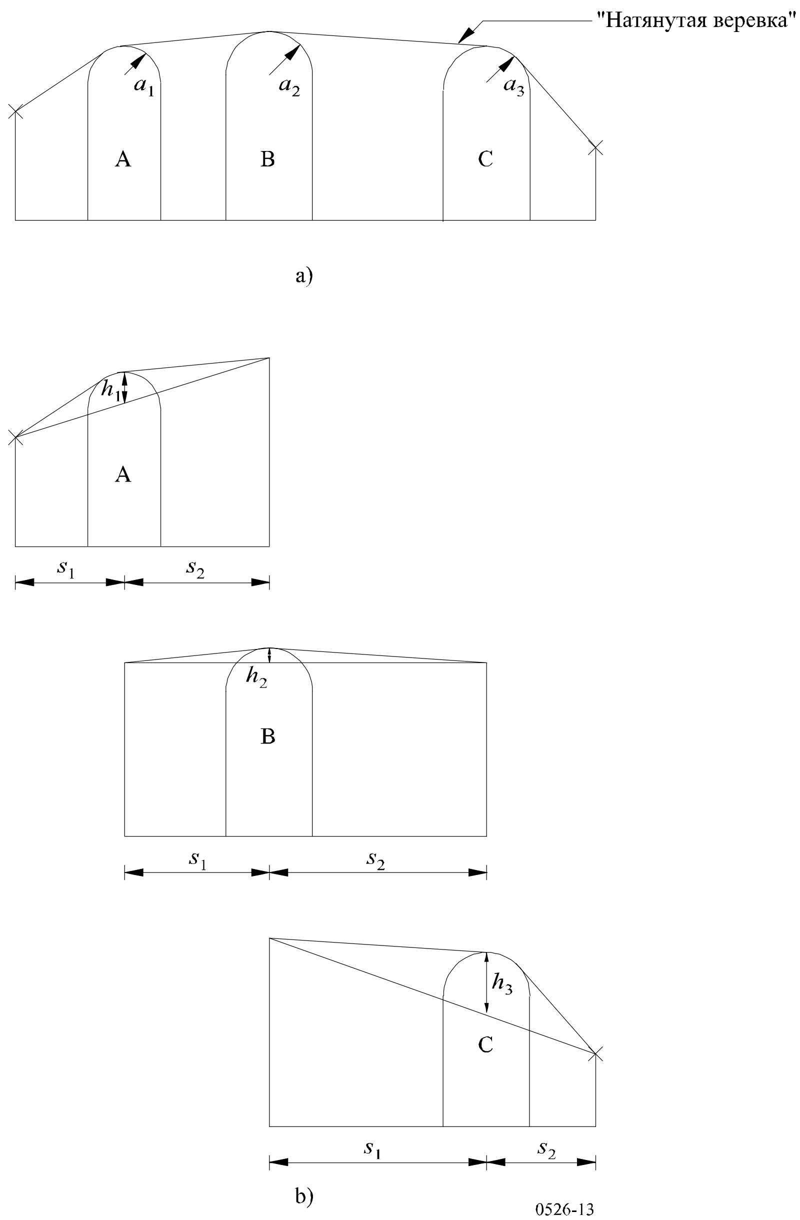
k: коэффициент эквивалентного радиуса Земли.

Теперь необходимо проверить, можно ли любую совокупность двух или более точек "веревки" принять за профиль находящегося на местности препятствия. Для элементов профиля с расстояниями разнесения 250 м или менее любая группа точек "веревки", которые являются последовательными элементами профиля, отличными от местоположений передатчика или приемника, должна рассматриваться в качестве одного препятствия.

Каждое препятствие в настоящее время моделируется в виде цилиндра, как показано на рисунке 13. Геометрия каждого отдельного цилиндра соответствует рисунку 8c). Следует отметить, что на рисунке 13 расстояния s_1, s_2 для каждого цилиндра показаны как измеренные по горизонтали между точками вершин и что для почти горизонтальных лучей эти расстояния приближаются к наклонным расстояниям d_1 и d_2 на рисунке 8c). Для лучей, углы которых относительно горизонтали превышают примерно 5°, может оказаться необходимым установить значения s_1 и s_2 для наклонных расстояний d_1 и d_2 между вершинами.

РИСУНОК 13

Модель в виде каскада цилиндров a) проблема в целом b) детали



Аналогичным образом на рисунке 13 высота h каждого цилиндра указывается как измеренная по вертикали от его вершины вниз до прямой линии, соединяющей соседние вершины или терминалы. Значение h для каждого цилиндра соответствует значению h на рисунке 8c). Опять же, для почти горизонтальных лучей высоты цилиндра могут вычисляться, как будто они являются вертикалями, но для лучей с более крутыми углами может оказаться необходимым рассчитать значения h под прямыми углами к базовой линии соответствующего цилиндра.

На рисунке 14 показана геометрия для препятствия, состоящего из более чем одной точки на "веревке". Указанные ниже точки означают:

w: ближайшую точку на "веревке" или терминал на передающей стороне препятствия, которая не является частью препятствия;

x: точку на "веревке", образующую часть препятствия, которое является ближайшим к передатчику;

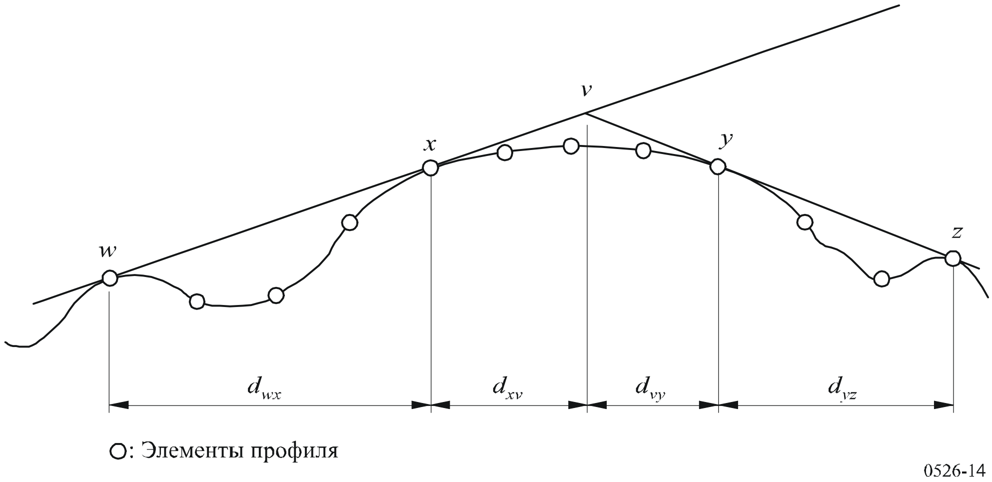
y: точку на "веревке", образующую часть препятствия, которое является ближайшим к приемнику;

z: ближайшую точку на "веревке" или терминал на приемной стороне препятствия, которая не является частью препятствия;

v: точку вершины, образованную пересечением падающих лучей над препятствием.

РИСУНОК 14

Геометрия препятствия, описываемого множеством точек



Буквы w, x, y и z служат также индексами для массивов элементарных расстояний и высот профиля. Для препятствия, состоящего из отдельной точки на "веревке", x и y будут одинаковыми и будут относиться к той точке профиля, которая совпадает с вершиной. Заметим, что для каскада цилиндров точки y и z одного цилиндра будут точками w и x следующего и т. д.

Пошаговый метод подгонки цилиндров к общему профилю местности изложен в Дополнении 1 к Приложению 1. Каждое препятствие описывается точками w, x, y и z. Метод, представленный в Дополнении 1 к Приложению 1, используется далее для определения параметров цилиндра s_1, s_2, h и R. Получив таким образом модель профиля, можно вычислить дифракционные потери на трассе в виде суммы трех членов:

– суммы потерь за счет дифракции над цилиндрами;

– суммы дифракционных потерь на субтрассе между цилиндрами (а также между цилиндрами и соседними терминалами);

– поправочного члена.

Общие дифракционные потери в дБ по отношению к потерям в свободном пространстве можно представить как:

$$L_d = \sum_{i=1}^{N} L'_i + L''(w\,x)_1 + \sum_{i=1}^{N} L''(y\,z)_i - 20 \log C_N \qquad \text{дБ,} \qquad (41)$$

где:

L'_i: потери за счет дифракции над i-ым цилиндром, вычисленные с помощью метода из п. 4.2;

$L''(w\,x)_1$: дифракционные потери на субтрассе для участка трассы между точками w и x первого цилиндра;

$L''(y\,z)_i$: дифракционные потери на субтрассе для участка трассы между точками y и z всех цилиндров;

C_N: поправочный коэффициент, учитывающий потери на рассеяние за счет дифракции над последовательно расположенными цилиндрами.

В Дополнении 2 к Приложению 1 дается метод расчета L'' для каждого участка трассы между препятствиями, находящегося в пределах прямой видимости.

Поправочный коэффициент, C_N, рассчитывается по формуле:

$$C_N = (P_a / P_b)^{0,5}, \tag{42}$$

где:

$$P_a = s_1 \prod_{i=1}^{N} \left[(s_2)_i\right] \left(s_1 + \sum_{j=1}^{N} \left[(s_2)_j\right] \right). \tag{43}$$

$$P_b = (s_1)_1 \, (s_2)_N \prod_{i=1}^{N} \left[(s_1)_i + (s_2)_i\right], \tag{44}$$

а нижние индексы у выражений в круглых скобках обозначают номер цилиндра.

4.4.2 Метод каскадных клиновидных препятствий

Метод основан на процедуре, которая повторяется от одного до трех раз в зависимости от профиля трассы. Эта процедура заключается в поиске точки в пределах заданного участка профиля, для которой значение геометрического параметра ν будет наибольшим, как описано в п. 4.1. Анализируется участок профиля от точки с индексом "a" до точки с индексом "b" ($a < b$). Если $a + 1 = b$, то промежуточной точки не существует, и дифракционные потери на участке трассы равны нулю. Или же это построение используется путем определения ν_n ($a < n < b$) и выбора точки с наибольшим значением ν. Значение ν для n-й точки профиля определяется по формуле:

$$\nu_n = h\sqrt{2d_{ab}/\lambda d_{an} d_{nb}}, \tag{45}$$

где:

$$h = h_n + [d_{an}\, d_{nb}/2\, r_e] - [(h_a\, d_{nb} + h_b\, d_{an}) / d_{ab}] \tag{45a}$$

h_a, h_b, h_n: вертикальные высоты, как показано на рисунке 15;

d_{an}, d_{nb}, d_{ab}: горизонтальные расстояния, как показано на рисунке 15;

r_e: эквивалентный радиус Земли;

λ: длина волны;

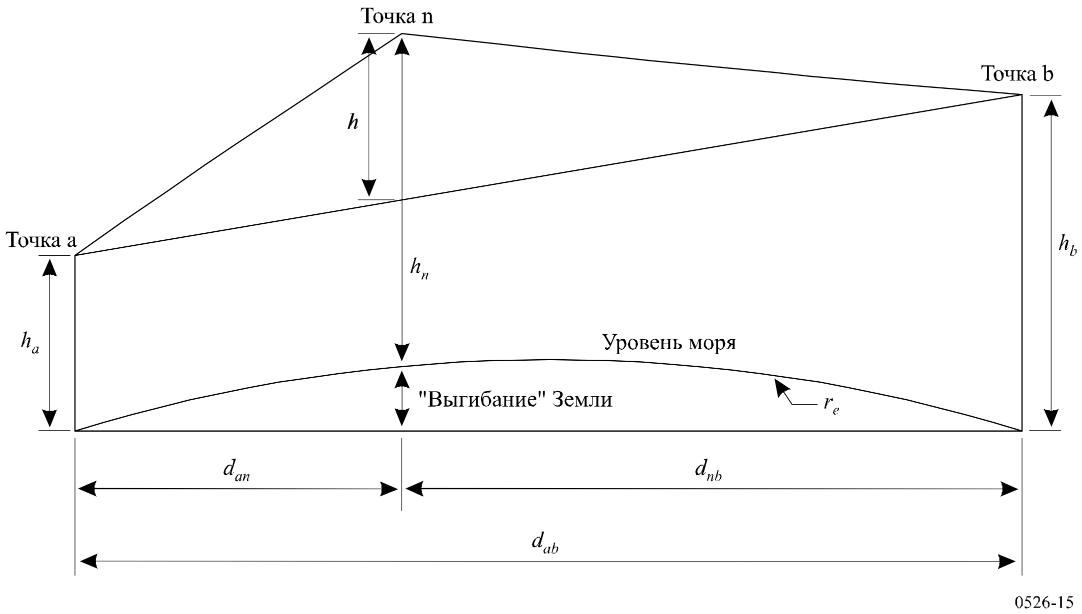
и все h, d, r_e и λ выражены в самосогласованных единицах.

Тогда дифракционные потери можно представить как потери над клиновидным препятствием, $J(\nu)$, выраженные уравнением (27) для $\nu > -0,78$, и в противном случае они равны нулю.

Заметим, что уравнение (45) выведено непосредственно из уравнения (22). Геометрический смысл уравнения (45a) показан на рисунке 15. Второй член в уравнении (45a) представляет собой достаточно хорошую аппроксимацию дополнительной высоты в точке n, которая обусловлена кривизной Земли.

РИСУНОК 15

Геометрия для единичной кромки препятствия



На первом этапе описанная выше процедура применяется ко всему профилю, от передатчика до приемника. Точка с наибольшим значением ν называется основной кромкой препятствия, p, а соответствующие ей потери обозначаются $J(\nu_p)$.

Если $\nu_p > -0{,}78$, то процедура повторяется еще два раза:

– от передатчика до точки p с целью получения ν_t, а следовательно, и $J(\nu_t)$;

– от точки p до приемника с целью получения ν_r, а следовательно, и $J(\nu_r)$.

Тогда дополнительные дифракционные потери на трассе можно определить как:

$$L = J(\nu_p) + T\,[J(\nu_t) + J(\nu_r) + C] \qquad \text{для} \qquad \nu_p > -0{,}78 \tag{46a}$$

$$L = 0 \qquad \text{для} \qquad \nu_p \le -0{,}78, \tag{46b}$$

где:

C: эмпирическая поправка

$$C = 10{,}0 + 0{,}04D \tag{47}$$

D: общая длина трассы (км)

и

$$T = 1{,}0 - \exp\,[-J(\nu_p)/6{,}0\,]. \tag{48}$$

Заметим, что описанная выше процедура для загоризонтных трасс основана на построении Дейгоута, которое применяется максимум для трех кромок препятствий. Для трасс в пределах прямой видимости она отличается от построения Дейгоута тем, что в случае, когда основная кромка препятствия дает ненулевые дифракционные потери, рассматриваются две второстепенные кромки препятствия.

Этот метод может вызвать появление неоднородности в прогнозируемых дифракционных потерях в зависимости от эквивалентного радиуса Земли в связи с различными точками профиля, выбираемыми для основной или второстепенной кромок препятствия. Для того чтобы обеспечить плавное и монотонное прогнозирование дифракционных потерь в зависимости от эквивалентного радиуса Земли, основной кромки препятствия и, в случае их наличия, второстепенных кромок на любой стороне препятствия, сначала можно определить медианный эквивалентный радиус Земли. Затем эти кромки могут использоваться для расчета дифракционных потерь для других значений эквивалентного радиуса Земли, не прибегая к повторению процедуры определения мест расположения этих точек. Однако этот метод может оказаться менее точным при эквивалентных радиусах Земли, отклоняющихся от медианного значения в большую или меньшую сторону.

Метод каскадных клиновидных препятствий используется для дифракционной модели, предусмотренной в Рекомендации МСЭ-R P.452-12. Дифракционные потери рассчитываются для двух эквивалентных радиусов Земли: медианного значения и значения, превышающего β_0% обычного года, для которого используется коэффициент кривизны поверхности Земли, равный 3. Параметр β_0 представляет собой процентное соотношение времени, в течение которого аномальное распространение радиоволн будет влиять на общий результат. После этого используется процедура интерполяции, основанная на обратном дополнительном интегральном гауссовском распределении, для того чтобы рассчитать дифракционные потери в пределах процентного соотношения времени между β_0 и 50%. Однако при расчете дифракционных потерь для β_0% времени предусмотренный в Рекомендации МСЭ-R P.452 метод использует основную кромку препятствия и, в случае их наличия, второстепенные кромки, места расположения которых были определены для медианного случая. Это позволяет избежать возможности, когда небольшое изменение в элементах профиля может вызвать значительные изменения в дифракционных потерях за β_0% период времени в связи с изменениями в этих кромках препятствий.

5 Дифракция на тонких экранах

В приведенных ниже методах предполагается, что препятствие имеет форму тонкого экрана. Эти методы можно применять к распространению вокруг препятствия или сквозь апертуру.

5.1 Экран конечной ширины

Подавление помех в точке приема (например, на небольшой земной станции) можно осуществить с помощью искусственного экрана конечной ширины, установленного поперек направления распространения радиоволн. В этом случае напряженность поля в тени экрана можно рассчитать, предположив, что верхняя часть и две стороны экрана являются тремя клиновидными препятствиями. Каждое из этих препятствий вносит свой вклад в конструктивную и деструктивную интерференцию независимо от двух других, что ведет к быстрым флуктуациям напряженности поля на расстояниях порядка длины волны. Оценки средних и минимальных потерь, обусловленных дифракцией, в виде функции местоположения можно получить с помощью следующей упрощенной модели. Для расчета минимальных дифракционных потерь складываются амплитуды отдельных составляющих, а для оценки средних дифракционных потерь складываются мощности. Модель была проверена с помощью точных вычислений с использованием однородной теории дифракции (UTD) и результатов измерений, выполненных с высокой точностью.

Шаг 1: Вычислить геометрический параметр ν для каждого из трех клиновидных препятствий (вершины, левой стороны и правой стороны) с помощью любого из уравнений (22)–(25).

Шаг 2: Используя уравнение (27), вычислить для каждой кромки коэффициент потерь $j(\nu) = 10^{J(\nu)/20}$.

Шаг 3: Вычислить минимальные дифракционные потери J_{min} с помощью формулы:

$$J_{min}(\nu) = -20\log\left[\frac{1}{j_1(\nu)} + \frac{1}{j_2(\nu)} + \frac{1}{j_3(\nu)}\right] \qquad \text{дБ} \qquad (49)$$

или же

Шаг 4: Вычислить средние дифракционные потери J_{av} по формуле:

$$J_{av}(\nu) = -10\log\left[\frac{1}{j_1^2(\nu)} + \frac{1}{j_2^2(\nu)} + \frac{1}{j_3^2(\nu)}\right] \qquad \text{дБ.} \qquad (50)$$

5.2 Дифракция на прямоугольных апертурах, а также на составных апертурах или экранах

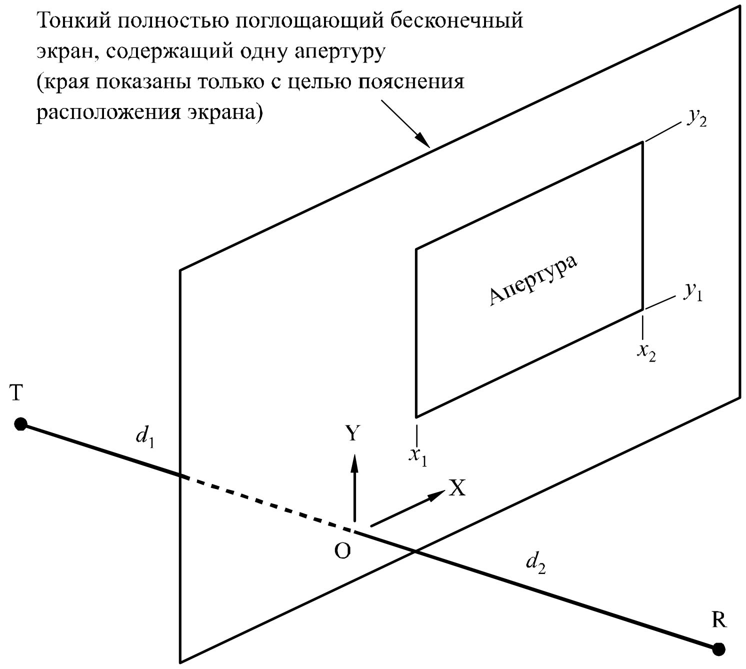
Описанный ниже метод может использоваться для прогнозирования дифракционных потерь, обусловленных наличием прямоугольной апертуры в иначе полностью поглощающем тонком экране. Этот метод можно расширить для учета нескольких прямоугольных апертур или экранов конечной ширины, и таким образом он является альтернативным методом для экрана конечной ширины, обсуждавшегося в п. 5.1.

5.2.1 Дифракция на единичной прямоугольной апертуре

На рисунке 16 показана геометрия, используемая для представления прямоугольной апертуры на бесконечном полностью поглощающем тонком экране.

РИСУНОК 16

Геометрия для единичной прямоугольной апертуры



Расположение краев апертуры, x_1, x_2, y_1 и y_2, дано в декартовой системе координат, начало которой находится в точке, где прямая линия от передатчика T к приемнику R проходит через экран, а распространение происходит параллельно оси Z. T и R расположены на расстояниях d_1 и d_2, соответственно, сзади и спереди экрана.

Напряженность поля, e_a, на входе приемника в линейных единицах, нормированная для условий свободного пространства, определяется в комплексной форме как:

$$e_a(x_1,x_2,y_1,y_2) = 0{,}5(C_x\, C_y - S_x\, S_y) + \mathrm{j}\; 0{,}5\; (C_x\, S_y + S_x\, C_y), \tag{51}$$

где:

$$C_x = C(\nu_{x2}) - C(\nu_{x1}) \tag{52a}$$

$$C_y = C(\nu_{y2}) - C(\nu_{y1}) \tag{52b}$$

$$S_x = S(\nu_{x2}) - S(\nu_{x1}) \tag{52c}$$

$$S_y = S(\nu_y 2) - S(\nu_{y1}). \tag{52d}$$

Четыре значения ν даны согласно уравнению (22) путем подстановки x_1, x_2, y_1 и y_2 поочередно вместо h, а $C(\nu)$ и $S(\nu)$ даны согласно уравнениям (7a) и (7b) и могут быть определены из комплексного коэффициента Френеля с использованием уравнений (8a) и (8b).

Соответствующие дифракционные потери L_a определяются как:

$$L_a = -\,20 \log\,(e_a) \qquad \text{дБ}. \tag{53}$$

5.2.2 Дифракция на составных апертурах или экранах

Метод для единичной прямоугольной апертуры может быть расширен следующим образом:

Поскольку в линейных единицах, нормированных к условиям свободного пространства уравнения (51), поле свободного пространства определяется как 1,0 + j 0,0, нормированное комплексное поле e_s, обусловленное единичным прямоугольным экраном (изолированным от земли), получается как:

$$e_s = 1{,}0 - e_a, \qquad (54)$$

где e_a вычисляется с использованием уравнения (51) для апертуры того же размера и с тем же расположением, что и экран.

– Нормированное поле, обусловленное комбинациями нескольких прямоугольных апертур или изолированных экранов, может быть вычислено путем сложения результатов согласно уравнению (51) или (54).

– Произвольно сформированные апертуры или экраны могут быть приближенно выражены путем подходящих комбинаций прямоугольных апертур или экранов.

– Поскольку интегралы $C(\nu)$ и $S(\nu)$ стремятся к 0,5 + j 0,5 при приближении ν к бесконечности, уравнение (50) может быть применено к прямоугольникам неограниченных размеров в одном или нескольких направлениях.

6 Дифракция над кромкой с конечной проводимостью

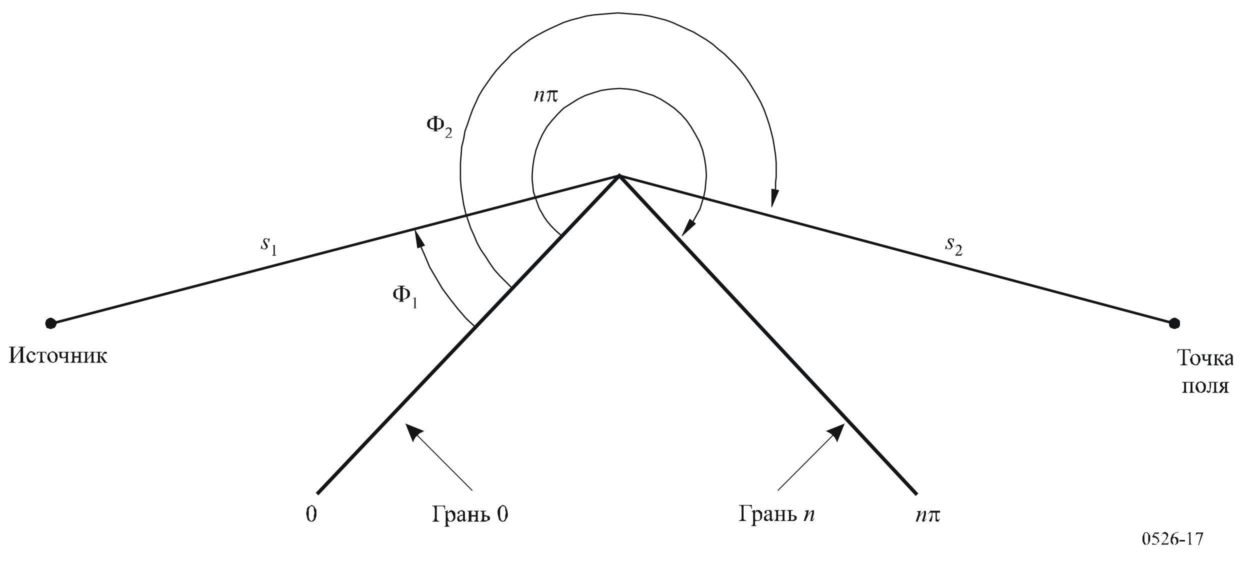
Описанный ниже метод может использоваться для прогнозирования дифракционных потерь, обусловленных конечной проводимостью кромки препятствия. Подходящими применениями являются случаи дифракции вокруг угла здания или над коньком крыши, или же когда местность можно охарактеризовать в виде холма с клиновидной вершиной. Этот метод требует знания проводимости и относительной диэлектрической проницаемости кромки препятствия, а также предполагает, что через материал кромки не происходит никакой передачи.

Данный метод основан на однородной теории дифракции (UTD). При этом учитывается дифракция как в затененной области, так и в области прямой видимости, и метод предназначен для плавного перехода между этими областями.

Геометрия клиновидного препятствия с конечной проводимостью показана на рисунке 17.

РИСУНОК 17

Геометрия для применения дифракции над кромкой по методу UTD



Формулировка UTD для электрического поля в точке поля, ограничивающейся двумя размерами, имеет вид:

$$e_{UTD} = e_0 \frac{\exp(-\mathrm{j}ks_1)}{s_1} D^{\perp}_{||} \cdot \sqrt{\frac{s_1}{s_2(s_1 + s_2)}} \cdot \exp(-\mathrm{j}ks_2), \qquad (55)$$

где:

e_{UTD}: электрическое поле в точке поля;

e_0: относительная амплитуда источника;

s_1: расстояние от точки расположения источника до дифрагирующей кромки;

s_2: расстояние от дифрагирующей кромки до конкретной точки поля;

k: волновое число $2\pi/\lambda$;

$D^{\perp}_{||}$: коэффициент дифракции, зависящий от поляризации (параллельной или перпендикулярной плоскости падения) поля, падающего на кромку,

а s_1, s_2 и λ выражаются в самосогласованных единицах.

Коэффициент дифракции для кромки препятствия с конечной проводимостью определяется как:

$$D^{\perp}_{||} = \frac{-\exp(-\mathrm{j}\pi/4)}{2n\sqrt{2\pi k}} \left\{ \begin{aligned} &\cot\left(\frac{\pi + (\Phi_2 - \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^{+}(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ &+ \cot\left(\frac{\pi - (\Phi_2 - \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^{-}(\Phi_2 - \Phi_1)) \\ &+ R_0^{\perp}{}_{||} \cdot \cot\left(\frac{\pi - (\Phi_2 + \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^{-}(\Phi_2 + \Phi_1)) \\ &+ R_n^{\perp}{}_{||} \cdot \cot\left(\frac{\pi + (\Phi_2 + \Phi_1)}{2n}\right) \cdot F(kLa^{+}(\Phi_2 + \Phi_1)) \end{aligned} \right\}, \qquad (56)$$

где:

Φ_1: угол падения, измеренный от грани падения (грань 0);

Φ_2: угол дифракции, измеренный от грани падения (грань 0);

n: внешний угол кромки как кратное число π радиан (фактический угол = $n\pi$ (рад.));

$\mathrm{j} = \sqrt{-1}$

и где $F(x)$ – это интеграл Френеля:

$$F(x) = 2\mathrm{j}\sqrt{x} \cdot \exp(\mathrm{j}x) \cdot \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-\mathrm{j}t^2)\,\mathrm{d}t \qquad (57)$$

$$\int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-\mathrm{j}t^2)\,\mathrm{d}t = \sqrt{\frac{\pi}{8}}(1 - \mathrm{j}) - \int_{0}^{\sqrt{x}} \exp(-\mathrm{j}t^2)\,\mathrm{d}t. \qquad (58)$$

Этот интеграл можно вычислить с помощью численного интегрирования.

В качестве альтернативы полезное приближение определяется как:

$$\int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-\mathrm{j}t^2)\,\mathrm{d}t = \sqrt{\frac{\pi}{2}} A(x), \tag{59}$$

где:

$$A(x) = \begin{cases} \dfrac{1-\mathrm{j}}{2} - \exp(-\mathrm{j}x)\sqrt{\dfrac{x}{4}} \sum\limits_{n=0}^{11} \left[(a_n + \mathrm{j}b_n)\left(\dfrac{x}{4}\right)^n \right] & \text{если } x < 4 \\ -\exp(-\mathrm{j}x)\sqrt{\dfrac{4}{x}} \sum\limits_{n=0}^{11} \left[(c_n + \mathrm{j}d_n)\left(\dfrac{4}{x}\right)^n \right] & \text{в противном случае} \end{cases}, \tag{60}$$

а коэффициенты a, b, c, d определены в п. 2.7;

$$L = \frac{s_2 \cdot s_1}{s_2 + s_1} \tag{61}$$

$$a^{\pm}(\beta) = 2\cos^2\left(\frac{2n\pi\, N^{\pm} - \beta}{2}\right), \tag{62}$$

где:

$$\beta = \Phi_2 \pm \Phi_1 . \tag{63}$$

В уравнении (41) $N^{\pm}$ – это целые числа, которые почти оптимально удовлетворяют условиям уравнения.

$$N^{\pm} = \frac{\beta \pm \pi}{2n\pi} \tag{64}$$

$R_0^{\perp\,||}, R_n^{\perp\,||}$ – коэффициенты отражения для любой перпендикулярной или параллельной поляризации, определяемые как:

$$R^{\perp} = \frac{\sin(\Phi) - \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}}{\sin(\Phi) + \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}} \tag{65}$$

$$R^{||} = \frac{\eta \cdot \sin(\Phi) - \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}}{\eta \cdot \sin(\Phi) + \sqrt{\eta - \cos(\Phi)^2}}, \tag{66}$$

где:

$\Phi = \Phi_1$ для R_0 и $\Phi = (n\pi - \Phi_2)$ для R_n

$\eta = \varepsilon_r - \mathrm{j} \times 18 \times 10^9 \sigma / f$

ε_r: относительная диэлектрическая проницаемость материала, образующего кромку препятствия;

σ: проводимость материала, образующего кромку препятствия (См/м);

f: частота (Гц).

Заметим, что при необходимости две грани кромки могут иметь различные электрические свойства.

На границах тени и отражения одна из функций котангенса в уравнении (56) становится сингулярной.

Однако $D^{\perp}_{||}$ остается равным конечному значению, и его можно легко оценить. Член, содержащий сингулярную функцию котангенса, определяется для небольшой величины ε как:

$$\cot\left(\frac{\pi \pm \beta}{2n}\right) \cdot F(kLa^{\pm}(\beta)) \cong n \cdot \left[\sqrt{2\pi kL} \cdot \mathrm{sign}(\varepsilon) - 2kL\varepsilon \cdot \exp(\mathrm{j}\pi/4)\right] \cdot \exp(\mathrm{j}\pi/4) \tag{67}$$

при ε, определяемом как:

$$\varepsilon = \pi + \beta - 2\pi n N^{+} \qquad \text{для} \qquad \beta = \Phi_2 + \Phi_1 \tag{68}$$

$$\varepsilon = \pi - \beta + 2\pi n N^{-} \qquad \text{для} \qquad \beta = \Phi_2 - \Phi_1. \tag{69}$$

Результирующий коэффициент дифракции будет сохраняться постоянным на границах тени и отражения при условии, что в процессе вычисления отраженных лучей используется один и тот же коэффициент отражения.

Поле e_{LD}, обусловленное дифрагированным лучом, плюс луч на линии прямой видимости для $(\Phi_2 - \Phi_1) < \pi$, определяется как:

$$e_{LD} = \begin{cases} e_{UTD} + \dfrac{\exp(-\mathrm{j}ks)}{s} & \text{для} \quad \Phi_2 < \Phi_1 + \pi \\ e_{UTD} & \text{для} \quad \Phi_2 \geq \Phi_1 + \pi, \end{cases} \tag{70}$$

где:

s: расстояние по прямой линии между источником и точками поля.

Заметим, что при $(\Phi_2 - \Phi_1) = \pi$ второй член котангенса в уравнении (56) станет сингулярным и что должно использоваться альтернативное приближение, заданное уравнением (67).

Напряженность поля в точке поля (дБ) относительно поля, которое будет существовать в этой точке при отсутствии клиновидного препятствия (то есть дБ относительно свободного пространства), определяется путем установки e_0 в единицу в уравнении (55) и вычисления:

$$E_{UTD} = 20\log\left(\left|\frac{s \cdot e_{UTD}}{\exp(-\mathrm{j}ks)}\right|\right), \tag{71}$$

где:

s: расстояние по прямой линии между источником и точками поля.

Заметим, что при $n = 2$ и нулевых коэффициентах отражения этот расчет даст те же результаты, что и кривая дифракционных потерь над клиновидным препятствием, показанная на рисунке 9.

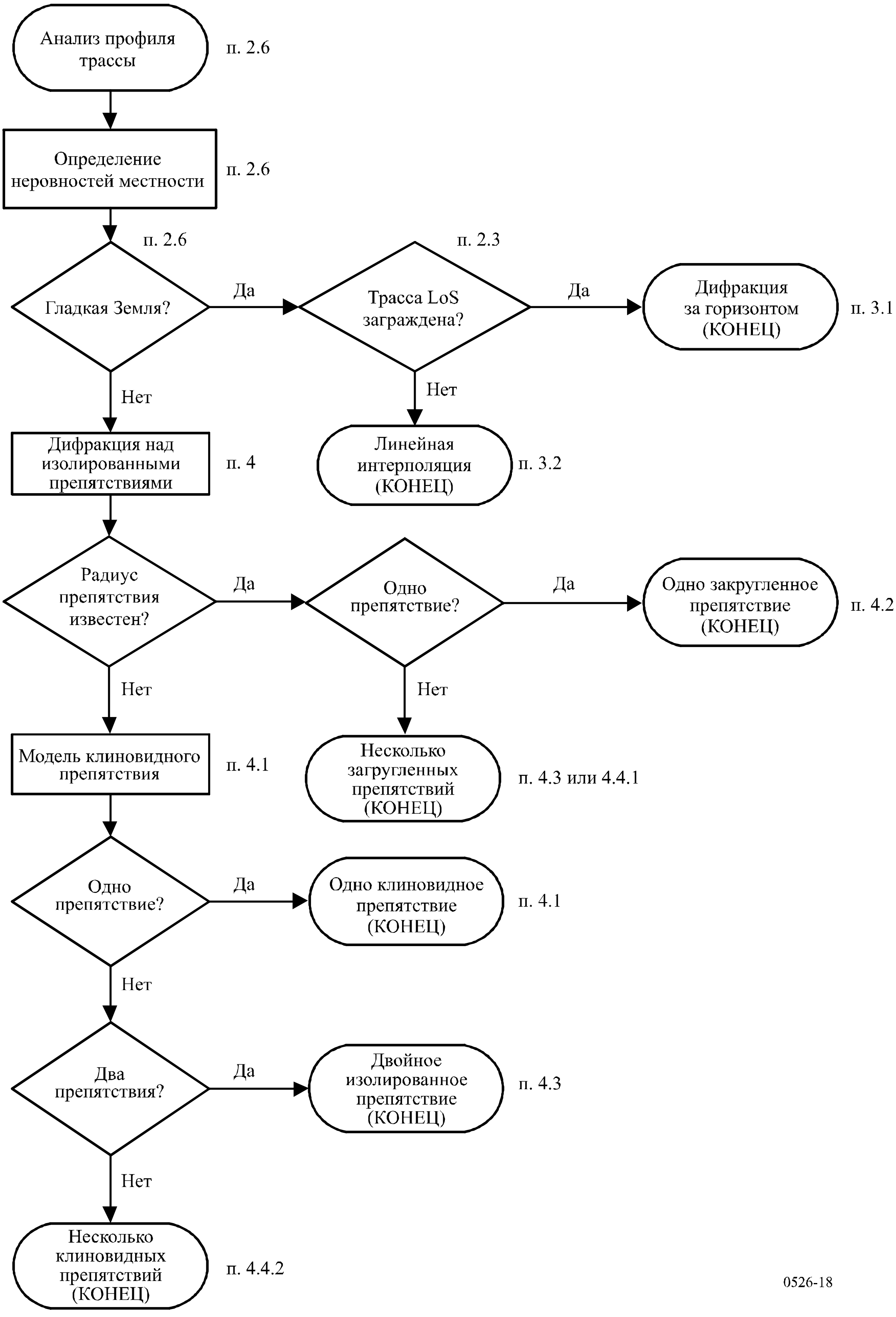
Версию MathCAD формулировки UTD можно получить в Бюро радиосвязи.

7 Руководство по распространению путем дифракции

На рисунке 18 показано общее руководство по оценке дифракционных потерь, соответствующих пп. 3 и 4. На этой схеме последовательности операций приведена процедура, которая должна быть принята в каждом случае.

РИСУНОК 18

Руководство по распространению путем дифракции



Дополнение 1
к Приложению 1

Расчет параметров цилиндра

Следующая процедура может быть использована для расчета параметров цилиндра, показанных на рисунках 8c) и 14 для каждого из расположенных на местности препятствий. Параметры выражены в самосогласованных единицах, а все углы – в радианах. Используемые аппроксимации справедливы для радиотрасс с углом наклона около 5° по отношению к горизонтали.

1 Угол дифракции и положение вершины

Угол дифракции над цилиндром, а также положение его вершины необходимо знать, хотя они и не считаются параметрами цилиндра.

Угол дифракции над препятствием определяется следующим образом:

$$\theta = \alpha_w + \alpha_z + \alpha_e, \tag{72}$$

где α_w и α_z – углы места точек x и y над локальной горизонталью со стороны точек w и z, соответственно, которые вычисляются по формулам:

$$\alpha_w = (h_x - h_w) / d_{wx} - d_{wx} / 2a_e \tag{73}$$

$$\alpha_z = (h_y - h_z) / d_{yz} - d_{yz} / 2a_e, \tag{74}$$

а α_e – угол, стянутый дугой большого круга между точками w и z, который определяется как:

$$\alpha_e = d_{wz} / a_e. \tag{75}$$

Расстояние от вершины до точки w рассчитывается в зависимости от того, представлено ли препятствие одним элементом профиля или несколькими:

Для препятствия, представленного одной точкой:

$$d_{wv} = d_{wx} \tag{76}$$

В случае многоточечных препятствий необходимо обеспечивать защиту от весьма небольших значений дифракции:

$$d_{wv} = \left[(\alpha_z + \alpha_e / 2)\, d_{wz} + h_z - h_w\right] / \theta \qquad \text{для} \quad \theta \cdot a_e \geq d_{xy} \tag{77a}$$

$$d_{wv} = (d_x + d_y) / 2 \qquad \text{для} \quad \theta \cdot a_e < d_{xy}. \tag{77b}$$

Расстояние от точки z до вершины будет равно:

$$d_{vz} = d_{wz} - d_{wv}. \tag{78}$$

Высота вершины над уровнем моря рассчитывается в зависимости от того, представлено ли препятствие одним элементом профиля или несколькими.

Для препятствия, представленного одной точкой:

$$h_v = h_x. \tag{79}$$

Для многоточечного препятствия:

$$h_v = d_{wv}\, \alpha_w + h_w + d\, 2,^{wv} / 2a_e. \tag{80}$$

2 Параметры цилиндра

Теперь для каждого препятствия на местности, определенного методом "натянутой веревки", можно рассчитать параметры цилиндра (см. рисунок 8c)):

d_1 и d_2 – это расстояния (со знаком плюс) между вершинами и препятствиями (или терминалами) со стороны передатчика и приемника, соответственно,

и

$$h = h_v + d_{wv}\, d_{vz} / 2a_e - (h_w\, d_{vz} + h_z\, d_{wv}) / d_{wz}. \tag{81}$$

Для расчета радиуса цилиндра используются два следующих элементарных участка профиля:

p: точка, соседняя с x со стороны передатчика,

и

q: точка, соседняя с y со стороны приемника.

Таким образом, индексы p и q можно представить следующим образом:

$$p = x - 1 \tag{82}$$

и

$$q = y + 1. \tag{83}$$

Если точка, определяемая p или q, окажется терминалом, то соответствующее значение h будет высотой рельефа местности в этой точке, а не высотой антенны над уровнем моря.

Радиус цилиндра вычисляется как разность в наклонах участков профиля p-x и y-q с учетом кривизны земной поверхности, поделенная на расстояние между p и q.

Расстояния между элементами профиля, необходимыми для этого расчета, определяются как:

$$d_{px} = d_x - d_p \tag{84}$$

$$d_{yq} = d_q - d_y \tag{85}$$

$$d_{pq} = d_q - d_p. \tag{86}$$

Разница в наклонах участков профиля p-x и y-q, выраженная в радианах, рассчитывается по формуле:

$$t = (h_x - h_p) / d_{px} + (h_y - h_q) / d_{yq} - d_{pq} / a_e, \tag{87}$$

где a_e – эквивалентный радиус Земли.

Теперь получим радиус цилиндра в виде:

$$R = \left[d_{pq} / t\right] \left[1 - \exp(-4\,\nu)\right]^3. \tag{88}$$

где ν – безразмерный параметр в уравнении (28) для клиновидного препятствия.

Второй множитель в уравнении (88) – это найденная эмпирическим путем сглаживающая функция, используемая для того, чтобы избежать неоднородностей для препятствий, находящихся на грани пределов прямой видимости.

Дополнение 2
к Приложению 1

Дифракционные потери на субтрассах

1 Введение

В настоящем Дополнении представлен метод расчета дифракционных потерь на субтрассах для участков дифракционной трассы, находящихся в пределах прямой видимости. Трасса моделируется каскадом цилиндров, каждый из которых характеризуется точками профиля w, x, y и z, как показано на рисунках 13 и 14. Дифракционные потери на субтрассах должны вычисляться для каждого участка всей трассы между точками w и x или y и z. Это участки трассы, расположенные между препятствиями или между препятствием и терминалом и находящиеся в пределах прямой видимости.

Настоящий метод может быть использован также для трассы прямой видимости с дифракцией на субтрассах. В этом случае метод применяется для всей трассы целиком.

2 Метод

Для участка профиля в пределах прямой видимости, расположенного между элементами профиля с индексами u и v, прежде всего, необходимо найти элемент профиля, лежащий между u и v, но исключающий их, который затеняет бо́льшую часть первой зоны Френеля для луча, распространяющегося от u к v.

Для того чтобы избежать выбора точки, которая по существу является частью одного из наземных препятствий, уже смоделированного в виде цилиндра, часть профиля между u и v ограничивают участком между двумя дополнительными индексами p и q, которые задаются следующим образом:

– положим, что $p = u + 1$;

– если одновременно $p < v$ и $h_p > h_{p+1}$, то следует увеличить p на 1 и повторить все сначала;

– положим $q = v – 1$;

– если одновременно $q > u$ и $h_q > h_{q–1}$, то следует уменьшить q на 1 и повторить.

Если $p = q$, то считаем, что потери за счет препятствия на субтрассе равны 0. В противном случае обращаемся к следующей вычислительной процедуре.

Теперь необходимо найти минимальное значение нормированного просвета на трассе, C_F, определяемого как h_z/F_1, где выраженные в самосогласованных единицах:

h_z: высота луча над точкой профиля;

F_1: радиус первой зоны Френеля.

Минимальное нормированное значение просвета на трассе можно записать как:

$$C_F = \min_{i=p}^{q} \left[(h_z)_i \,/\, (F_1)_i \right], \tag{89}$$

где:

$$(h_z)_i = (h_r)_i - (h_t)_i \tag{90}$$

$$(F_1)_i = \sqrt{\lambda \cdot d_{ui} \cdot d_{iv} \,/\, d_{uv}} \,. \tag{91}$$

$(h_r)_i$ – высота луча над прямой линией, соединяющей точки u и v на уровне моря в i-й точке профиля, определяемая как:

$$(h_r)_i = (h_u \cdot d_{iv} + h_v \cdot d_{ui}) / d_{uv} \tag{92}$$

$(h_t)_i$ – высота местности над прямой линией, соединяющей точки u и v на уровне моря в i-й точке профиля, определяемая как:

$$(h_t)_i = h_i + d_{ui} \cdot d_{iv} / 2a_e. \tag{93}$$