ФЛУКТУАЦИИ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УКВ В ЦЕХАХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

Е. Г. Прошкин, Г. И. Сидоров, Е. С. Хорошайло

Харьков

В системах радиотелеуправления производственными объектами и внутрицеховой диспетчерской радиосвязи наиболее рационально использование ультракоротковолнового диапазона. Это целесообразно с точки зрения увеличения объема передаваемой информации, уменьшения габаритов антенных систем, повышения помехозащищенности аппаратуры. Однако при переходе к метровым волнам большинство металлических предметов в цехе становятся эффективными переизлучателями электромагнитной энергии, вследствие чего структура поля имеет резко выраженный интерференционный характер. Напряженность его в точке приема нельзя рассчитать точно, но можно приближенно указать вероятность превышения некоторого заданного уровня.

На трассах распространения радиоволн в пределах цеха обычно имеется множество переизлучателей весьма сложной конфигурации (колонны, фермы, станки и т. п.). В зависимости от размеров, формы, взаимного расположения, материала отражающих предметов характер вторичного излучения проявляется различно и в значительной степени влияет на структуру поля. Для оценки влияния вторичного излучения на формирование структуры поля вводятся некоторые параметры переизлучающего объекта (эффективная площадь рассеяния, полная площадь рассеяния и т. п.).

В общем случае вторичное излучение может быть описано следующим уравнением:

$$S_э \Pi_1 = 4\pi r_2^2 \Pi_2, \qquad (1)$$

где $S_э$ — эффективная площадь рассеяния;

Π_1 — плотность потока мощности, создаваемая передатчиком у переизлучающего объекта;

Π_2 — плотность потока мощности, создаваемая вторичным излучением объекта у приемной антенны;

r_2 — расстояние между объектом и приемной антенной;

$S_э \Pi_1$ — кажущаяся мощность, улавливаемая и переизлучаемая объектом, если бы излучение происходило во все стороны равномерно и без потерь;

$4\pi r_2^2 \Pi_1$ — полная мощность вторичного излучения.

В действительности объект излучает энергию неравномерно; помимо этого происходят потери за счет возникновения в нем токов, так как каждый переизлучающий предмет можно рассматривать как вертикаль-

ную заземленную антенну. Поэтому величина $S_э\Pi_1$ не равна полной мощности, падающей на объект, и эффективная площадь объекта зависит от направления, в котором он наблюдается.

Аналитически задача о вычислении эффективных площадей вторичных излучателей может быть решена только для весьма ограниченного числа тел простейшей формы (шара, металлического листа, полуволнового диполя и т. д.), которые совершенно не охватывают многообразия форм переизлучателей, имеющихся в цехе. К тому же число и расположение их случайно. Поэтому детерминированное решение задачи о напряженности поля в точке приема невозможно.

В любой точке цеха напряженность поля УКВ может рассматриваться как суперпозиция прямой волны и большого числа переизлученных волн (как от различных предметов внутри цеха, так и от стен, пола и крыши здания).

Напряженность поля прямой волны в точке приема (в предположении, что последняя распространяется в свободном пространстве) [1]:

$$e_{пр} = \frac{\sqrt{60P_1D_1}}{r} e^{j(\omega t - kr)}, \qquad (2)$$

где P_1 — мощность излучения передатчика;
D_1 — коэффициент направленности передающей антенны;
r — расстояние между передающей антенной и точкой приема;
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновой множитель.

Покажем, чему равна напряженность поля одной из волн вторичного излучения в точке приема

$$e_{втор.\ изл} = \frac{\sqrt{60P_2}}{r_2} e^{j(\omega t - kr_2)}, \qquad (3)$$

где P_2 — мощность вторичного излучения переизлучающего объекта;
r_2 — расстояние между переизлучающим объектом и точкой приема;

$$P_2 = S_э\Pi_1 = S_э \frac{P_1D_1}{4\pi r_1^2}, \qquad (4)$$

где $S_э$ — эффективная площадь рассеяния;
r_1 — расстояние между передающей антенной и излучающим объектом.

Подставляя (4) в (3) и учитывая расстояние r_1 между передатчиком и переизлучающим объектом в фазовом множителе, получим

$$e_{втор.\ изл} = \frac{\sqrt{4{,}8P_1D_1S_э}}{r_1r_2} e^{j[\omega t - k(r_1 + r_2)]}, \qquad (5)$$

Мгновенное значение напряженности поля в точке приема может быть выражено следующей формулой:

$$e = e_{пр} + \sum_{j=1}^{n} e_{j\ втор.\ изл} = \frac{\sqrt{60P_1D_1}}{r} e^{j(\omega t - kr)} +$$

$$+ \sum_{j=1}^{n} \frac{\sqrt{4{,}8P_1D_1S_{эj}}}{r_{1j}r_{2j}} e^{j[\omega t - k(r_{1j} + r_{2j})]} =$$

$$= \frac{\sqrt{60P_1D_1}}{r} \cos(\omega t - kr) + \sum_{j=1}^{n} \frac{\sqrt{4{,}8P_1D_1S_{эj}}}{r_{1j}r_{2j}} \cos[\omega t - k(r_{1j} + r_{2j})]. \qquad (6)$$

Введем обозначения:

$$kr = \varphi;$$

$$k(r_{1j} + r_{2j}) = \varphi_j;$$

$$\frac{\sqrt{60P_1D_1}}{r} = A;$$

$$\frac{\sqrt{4{,}8P_1D_1S_{9j}}}{r_{1j}r_{2j}} = E_j,$$

тогда

$$e = A\cos(\omega t - \varphi) + \sum_{j=1}^{n} E_j \cos(\omega t - \varphi_j). \qquad (7)$$

Поскольку в фиксированной точке приема фаза прямой волны постоянна и равновероятна в интервале $0 \div 2\pi$, для удобства дальнейших преобразований можем положить $\varphi = 0$.

Если результирующую амплитуду суммы случайных сигналов обозначить через E_Σ, а фазу — через φ_Σ, то выражение (7) примет вид

$$e = A\cos\omega t + E_\Sigma \cos(\omega t - \varphi_\Sigma). \qquad (8)$$

Из сравнения формул (2) и (5) видно, что амплитуда поля, создаваемого в точке приема переизлученной волной, значительно меньше амплитуды поля прямой волны. Поскольку переизлученные волны суммируются в точке приема со случайными относительными фазами, равномерно распределенными в интервале $(0 \div 2\pi)$, амплитуда суммарного поля вторичного излучения случайна, а фаза φ_Σ распределена равномерно с плотностью $\frac{1}{2\pi}$ [2].

Математический анализ величины суммарной напряженности поля проведен согласно методике, применяемой при рассмотрении узкополосных случайных процессов, приема радиолокационных сигналов и тропосферного рассеяния ультракоротких радиоволн [3, 4, 5].

Разложим колебание $e_\Sigma = E_\Sigma \cos(\omega t - \varphi_\Sigma)$ на две ортогональные составляющие, из которых косинусоидальная составляющая совпадает по фазе с полем прямой волны

$$e_\Sigma = E_{\Sigma 1}\cos\omega t + E_{\Sigma 2}\sin\omega t, \qquad (9)$$

где

$$E_{\Sigma 1} = E_\Sigma \cos\varphi_\Sigma = \sum_{j=1}^{n} E_j \cos\varphi_j; \qquad (9')$$

$$E_{\Sigma 2} = E_\Sigma \sin\varphi_\Sigma = \sum_{j=1}^{n} E_j \sin\varphi_j; \qquad (9'')$$

$$E_\Sigma = \sqrt{E_{\Sigma 1}^2 + E_{\Sigma 2}^2}; \quad \operatorname{tg}\varphi_\Sigma = \frac{E_{\Sigma 2}}{E_{\Sigma 1}}.$$

Представляя колебания с амплитудами A, $E_{\Sigma 1}$ и $E_{\Sigma 2}$ при помощи векторов, можно записать

$$\vec{E}_1 = \vec{A} + \vec{E}_{\Sigma 1};$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{\Sigma 2}. \qquad (10)$$

Векторы $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ ортогональны.

Амплитуды ортогональных составляющих E_1 и E_2 являются независимыми величинами. Вектор $\vec{E}$, равный геометрической сумме составляющих $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, представляет собой результирующую напряженность поля, мгновенное значение которого

$$e = E\cos(\omega t - \varphi) = A\cos\omega t + E_2\cos(\omega t - \varphi_2). \qquad (11)$$

Амплитуда E и начальная фаза φ являются случайными величинами. Найдем закон распределения вероятностей амплитуды E в точке приема.

При изменениях относительного положения радиопередающего и и радиоприемного устройств и взаимных перемещениях переизлучающих объектов в цехе меняются расстояния r, r_{1j}, r_{2j} и эффективные площади рассеяния $S_{эj}$. Следовательно, будут изменяться случайным образом и амплитуды составляющих E_{21} и E_{22}. Каждая из этих составляющих является результатом сложения большого числа элементарных полей, для которых справедлива центральная предельная теорема теории вероятностей. Поэтому можно считать, что случайные амплитуды E_{21} и E_{22} ортогональных составляющих подчиняются нормальному закону распределения:

$$W(E_{21}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1}\exp\left(-\frac{E_{21}^2}{2\sigma_1^2}\right); \qquad (12)$$

$$W(E_{22}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2}\exp\left(-\frac{E_{22}^2}{2\sigma_2^2}\right),$$

где σ_1^2 и σ_2^2 — дисперсии амплитуд ортогональных составляющих.

Учтя физическую симметрию разложения случайной результирующей напряженности на ортогональные составляющие, можно утверждать, что дисперсии σ_1^2 и σ_2^2 равны.

Зная законы распределения случайных величин E_{21} и E_{22}, можно определить законы распределения для амплитуд ортогональных составляющих E_1 и E_2. Математические ожидания этих составляющих соответственно равны

$$\begin{aligned} \overline{E}_1 &= A; \\ \overline{E}_2 &= 0. \end{aligned} \qquad (13)$$

Случайные величины E_1 и E_2 распределены по нормальному закону

$$W(E_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left[-\frac{(E_1 - A)^2}{2\sigma^2}\right];$$

$$W(E_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left[-\frac{E_2^2}{2\sigma^2}\right]. \qquad (14)$$

Ортогональные составляющие E_1 и E_2 статистически независимы. Поэтому двухмерная плотность вероятности случайных величин E_1 и E_2 равна произведению

$$W(E_1, E_2) = W(E_1)\,W(E_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2}\exp\left[-\frac{(E_1 - A)^2 + E_2^2}{2\sigma^2}\right]. \qquad (15)$$

Найдем одномерный закон распределения результирующей амплитуды E, исходя из следующих соображений. Вероятности пребывания величин E_1 и E_2 в пределах элемента dE_1 и dE_2 соответственно равны

$W(E_1)\,dE_1$ и $W(E_2)\,dE_2$. Следовательно, вероятность нахождения результирующей величины E в пределах элементарного прямоугольника $dE_1 dE_2$

$$W(E_1, E_2)\,dE_1 dE_2 = W(E_1)\,W(E_2)\,dE_1 dE_2.$$

Амплитуда E и фаза φ результирующей напряженности поля являются случайными координатами точки, которую мы рассматривали в системе координат E_1, E_2 ($E_1 = E\cos\varphi$; $E_2 = E\sin\varphi$). Переходим к новым переменным

$$W(E, \varphi) = W[E\cos\varphi;\ E\sin\varphi]\,|D|. \tag{16}$$

Учитывая, что якобиан преобразования переменных

$$D = \frac{\partial(E_1, E_2)}{\partial(E, \varphi)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial E_1}{\partial E} & \frac{\partial E_1}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial E_2}{\partial E} & \frac{\partial E_2}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos\varphi & -E\sin\varphi \\ \sin\varphi & E\cos\varphi \end{vmatrix} = E, \tag{17}$$

получим совместную плотность вероятности для случайных величин E и φ

$$W(E, \varphi) = \frac{E}{2\pi\sigma^2}\exp\left(-\frac{E^2 + A^2 - 2AE\cos\varphi}{2\sigma^2}\right). \tag{18}$$

Интегрируя (18) по всем возможным значениям φ, находим одномерную плотность вероятности для E

$$W(E) = \int_0^{2\pi} W(E, \varphi) = \frac{E}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{E^2 + A^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{AE}{\sigma^2}\right), \tag{19}$$

где $I_0\left(\frac{AE}{\sigma^2}\right) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\exp\left(\frac{AE}{\sigma^2}\cos\varphi\right)d\varphi$ — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента.

Выражение (19) плотности вероятности результирующей напряженности поля представляет собой закон Райса (обобщенный закон Релея). Проанализируем это выражение.

На закрытых трассах, когда напряженность поля прямой волны ничтожно мала (т. е. $A \to 0$) $I_0\left(\frac{AE}{\sigma^2}\right) \approx I_0(0) = 1$. В результате этого плотность вероятности результирующей амплитуды случайных полей вторичного излучения определяется простым законом Релея:

$$W(E) = \frac{E}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right). \tag{20}$$

В случае, если $A \gg E_n$, сделать вывод о распределении из выражения (19) невозможно. Поэтому запишем распределение Райса в более общем виде, введя следующие относительные величины:

$$a = \frac{A}{\sigma};\quad v = \frac{E}{\sigma};\quad dv = \frac{dE}{\sigma}$$

$$W(v) = v\exp\left(-\frac{v^2 + a^2}{2}\right) I_0(av),\quad v > 0. \tag{21}$$

Воспользуемся известным асимптотическим представлением функций Бесселя для больших аргументов:

$$I_n(z) = \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}\left[1 + \frac{1 - 4n^2}{1!\,(8z)} + \frac{(1 - 4n^2)(9 - 4n^2)}{2!\,(8z)^2} + \ldots\right],$$

$$z \gg 1. \tag{22}$$

Для открытой трассы, когда поле прямой волны значительно превышает сумму полей отраженных волн (т. е. $A \gg \sigma$ и $a \gg 1$), беря только первый член в разложении (22), получим

$$W(v) = ve^{-\frac{v^2+a^2}{2}} e^{av} \frac{1}{\sqrt{2\pi av}} = \sqrt{\frac{v}{a}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v-a)^2}{2}}. \quad (23)$$

Замечаем, что вероятные значения v (при $a \gg 1$) сгруппированы вокруг a, т. е. с некоторым приближением можно положить $\sqrt{\frac{v}{a}} \approx 1$. При этом допущении плотность вероятности огибающей суммарной напряженности поля описывается законом Гаусса.

При анализе амплитуды результирующей напряженности поля (7) мы полагали, что число слагаемых под знаком суммы велико, поэтому применили к выражениям для косинусоидальной и синусоидальной составляющих $E_{\Sigma 1}$ и $E_{\Sigma 2}$ центральную предельную теорему теории вероятностей, на основании которой записали, что $E_{\Sigma 1}$ и $E_{\Sigma 2}$ распределены по нормальному закону. Это привело к закону Райса для вероятностей огибающей результирующего поля.

Интересно отметить [5], что распределение суммы n единичных векторов со случайной фазой незначительно отклоняется от распределения Релея, выраженного в децибелах, уже при малых n. Наибольшие отклонения наблюдаются при малых вероятностях P превышения сигналом некоторого фиксированного уровня, т. е. в случае, наименее существенном для практических приложений.

Например, для $P = 0{,}01$ отклонение составляет 0,52 *дб* при $n = 6$; 0,32 *дб* — при $n = 10$ и 0,12 *дб* при $n = 24$.

Рассмотрим условия применимости закона Райса для описания флуктуаций амплитуды напряженности поля в цехе при различных условиях распространения ультракоротких радиоволн. В фиксированной точке цеха при неподвижном радиопередатчике амплитуда напряженности поля, создаваемого прямой волной, примерно постоянна, если в пределах первой зоны Френеля отсутствуют перемещающиеся предметы. Огибающая и фаза суммарного поля отраженных волн в той же точке случайны и зависят от взаимного расположения передающей и приемной антенн и пассивных переизлучателей. Если отсутствует перемещение переизлучателей в пределах цеха, то результирующая огибающая и фаза суммы вектора прямой волны и векторов отраженных волн не изменяются во времени. При взаимном перемещении отражающих объектов поле в фиксированной точке флуктуирует.

При незначительных взаимных перемещениях передатчика и приемника и неподвижных переизлучателях (r=const и условия в первой зоне Френеля практически не изменяются) флуктуации огибающей обусловлены главным образом изменением фаз и амплитуд переизлученных волн за счет изменения расстояний r_{1l} и r_{2l} между передающей и приемной антеннами и переизлучателями.

Во всех перечисленных ситуациях выполняются условия, приводящие к распределению флуктуаций огибающей напряженности поля в точке приема по закону Райса.

Здесь можно выделить два характерных частных случая.

1. Передающая и приемная антенны расположены на открытой трассе, т. е. в первой зоне Френеля отсутствуют какие-либо экранирующие предметы. При этом напряженность поля прямой волны значительно превышает сумму напряженности полей переизлученных волн и, следовательно, огибающая результирующего поля распределена по нормальному закону.

2. *Между передающей и приемной антеннами отсутствуют условия* прямой видимости вследствие полного экранирования первой зоны Френеля различными металлическими предметами. Тогда амплитуда поля прямой волны значительно меньше суммарной амплитуды отраженных волн и огибающая результирующего поля распределена по закону Релея.

Измерения напряженности поля при распространении ультракоротких волн в пределах крупного прессово-механического цеха проводились в диапазонах частот 45—48, 72—78 и 110—118 *мгц*. В табл. 1, 2, 3 приведены результаты измерений на частоте 76 *мгц* для трех характерных случаев распространения УКВ на открытой, закрытой и полуоткрытой трассах в течение относительно коротких временных интервалов, когда *можно считать случайный процесс флуктуаций напряженности поля* квазистационарным и ожидать, что флуктуации распределены соответственно нормально, по релеевскому закону и по закону Райса.

Таблица 1

E_l, *мкв/м*	1000÷2000	2000÷3000	3000÷4000	4000÷5000	5000÷6000	6000÷7000	7000÷8000
m_l	35	71	104	125	99	51	20
p_l^*	0,694	0,1405	0,206	0,248	0,196	0,101	0,0396

$m_E^* = 4300$ *мкв/м*; $\sigma_E^* = 1555$ *мкв/м*.

Таблица 2

E_l, *мкв/м*	10÷20	20÷30	30÷40	40÷50	50÷60	60÷70	70÷80	80÷90	90÷100
m_l	48	70	63	57	48	42	32	15	6
p_l^*	0,126	0,184	0,165	0,149	0,126	0,110	0,119	0,254	0,0157

$m_E^* = 44,0$ *мкв/м*; $\sigma_E^* = 35,1$ *мкв/м*.

Таблица 3

E_l, *мкв/м*	100÷200	200÷300	300÷400	400÷500	500÷600	600÷700	700÷800	800÷900
m_l	60	93	112	98	80	26	9	1
p_l^*	0,125	0,194	0,234	0,204	0,167	0,054	0,019	0,003

$m_E^* = 384,25$ *мкв/м*; $\sigma_E^* = 152,3$ *мкв/м*.

В этих таблицах E_l — границы разряда значений амплитуд; m_l — *число отсчетов в пределах разряда*; p_l^* — частота, или статистическая вероятность нахождения амплитуды в пределах данного разряда. Построенные по данным таблиц гистограммы статистических распределений представлены на рис. 1, 2 и 3.

Параметры теоретических распределений, нормального и релеевского, выравнивающих статистические распределения (рис. 1 и 2), подбирались так, чтобы сохранить первые два момента статистического распределения — математическое ожидание и дисперсию.

Для решения вопроса о согласованности теоретических и статистических распределений мы применили «критерий χ^2» Пирсона [6]. Следует, однако, отметить, что при помощи последнего (или любого другого критерия согласия) можно только в некоторых случаях опровергнуть выбранную гипотезу о виде теоретического распределения и отбросить

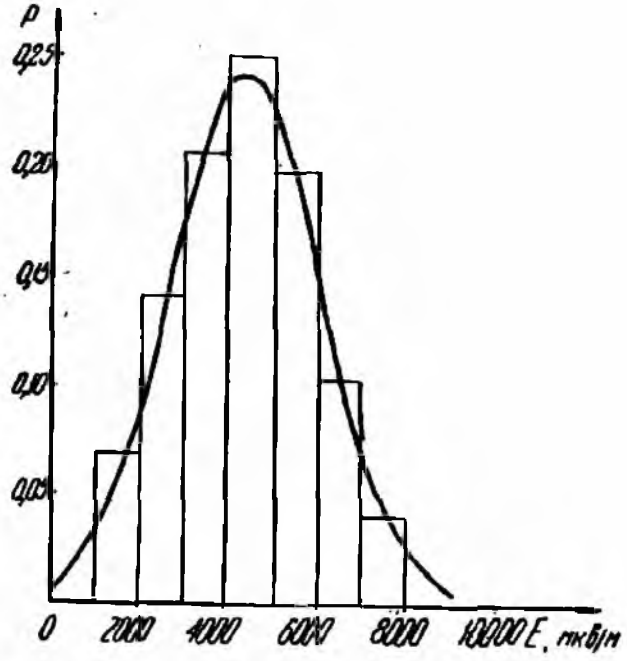

Рис. 1. Статистическое и теоретическое распределения напряженностей поля на открытой трассе.

ее как явно несогласованную с опытными данными. Если же вероятность p того, что величина, распределенная по закону χ^2, превзойдет меру расхождения, найденную из сравнения теоретического и статистического распределений, велика, то этот факт сам по себе ни в коем случае не может считаться доказательством справедливости гипотезы, а указывает только на то, что гипотеза не противоречит опытным данным. Насколько мала должна быть вероятность p для того, чтобы отбросить или пересмотреть гипотезу, — вопрос неопределенный; он не может быть решен из математических соображений. На практике, если p оказывается меньшим, чем 0,1, рекомендуется проверить эксперимент либо повторить его.

Результаты расчетов согласованности теоретического и статистического распределений для амплитуд напряженности поля, подчиняющихся нормальному и релеевскому законам, приведены соответственно в табл. 4 и 5.

Таблица 4

E_i, мкв/м	1000÷2000	2000÷3000	3000÷4000	4000÷5000	5000÷6000	6000÷7000	7000÷8000
m_i	35	71	104	125	99	51	20
np_i	26,4	73	112,5	126,3	103,5	48,75	15,7

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{7} \frac{(m_i - np_i)^2}{np_i} = 4{,}986.$$

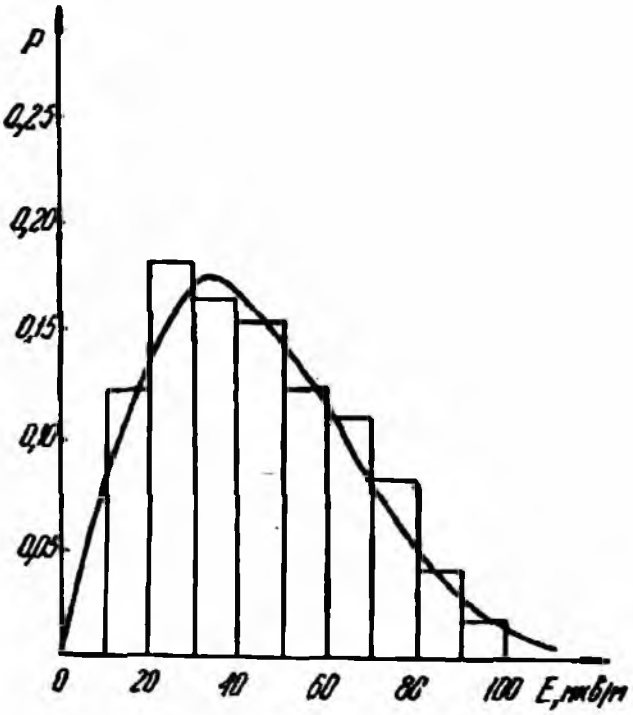

Рис. 2. Статистическое и теоретическое распределения напряженностей поля на закрытой трассе.

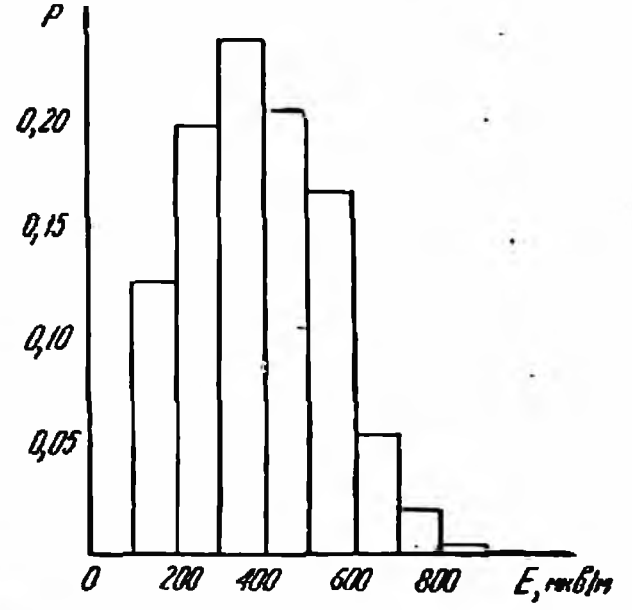

Рис. 3. Статистическое распределение напряженностей поля на полуоткрытой трассе.

Из таблиц χ^2 - распределения находим $p \approx 0{,}29$.

Таблица 5

E_i, мкв/м	10÷20	20÷30	30÷40	40÷50	50÷60	60÷70	70÷80	80÷90	90÷100
m_i	48	70	63	57	48	42	32	15	6
np_i	43,2	60,6	65,6	61,4	50	36,2	23,4	14	7,6

$\chi^2 = 7{,}755$; $p \approx 0{,}27$.

Поскольку вероятности p относительно велики ($p > 0{,}1$), можно считать, что гипотезы о распределении амплитуд огибающей по законам Гаусса и Релея не противоречат опытным данным. Следовательно, результаты экспериментов подтверждают теоретические предположения о характере флуктуаций напряженности поля в точке приема при многолучевом распространении УКВ в пределах цеха. Эти флуктуации удовлетворительно описываются законом Райса. Поэтому можно оценивать диапазон замираний радиоволн в точке приема относительно медианного значения, пользуясь графиками и таблицами распределения Райса, приведенными в [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Долуханов. Распространение радиоволн. Изд-во «Связь», 1965.
2. З. М. Каневский. Вероятностные задачи в радиотехнике. Изд-во «Энергия», 1965.
3. Теоретические основы радиолокации. Под ред. В. Е. Дулевича. Изд-во «Советское радио», 1964.
4. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. Изд-во «Советское радио», 1966.
5. Сб. «Вопросы дальней связи на ультракоротких волнах». Изд-во «Советское радио», 1957.
6. Е. С. Вентцель. Теория вероятностей. Изд-во «Наука», 1964.