

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ БЕЗ ПРОВОДОВ К ПАССИВНОМУ ПЕРЕИЗЛУЧАТЕЛЮ

И. Н. ЖУКОВ

(Представлено профессором доктором физ.-мат. наук Кессенихом В. Н.)

Применение эллиптического отражателя

Пассивные переизлучатели часто используются в качестве антенн из-за практических удобств.

В линиях связи пассивный переизлучатель должен быть расположен на большой высоте. Для создания условий прямой видимости, при расстоянии 50 км, высота переизлучателя должна быть 70 метров. Следовательно, надо передать энергию сверхвысоких частот на расстояние 70 метров. При передаче на это расстояние кабелем теряется большая часть энергии, волноводы громоздки и дороги, однопроводная линия неустойчива. В то же время на сантиметровых волнах можно создать остро-направленное излучение и передать энергию к пассивному переизлучателю с меньшими потерями, чем другими способами. Статья рассматривает возможности такой передачи энергии в диапазоне 3 ÷ 20 сантиметров.

При излучении энергии для радиовещания, связи или локации не известно расстояние, на котором будет находиться приемник, а если известно, то весьма велико. Поэтому диаграмма направленности антенны рассчитывается в дальней зоне, и в этой зоне не меняется в зависимости от расстояния.

При пассивном переизлучателе энергия передается на определенное, фиксированное расстояние. Это преимущество можно использовать и построить излучающую систему таким образом, чтобы наибольшая направленность излучения была на расстоянии, равном расстоянию до переизлучателя. Такую излучающую систему можно создать, используя для отражения эллиптическую поверхность. Согласно геометрической оптике энергия, излученная в одном из фокусов эллипса, после отражения от его поверхности соберется в другом фокусе (рис. 1). Тот же результат получим, если расположим синфазные

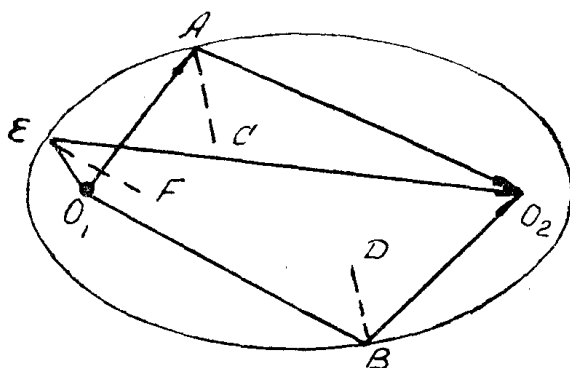


Рис. 1

используя для отражения эллиптическую поверхность. Согласно геометрической оптике энергия, излученная в одном из фокусов эллипса, после отражения от его поверхности соберется в другом фокусе (рис. 1). Тот же результат получим, если расположим синфазные

излучатели по поверхности сферы. Иначе говоря, эллиптический отражатель создает синфазную сферическую поверхность с центром во втором фокусе. Таким образом, второй фокус эллипсоида становится новым источником излучения. Задаваясь расстояниями между фокусами эллипсоида, можно рассчитать поверхность эллипсоида так, чтобы энергия передавалась на любое расстояние. При использовании такой системы для связи на поверхности земли надо установить антенну с эллиптическим отражателем, а наверху — параболический отражатель с фокусом, совпадающим со вторым фокусом эллипсоида, установленного на земле, и с осью, совпадающей с заданным направлением излучения (рис. 2).

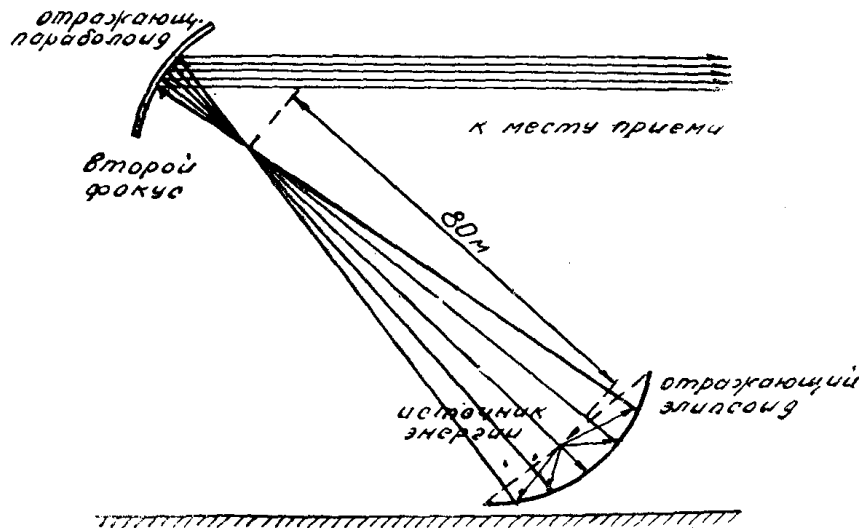


Рис. 2.

Диаграмма направленности при эллиптическом отражателе

Геометрическая оптика, являясь нулевым приближением, не дает верных результатов в случае больших градиентов потока энергии. Истинную картину поля около второго фокуса можно получить расчетом по законам электродинамики. Диаграмма направленности рассчитывается по распределению поля в раскрыве антенны. Напряженность поля в раскрыве можно определить, пользуясь геометрической оптикой. Предполагаем равную амплитуду напряженности поля по раскрыву, а фазу определяем из условия, что отраженные лучи сходятся во втором фокусе и их длины равны (рис. 3).

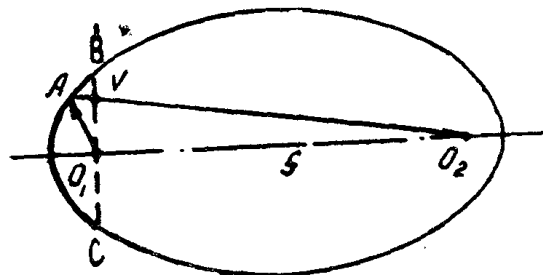


Рис. 3

Обозначим:

O_1 — первый фокус эллипса, O_2 — второй фокус эллипса,

$f = O_1O_2$ — расстояние между фокусами,

$r_1 = O_1V$ — расстояние от центра раскрыва до данной точки раскрыва,

q — опережение фазы в данной точке относительно центра раскрыва,

a — радиус раскрыва, $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число,

$$q = \alpha(V\sqrt{f^2 + r_1^2} - f).$$

Расстояние между фокусами f равно расстоянию, на которое надо передать энергию.

Зададимся расстоянием передачи энергии немного большим, чем высота антенны, $f=80$ метров. Предполагаем радиус раскрыва a не больше 3 метров

$$f \gg a > \rho_1.$$

$$q = \alpha \left(f + \frac{\rho_1^2}{2f} - \frac{\rho_1^4}{8f^3} + \frac{\rho_1^6}{16f^5} - \dots - f \right).$$

В разложении в ряд можно пренебречь третьим и следующими членами, так как их влияние на фазу ничтожно

$$q = \alpha \frac{\rho_1^2}{2f}.$$

Фаза в раскрыве опережает пропорционально квадрату расстояния от центра.

Напряженность поля в любой точке раскрыва

$$E_p = E_0 e^{jq} = E_0 e^{j\alpha \frac{\rho_1^2}{2f}},$$

E_0 — напряженность поля в центре раскрыва.

Определим напряженность поля в фокальной плоскости, т. е. плоскости, проходящей через второй фокус, перпендикулярно оси эллипсоида (рис. 4).

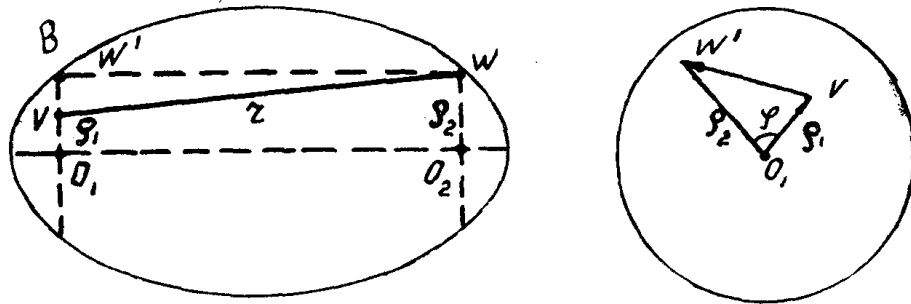


Рис. 4

$$E = \int_F \frac{E_p}{\lambda r} e^{-jkr} dF;$$

$r = VW$ — расстояние от точки излучения V до точки определения напряженности поля W ,

$\rho_2 = O_2W$ — расстояние от второго фокуса O_2 до точки определения напряженности поля W ,

F — площадь раскрыва.

$$r = \sqrt{f^2 + \rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos\varphi};$$

$$f \gg \rho_1 \quad \text{и} \quad f \gg \rho_2,$$

$$r = f + \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2 \cos \varphi}{2f},$$

$$E = \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{E_0}{\lambda r} e^{j\alpha \frac{\rho_1^2}{2f}} e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2 \cos \varphi}{2f} \right)} \rho_1 d\rho_1 d\varphi.$$

В знаменателе можно считать, что $r = f$,

$$E = \frac{E_0}{\lambda f} e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_2^2}{2f} \right)} \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{j\alpha \frac{\rho_1\rho_2}{f} \cos \varphi} \rho_1 d\rho_1 d\varphi.$$

Введем новую переменную $\Theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$,

$$E = \frac{E_0}{\lambda f} e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_2^2}{2f} \right)} \int_0^a \int_{-\pi}^{\pi} e^{j\alpha \frac{\rho_1\rho_2}{f} \sin \Theta} \rho_1 d\rho_1 d\Theta.$$

Второй интеграл дает функцию Бесселя нулевого порядка (I_0).

$$E = \frac{E_0}{\lambda f} e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_2^2}{2f} \right)} 2\pi \int_0^a I_0 \left(\frac{\alpha \rho_1 \rho_2}{f} \right) \rho_1 d\rho_1.$$

Интегрирование дает функцию Бесселя первого порядка (I_1).

$$\begin{aligned} E &= E_0 \frac{a}{\rho_2} I_1 \left(\frac{\alpha a \rho_2}{f} \right) e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_2^2}{2f} \right)} = \\ &= E_0 \frac{2F}{\lambda f} \cdot \frac{I_1 \left(\frac{\alpha a \rho_2}{f} \right)}{\frac{\alpha a \rho_2}{f}} e^{-j\alpha \left(f + \frac{\rho_2^2}{2f} \right)}. \end{aligned}$$

Определим напряженность поля на сферической поверхности радиуса f , проходящей через второй фокус, с центром в первом фокусе (рис. 5).

$$r = \sqrt{f^2 + \rho_1^2 - 2f\rho_1 \sin \psi \cos \varphi} \approx f + \frac{\rho_1^2}{2f} - \rho_1 \sin \psi \cos \varphi.$$

$$E = \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{E_0}{\lambda r} e^{j\alpha \frac{\rho_1^2}{2f}} e^{-jkr} \rho_1 d\rho_1 d\varphi =$$

$$= \frac{E_0}{\lambda f} e^{-j\alpha f} \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{j\alpha \rho_1 \sin\psi \cos\varphi} \rho_1 d\rho_1 d\varphi.$$

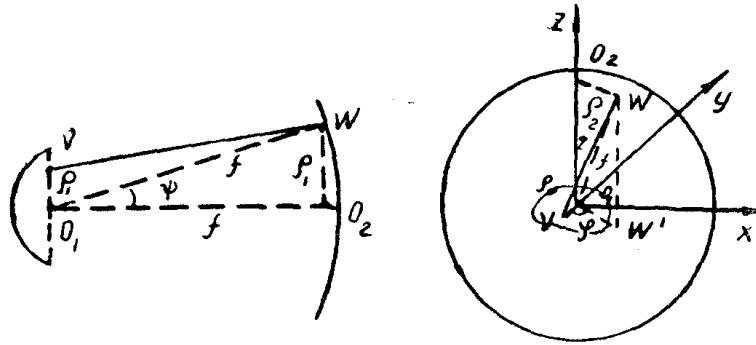


Рис. 5

После интегрирования получаем

$$E = E_0 \frac{2F}{f\lambda} \frac{I_1(\alpha a \sin \psi)}{\alpha a \sin \psi} e^{-j\alpha f}.$$

Постоянство фазы по сферической поверхности и отставание пропорционально квадрату расстояния от оси показывают, что имеем сферическую волну, расходящуюся из центра раскрыва. Амплитуда напряженности поля на сфере изменяется пропорционально функции Бесселя первого порядка, деленной на свой аргумент.

Такой же результат получается для диаграммы направленности синфазной поверхности на очень большом расстоянии. При эллиптической отражающей поверхности диаграмма направленности по сфере, проходящей через второй фокус, получается такой же, как при параболической отражающей поверхности в дальней зоне. Следовательно, эллиптическая отражающая поверхность приближает область формирования диаграммы направленности. Концентрация энергии на единицу пространственного угла в ближней зоне, то есть в области не сформировавшейся диаграммы направленности, меньше, чем в дальней зоне при сформировавшейся диаграмме направленности. Поэтому эллиптическая отражающая поверхность дает увеличение концентрации энергии около второго фокуса по сравнению с параболической отражающей поверхностью. Эллиптическая отражающая поверхность дает максимально возможную концентрацию энергии для данных расстояния, длины волны и поверхности раскрыва.

Усиление, создаваемое эллиптической отражающей поверхностью

Сравним напряженность поля на оси, создаваемую параболической и эллиптической отражающими поверхностями. В этом случае радиус сферы $R \neq f$.

На оси $\psi = 0, \quad \sin \psi = 0.$

Поэтому $r = R + \frac{\rho^2_1}{2R}.$

При параболическом отражателе $E_p = E_o,$

$$E = \frac{E_o}{\lambda R} \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} e^{-j\alpha \left(R + \frac{\rho^2_1}{2R}\right)} \rho_1 d\rho_1 d\varphi,$$

$$E = 2E_o \sin \frac{\alpha a^2}{4R} e^{-j\alpha \left(R + \frac{a^2}{4R}\right)}.$$

Амплитуда $E_m = 2E_o \sin \frac{E}{2\lambda R}.$

При эллиптическом отражателе $E_p = E_o e^{j\alpha \frac{\rho^2_1}{2f}}$

$$E = \frac{E_o}{\lambda R} \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{3}{2}\pi} e^{-j\alpha \left(R + \frac{\rho^2_1}{2R}\right)} e^{j\alpha \frac{\rho^2_1}{2f}} \rho_1 d\rho_1 d\varphi =$$

$$= E_o \frac{2f}{R-f} \sin \left(\alpha a^2 \frac{R-f}{4Rf} \right) e^{-j\alpha \left(R - \frac{R-f}{4Rf} a^2\right)}.$$

Амплитуда $E_m = E_o \frac{2f}{R-f} \sin \left(\frac{F}{2\lambda R} \cdot \frac{R-f}{f} \right).$

Напряженность поля в точке второго фокуса $R = f$
без фокусировки

$$E_m = 2E_o \sin \frac{F}{2\lambda f},$$

при фокусировке

$$E_m = E_o \frac{F}{\lambda f}.$$

Усиление фокусировки равно отношению напряженности поля при фокусировке к напряженности поля без фокусировки. Усиление определяем в точке второго фокуса

$$K = \frac{E_{\text{при фок.}}}{E_{\text{без фок.}}} ; \quad K = \frac{\frac{F}{2\lambda f}}{\sin \frac{F}{2\lambda f}}.$$

Усиление фокусировки равно отношению аргумента к его синусу. Это отношение тем больше, чем больше аргумент. Следовательно, фокусировка дает усиление тем большее, чем больше площадь излучающей поверхности и чем меньше расстояние до второго фокуса и короче длина волны.

Параметр, характеризующий концентрацию энергии

На небольших расстояниях можно сконцентрировать энергию и создать напряженность поля большую, чем в раскрыве антенны. На больших расстояниях этого сделать не удастся. Энергию можно сконцентрировать тем дальше, чем короче волна и чем больше размеры антенны. Таким образом, возможность концентрации энергии, а следовательно, и коэффициент полезного действия передачи зависят от трех величин: расстояния, длины волны и размера антенны.

Желательно иметь единый параметр, характеризующий возможность концентрации энергии на расстоянии и, следовательно, возможность передачи энергии. Таким параметром может служить известный в физике волновой параметр p .

$$p = \frac{\sqrt{\lambda R}}{D},$$

где λ — длина волны,

R — расстояние передачи энергии,

D — диаметр излучающей антенны.

Чем меньше волновой параметр, тем лучше условия для передачи энергии.

Введем коэффициент концентрации M .

Чем больше M , тем лучше возможности передачи энергии:

$$M = \frac{\pi}{4p^2} = \frac{F}{\lambda R}.$$

Выразим полученные ранее соотношения через коэффициент концентрации и волновой параметр. Напряженность поля на оси при фокусировке

$$E_m = E_o \frac{F}{\lambda f} = M E_o = E_o \frac{\pi D^2}{4\lambda f} = E_o \frac{\pi}{4p^2}.$$

При $M=1$, т. е. $p=0,886$ напряженность во втором фокусе равна напряженности поля в раскрыве антенны. Если $M>1$, т. е. $p<0,886$, имеем $E_m>E_o$. Создается напряженность поля, большая напряженности поля в антенне. Именно в этом случае происходит значительная концентрация энергии, в полной мере проявляется действие фокусировки и имеем значительное усиление напряженности поля благодаря фокусировке.

Напряженность поля на оси без фокусировки

$$E_m = 2E_o \sin \frac{F}{2\lambda f} = 2E_o \sin \frac{M}{2} = 2E_o \sin \frac{\pi D^2}{2\lambda f^4} = 2E_o \sin \frac{\pi}{8p^2}.$$

Усиление фокусировки

$$K = \frac{\frac{M}{2}}{\sin \frac{M}{2}} = \frac{\frac{\pi}{8p^2}}{\sin \frac{\pi}{8p^2}}.$$

Усиление фокусировки зависит только от коэффициента концентрации или от волнового параметра (рис. 6). Эта зависимость дает увеличение напряженности поля. Выигрыш мощности будет в два раза больше.

Напряженность поля в фокальной плоскости зависит еще от расстояния p_2 от оси. Если исключить эту зависимость, то напряженность поля можно выразить через коэффициент концентрации энергии или волновой параметр. Положим, $p_2 = a$, то есть определим напряженность поля на расстоянии радиуса антенны. Это практически наиболее интересный случай.

Делать отражатель наверху больше антенны нежелательно, так как он находится в более тяжелых метеорологических условиях. Если сделать отражатель меньше антенны, то расширится вторичная диаграмма направленности. При этом условии

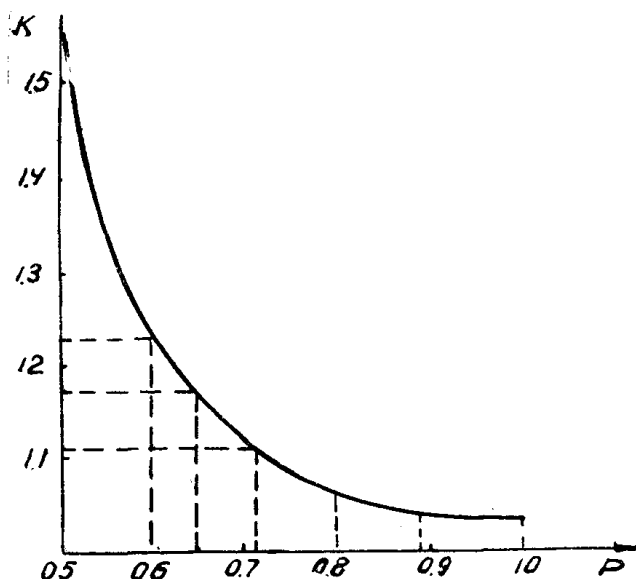


Рис. 6

$$E = E_0 I_1(2M) = E_0 I_1\left(\frac{\pi}{2p^2}\right).$$

Напряженность поля на краю отражателя, равного антенне, зависит только от коэффициента концентрации или волнового параметра.

Наибольший коэффициент полезного действия передачи будет тогда, когда отражатель использует весь главный лепесток диаграммы направленности антенны. При этом на краю отражателя должен быть ноль напряженности поля:

$$E = 0, \text{ т. е. } I_1(2M) = I_1\left(\frac{\pi}{2p^2}\right) = 0.$$

Это будет при $2M = \frac{\pi}{2p^2} = 3,83$;

$$M = 1,915, \quad p = 0,64.$$

При этих значениях M и p получаем наибольший к. п. д. передачи (около 87%).

Коэффициент полезного действия передачи энергии без проводов

Определим коэффициент полезного действия как отношение отраженной энергии P_0 к энергии, изученной антенной P_2

$$\eta = \frac{P_o}{P_z} = \frac{\int_F \frac{E^2}{120 \pi} dF}{\frac{E_o^2}{120 \pi} F}.$$

Считаем, что отражается вся энергия, падающая на отражатель, и, кроме того, верны все допущения, сделанные в предыдущих расчетах.

$$\eta = \frac{2a}{\lambda f} \int_0^a \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{I_1^2\left(\frac{\alpha a \rho_2}{f}\right)}{\frac{\alpha a \rho_2}{f}} d\rho_2 d\varphi = \frac{4\pi a}{\lambda f} \int_0^a \frac{I_1^2\left(\frac{\alpha a \rho_2}{f}\right)}{\frac{\alpha a \rho_2}{f}} d\rho_2.$$

Вводим новую переменную $x = \frac{\alpha a \rho_2}{f}$, тогда

$$\eta = 2 \int_0^{2M} \frac{I_1^2(x)}{x} dx = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2p^2}} \frac{I_1^2(x)}{x} dx.$$

Производя графическое интегрирование, определяем к. п. д. как функцию коэффициента концентрации или волнового параметра.

При сделанных допущениях коэффициент концентрации или волновой параметр однозначно определяют к. п. д. (рис. 7).

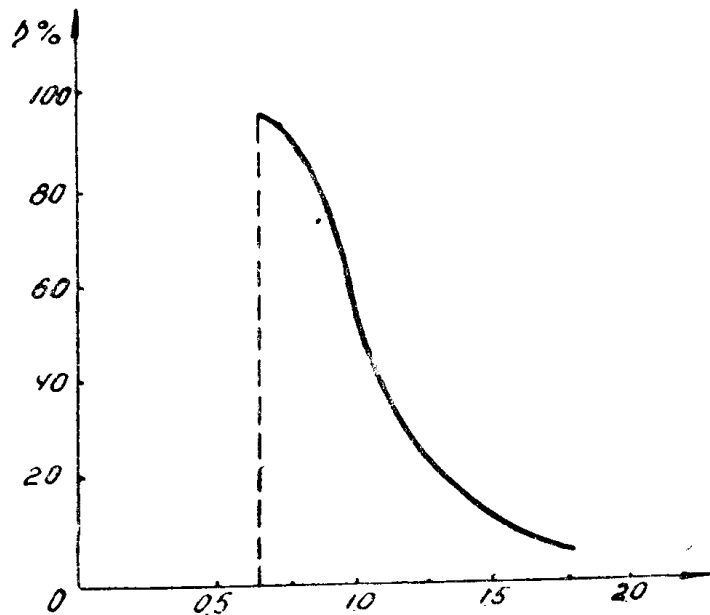


Рис. 7

Из графика видим, что при $p = 1$, т. е. $M = \frac{\pi}{4} = 0,785$,

$\eta = 40\%$.

При $p > 1$ к. п. д. становится довольно низким. Отсюда можно сделать вывод, что волновой параметр следует обеспечить от 0,64 до 1 и коэффициент концентрации от 0,785 до 1,915:

$$0,64 < p < 1, \quad 0,785 < M < 1,915.$$

Волновой параметр зависит от трех величин, из которых расстояние задано, $f = 80$ метров. Поэтому к. п. д. зависит от двух величин: размера антенны и длины волны. Следовательно, для диапазона 3÷20 см график к. п. д. можно развернуть и представить как зависимость к. п. д. от диаметра антенны при длине волны в качестве параметра (рис. 8). Очевидно, что рабочая область эффективного использования системы лежит в верхней части графика при к. п. д. выше 50 %.

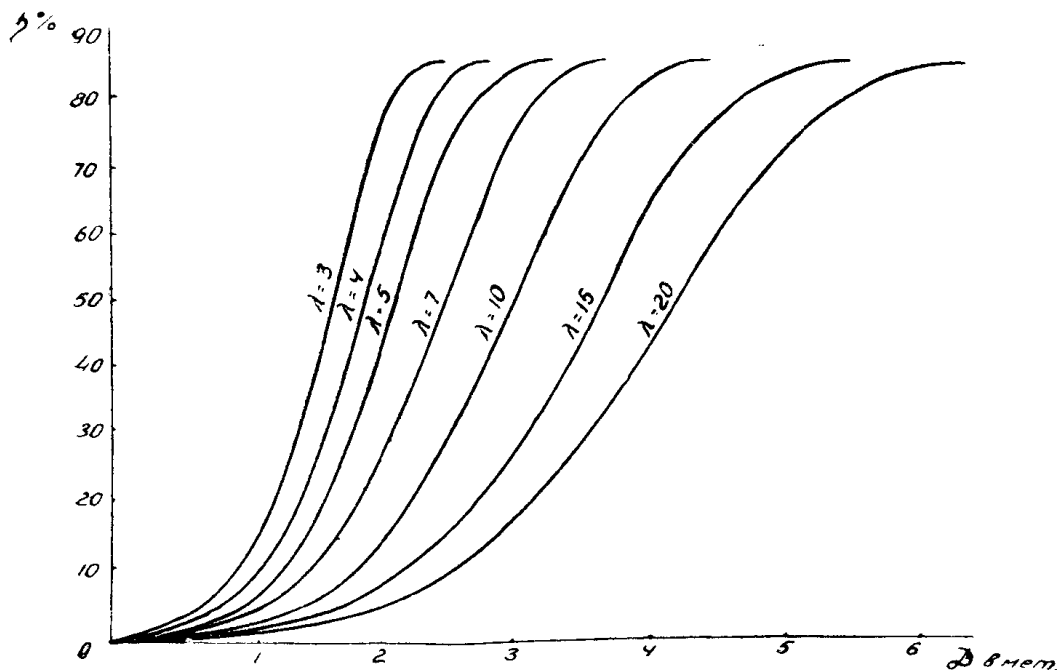


Рис. 8

Возможность использования сантиметровых волн для передачи энергии без проводов сильно зависит от возможности технического выполнения больших антенн и отражателей. Если имеется возможность построить антенну диаметром 2 метра, то при длине волны 3 см можно получить почти максимальный к. п. д. передачи порядка 80%.

При диаметре 3 метра получаем хороший результат на волне 7 см и удовлетворительный на волне 10 см. При уменьшении расстояния связи и, следовательно, высоты расположения переизлучателя размеры антенны значительно уменьшаются.

Выводы

При передаче энергии без проводов целесообразно применение эллиптического отражателя вместо параболического. Изменение формы отражателя увеличивает переданную мощность на 20%. На столько же возрастает к. п. д. передачи.

Возможности передачи энергии определяются коэффициентом концентрации или волновым параметром. Желательно иметь коэффициент концентрации возможно большим в пределах $0,785 \div 1,915$ и волновой параметр возможно меньшим в пределах $0,64 \div 1$.

Максимальный к. п. д. передачи 87% получается при коэффициенте концентрации $1,915$.

Наиболее удобная волна для связи— 7 см . При этой волне и диаметре антенны 3 метра можно передать энергию на расстояние 80 метров с к. п. д. передачи 80% .
