

# ПОСТРОЕНИЕ ПРИЕМНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

*Г. И. Хлопов, А. М. Блакитный*

Харьков

Устройство с полупроводниковым диссектором для визуализации радиоизображения неоднократно обсуждалось в периодической печати [1, 2, 3]. В основе этого прибора лежит идея использования полупроводниковой пластины как модулятора мощности СВЧ под действием света.

Локальное уменьшение проводимости вызывает появление сигнала на выходе приемного рупора — коллектора, помещенного на некотором расстоянии от диссектора. Синхронизируя перемещение луча на экране электронно-лучевой трубки и положение излучающего отверстия на диссекторе, получим модулированное по яркости изображение картины СВЧ поля, падающего на диссектор. Важным параметром, характеризующим работу этого устройства, являются потери мощности за счет рассеяния поля от излучающего отверстия, которые определяют отношение сигнал — шум системы в целом. Если диссектор находится в дальней зоне приемного рупора [1], неизбежны большие потери, порядка — 30 дБ, поэтому более выгодно помещать коллектор непосредственно за полупроводниковой пластиной.

Однако в этом случае возможны значительные искажения изображения, связанные с тем, что в ближней зоне принятая мощность зависит от характера распределения поля, падающего

на коллектор. Поэтому целесообразно рассмотреть модель, которая с известными допущениями описывает процесс, а также проанализировать влияние различных факторов. В настоящей работе предлагается расположить коллектор вблизи диссектора, в связи с этим проводится анализ зависимости принятой коллектором мощности от размеров раскрытия рупора, а также рассмотреть характерные искажения радиоизображения, обусловленные сложной структурой поля в ближней зоне излучателя

Для когерентного излучения наиболее приемлема система с равномерно освещенной пластиной полупроводника и сканирующим темным пятном [3].

Высокие значения начального затухания ( $-80$  дБ) и большие размеры диссектора позволяют при рассмотрении заменить последний абсолютно непрозрачным бесконечным экраном пренебрежимо малой толщины, в котором вырезано излучающее отверстие (рис. 1), положение которого произвольно по отношению к приемному рупору. При такой постановке задачи не учитываются краевые эффекты, связанные с ограниченными размерами диссектора, в том числе эффекты, обусловленные конечной толщиной полупроводниковой пластины. Для получения необходимой разрешающей способности размеры отверстия должны быть меньше характерного масштаба изменения поля, падающего со стороны  $z < 0$  на экран, поэтому будем считать, что на отверстии задано синфазное, равномерное амплитудное распределение тангенциальной составляющей поля  $E_0$ , поляризованного в плоскости  $xOz$ . Раскрытие приемного рупора имеет размеры  $2c \times 2d$  и расположен параллельно плоскости  $z = z_0$ . Как показано в [4], мощность, выделенная на согласованной нагрузке приемного рупора:

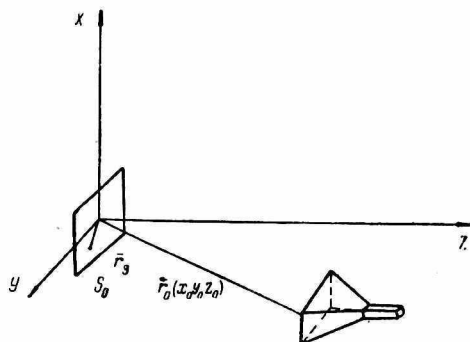


Рис. 1.

при расчете поля  $E_1$  будем пользоваться решением уравнений Максвелла, записанным в дифференциальной форме, так как общепринятые интегральные формулы требуют двойной диф-

$$P_{\text{пр}} = \frac{\int_S |\bar{E}_1 \bar{E}_2^*|^2 ds}{4\pi \int_{S_0} |\bar{E}_1|^2 ds \int_S |\bar{E}_2|^2 ds}, \quad (1)$$

где  $E_1$  — распределение поля от излучающего отверстия на приемной апертуре;  $E_2$  — распределение поля в раскрытии рупора в режиме на передачу.

При расчете поля  $E_1$  будем пользоваться решением уравнений Максвелла, записанным в дифференциальной форме, так как общепринятые интегральные формулы требуют двойной диф-

ференцируемости у функции распределения источников. Кроме того, скалярная теория Кирхгофа — Гюйгенса не дает правильного описания поляризаационной структуры поля в ближней зоне, что необходимо учитывать в нашем случае.

Поле в точке наблюдения

$$\begin{aligned}\bar{E}(\bar{r}) &= -\operatorname{rot} \bar{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{A}; \\ \bar{H}(\bar{r}) &= \operatorname{rot} \bar{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \bar{F},\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}\bar{A} &= \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \chi(\bar{r}, \bar{r}_s) [\bar{n}, \bar{H}_0] ds; \\ \bar{F} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \chi(\bar{r}, \bar{r}_s) [\bar{n}, \bar{E}_0] ds; \\ \chi &= \frac{e^{-jk|\bar{r}-\bar{r}_s|}}{|\bar{r}-\bar{r}_s|};\end{aligned}\quad (3)$$

$\bar{E}_0, \bar{H}_0$  — тангенциальная составляющая поля, заданного на отверстии;

$\bar{r}$  — точка наблюдения;

$\bar{r}_s$  — точка интегрирования по раскрытию;

$\bar{n}$  — внешняя нормаль к  $S_0$ .

Рассчитаем поле  $E_1$  в приближении Френеля, т. е., удерживая члены, пропорциональные  $1/2$ , и учитывая фазу в подынтегральном выражении (3) с точностью до квадратичных членов, тогда

$$\bar{A} = -\bar{x}^0 \frac{E_0}{4\pi W} I; \quad \bar{F} = -\bar{y}^0 \frac{E_0}{4\pi} I, \quad (4)$$

где

$$I = \frac{e^{jkr}}{r} \iint_{S_0} dx_s dy_s e^{-j\bar{k}(|\bar{r}-\bar{r}_s|-r)}; \quad (5)$$

$W$  — волновое сопротивление среды.

Нетрудно показать [5], что в указанном приближении выражения (2) преобразуются к виду

$$\begin{aligned}\bar{E} &= jk [\bar{r}^0, \bar{F}] - \frac{k^2}{j\omega\epsilon} [\bar{r}^0 [\bar{r}^0, \bar{A}]]; \\ \bar{H} &= -jk [\bar{r}^0, \bar{A}] - \frac{k^2}{j\omega\mu} [\bar{r}^0 [\bar{r}^0 \bar{F}]].\end{aligned}\quad (6)$$

Расписывая векторные произведения в прямоугольной системе координат, с учетом (4) получим

$$\bar{E} = -\frac{jk}{4\pi} E_0 I \bar{e}_1; \quad \bar{H} = j \frac{k}{4\pi W} E_0 I \bar{e}_r, \quad (7)$$

где единичные векторы  $\bar{e}_1$  и  $\bar{e}_2$  описывают поляризационную структуру поля

$$\begin{aligned}\bar{e}_1 &= -\bar{x}^0 [1 + \cos \theta - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi] + \bar{y}^0 2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi + \\ &\quad + \bar{z}^0 (1 + \cos \theta) \sin \theta \cos \varphi; \\ \bar{e}_2 &= -\bar{x}^0 2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi + \bar{y}^0 [1 + \cos \theta + \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)] - \\ &\quad - \bar{z}^0 (1 + \cos \theta) \sin \theta \sin \varphi.\end{aligned}\quad (8)$$

Разложим показатель экспоненты интеграла (5) в ряд, ограничиваясь квадратичными членами:

$$I = \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S_0} dx_s dy_s e^{-j \frac{k}{2r} [(x_s^2 - 2xx_s) - (y_s^2 - 2yy_s)]}.\quad (9)$$

Этот интеграл выражается через синус и косинус интеграла Френеля:

$$I = \frac{\pi}{k} e^{-jkr + j \frac{k}{2r} (x^2 + y^2)}, \Psi(x, y, z),\quad (10)$$

где

$$\begin{aligned}\Psi(x, y, z) &= \{[C(x_1) + C(x_2)] - j[S(x_1) + S(x_2)]\} \times \\ &\quad \times \{[C(y_1) + C(y_2)] - j[S(y_1) + S(y_2)]\};\end{aligned}\quad (11)$$

$$\begin{aligned}C(x) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \cos x^2 dx; \quad S(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int \sin x^2 dx; \\ x_1 &= \sqrt{\frac{k}{2r}} (a - x); \quad x_2 = \sqrt{\frac{k}{2r}} (a + x); \\ y_1 &= \sqrt{\frac{k}{2r}} (b - y); \quad y_2 = \sqrt{\frac{k}{2r}} (b + y),\end{aligned}\quad (12)$$

$2a$  и  $2b$  — размеры излучающего отверстия.

Выражения (7), (8), (10) описывают поле  $E_1$  и его поляризацию в широком диапазоне углов без каких-либо ограничений на размеры излучающего отверстия  $S_0$  в отличие от обычных формул Кирхгофа. Представляя поле  $E_1$  в (1), рассчитаем принятую мощность, когда в волноводе, питающем рупор, распространяется тип колебаний  $H_{10}$ :

$$\begin{aligned}P_{\text{пр}} &= N \left| \int_{x_0-c}^{x_0+c} dx \int_{y_0-d}^{y_0+d} dy e^{j \frac{k}{2} \frac{3(x^2+y^2)+2z^2}{r}} \frac{3x^2 - y^2}{r^2} \cos \frac{\pi}{2d} \times \right. \\ &\quad \left. \times (y - y_0) \Psi(x, y, z) \right|^2\end{aligned}\quad (13)$$

( $N$  — нормирующий множитель).

Для анализа (13) было проведено численное интегрирование в двумерном случае. На рис. 2 показана зависимость принятой мощности от размеров раскрыва рупора на расстоянии  $z_0 = |0\lambda$  (кривая 1) и  $z_0 = 25\lambda$  (кривая 2).

Сильно осциллирующий характер зависимостей объясняется тем, что распределение поля, падающего на раскрыв рупора в ближней зоне, медленно меняется по амплитуде и быстро — по фазе. Некоторое уменьшение принятой мощности при дальнейшем увеличении раскрыва (кривая 1) обусловлено влиянием поляризационных эффектов, которые начинают сказываться при больших углах наблюдения ( $\geq 50^\circ$ ).

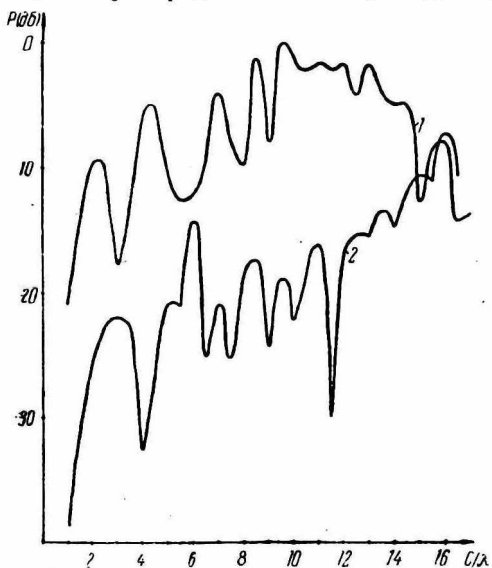


Рис. 2.

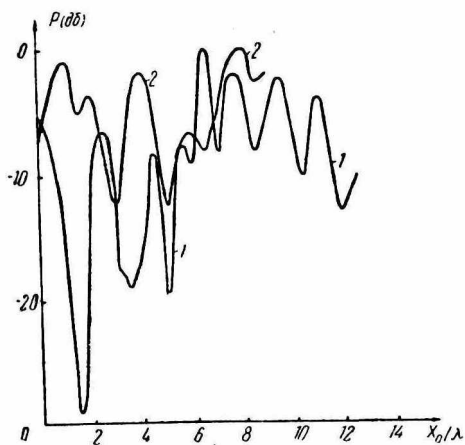


Рис. 3.

Зависимость принятой мощности от поперечного перемещения излучающего отверстия относительно приемного рупора показана на рис. 3.

Рупор с раскрывом  $2a = 4\lambda$  хорошо «разрешает» сложную интерференционную структуру падающего поля (кривая 1), и поэтому при последовательном «считывании» радиоизображения возможны сильные искажения на электронно-лучевой трубке в виде паразитной модуляции по яркости. Один из путей уменьшения глубины модуляции состоит в увеличении размеров раскрыва рупора (кривая 2,  $2a = 16\lambda$ ) или увеличении расстояния между диссектором и коллектором. Однако глубина осцилляций по-прежнему остается порядка 10 дБ.

Таким образом, можно сформулировать следующие выводы.

1. Энергетически более выгодно применять коллектор с большим раскрывом и на близком расстоянии от диссектора.
2. Большой раскрыв коллектора также выгоден для уменьшения паразитной модуляции изображения по яркости.
3. В случае, когда диссектор находится вблизи коллектора,

система малоприспособлена для правильной передачи радиояркости и в основном предназначена для формирования контура изображения (этот вывод относится только для когерентного излучения).

4. Для улучшения контрастности изображения следует применять в приемнике пороговое устройство, подавляющее паразитную модуляцию по яркости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левин, Фейнголд. «Электроника», 43, № 17. Журнал США (русский перевод). Изд-во «Мир», 1970.
2. H. Jacobs, J. D. Schumacher, R. Register. IEEE Trans. ED — 16, № 5, 1969, p. 419.
3. H. Jacobs, R. Hofer, G. Morris, E. Horn. JOSA v. 58, 1968, N 1, p. 246.
4. Э. Л. Бурштейн. «Радиотехника и электроника». Т. 3, вып. 2, (1958).
5. Р. Кюн. Микроволновые антенны СВЧ. Изд-во «Судостроение», 1967.