

Более важной характеристикой ПП является чувствительность, так как уменьшение коэффициента передачи ПП обычно можно скомпенсировать увеличением коэффициента передачи другого звена системы. Чувствительность ПП нами определялась как  $S=i_0/i_1$ , где  $i_0$  и  $i_1$  — токи приемника выходного излучения ПП при наличии эталонной среды (воздуха) и контролируемой среды (жидкости) [1].

Для изготовления экспериментальных образцов петлевых ПП было использовано двухслойное полимерное оптическое волокно с наружным диаметром 560 мкм, диаметром сердцевинны 460 мкм и численной апертурой 0,5. Чтобы волокно не ломалось при изгибе, производился нагрев до температуры размягчения полимера. Часть рабочего участка петли сошлифовывалась перпендикулярно плоскости изгиба. В качестве контролируемой жидкости применялись вода, спирт.

Экспериментальные характеристики, представленные на рисунке, отражают зависимость чувствительности  $S$  петлевого ПП от радиуса изгиба и толщины рабочего участка петли. Максимальная чувствительность ПП была достигнута при минимальной величине относительного радиуса изгиба  $R/d=0,5$  и относительной толщине рабочего участка петли  $a/d=0,7$ , где  $d$  — наружный диаметр оптического волокна. При этом радиус изгиба был в несколько раз меньше минимального радиуса, вычисленного по приведенной формуле.

Таким образом, чувствительность петлевых волоконно-оптических ПП можно существенно повысить путем уменьшения радиуса изгиба оптического волокна, а также сошлифовыванием поверхностного слоя рабочего участка петли.

1. Богомолов Н. Ф., Свирид В. А., Хотяинцев С. Н. Исследование характеристик волоконно-оптических первичных преобразователей (датчиков) уровня жидких сред. — Вестн. Киев. политехн. ин-та. Радиотехника, 1981, вып. 18, с. 7—10. 2. Пат. США № 3995169, 1973. 3. Моршинев С. К., Рябов А. С., Волохов В. Н. и др. Индикатор уровня жидкости. А. с. № 735926 (СССР). Опубликовано в БИ, 1980, № 19.

Поступила в редколлегию 01.07.81

УДК 621.382.31.

В. И. СКАЧКО, ст. науч. сотр., С. Ф. КАШТАНОВ, мл. науч. сотр.

## О ТЕПЛОМ СОПРОТИВЛЕНИИ ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

Повышение мощности и расширение рабочего диапазона частот генераторов СВЧ-диапазона на ЛПД обусловило необходимость детального и точного расчета ряда их характеристик. Тепловые характеристики диодных структур во многом определяют выходные параметры генераторов на ЛПД, поэтому в режимах больших плотностей токов необходимо учитывать не принимавшуюся ранее во внимание температурную зависимость коэффициента теплопроводности полупроводниковой пластины  $l$  (рис. 1, а).

Нами описана методика расчета теплового сопротивления ЛПД с учетом этого существенного фактора.

Представим структуру ЛПД моделью [1], изображенной на рис. 1, б. В рамках этой модели будем предполагать, что: на поверхности полупроводниковой пластины 1 находится цилиндр с основанием  $S_0 = \pi r_0^2$  и высотой  $Z_1$  с плоским источником тепла

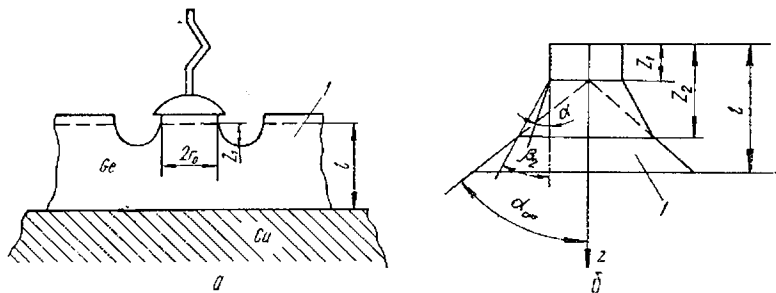


Рис. 1. Структура диода (а) и сечение одномерного эквивалента теплового потока кругового источника тепла радиусом  $r_0$  (б)

на верхнем основании (при  $Z=0$ ). В объеме этого цилиндра температура зависит лишь от  $Z$ , что соответствует реальному случаю при малых  $Z_1$  и слабом теплообмене через боковые стенки; нижняя плоскость полупроводниковой пластины находится на идеальном теплоотводе; реальная полупроводниковая пластина (рис. 1, а) заменена объемом гипотетического материала, имеющим равное с ней тепловое сопротивление при отсутствии градиентов температуры, а следовательно, и компонент вектора теплового потока в плоскостях, перпендикулярных оси  $Z$ . Это будет обеспечено, если теплопроводность гипотетического материала бесконечна в плоскостях поперечного сечения. В таком случае тепловой поток имеет единственную компоненту вдоль оси  $Z$ . Равенство тепловых сопротивлений достигается соответствующим выбором закона изменения поперечных сечений эквивалента  $S(z)$  [1].

В принятых предположениях можем записать уравнение для теплового потока

$$-\kappa(dT)/(dZ) = P/(S(z)), \quad (1)$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности полупроводникового материала;  $P$  — подводимая мощность.

Температурную зависимость  $\kappa(T)$ , Ge, Si, CaAs в интервале температур 50–500 К можно представить соотношением [3]

$$\kappa = A/T. \quad (2)$$

Тогда уравнение (1) примет вид

$$-(A/T)(dT/dZ) = P/(S(z)). \quad (3)$$

Решая уравнение (3), получим

$$T_0 = T_l \exp \{ (P/A) \psi \}, \quad (4)$$

где  $T_l$  — температура в плоскости  $Z=l$ ;  $T_0$  — температура в плоскости  $Z=0$ , т.е. температура  $p-n$ -перехода при подводимой мощности  $P$

$$\psi = \int_0^l \frac{dZ}{S(Z)} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{Z_1}{Z_0^2} - \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha [r_0 + (Z_2 - Z_1) \operatorname{tg} \alpha] r_0} + \frac{1}{r_0 \operatorname{tg} \alpha} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\operatorname{tg} \beta [r_0 + (Z_2 - Z_1) \operatorname{tg} \alpha + (l - Z_2) \operatorname{tg} \beta]} + \frac{1}{\operatorname{tg} \beta [r_0 + (Z_2 - Z_1) \operatorname{tg} \alpha]} \right\}. \quad (5)$$

Подставляя значения  $\operatorname{tg} \alpha = 1,571$ ;  $\operatorname{tg} \beta = 0,753$ ;  $Z_2 - Z_1 = 1,273$  [1] в формулу (5) по заданным параметрам конкретной структуры диода  $Z_1$ ,  $r_0$  и  $l$  определяется  $\psi$ , независящая от температуры

$$\psi = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{Z_1 - 0,9r_0}{r_0^2} - \frac{1}{1,3r_0 - 0,753(l - Z_1)} \right\}. \quad (6)$$

Из выражения (4) легко получим

$$P = [-A \ln (T_l/T_0)]/\psi, \quad (7)$$

а затем

$$R_T = ((T_l - T_0)/(A \ln (T_l/T_0)) \psi (l, r_0, Z). \quad (8)$$

Заметим, что при малых значениях рабочего тока, когда неоднородностью полупроводникового кристалла по коэффициенту теплопроводности  $\kappa$  можно пренебречь, формула (8) отражает линейную зависимость  $R_T(T)$ , что совпадает с формулами (см., например, [2]) расчета теплового сопротивления ЛПД

$$R_T = (1/\kappa) \varphi, \quad (9)$$

где  $\varphi$  — независящая от температуры функция геометрических размеров полупроводникового кристалла.

Полагая  $\kappa = (A/T)$ , из равенства (9) легко получить

$$R_T = (T/A) \varphi. \quad (10)$$

Экспериментально формула (8) проверялась на германиевых ЛПД типа 1A701, для которых  $A \approx 180$  Вт·см. Исследования зависимости теплового сопротивления ЛПД от температуры корпуса диода проводились в двух предельных режимах: малых значений

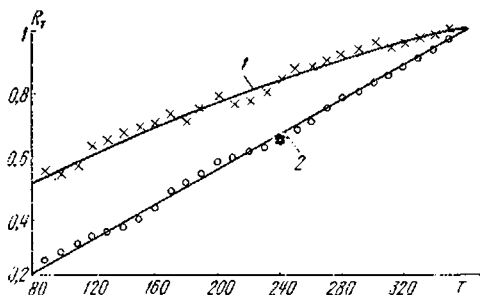


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные результаты исследований зависимости теплового сопротивления ЛПД от температуры корпуса диода

рабочего тока и максимально допустимой рассеиваемой мощности.

В режиме максимально-допустимой рассеиваемой мощности температура  $p-n$ -перехода поддерживалась близкой к критической, для этого по мере охлаждения корпуса диода увеличивался рабочий ток. Контроль температуры  $p-n$ -перехода осуществлялся по величине пробивного напряжения диода. Расчетные (кривая 1) и экспериментальные результаты исследования зависимости теплового сопротивления ЛПД от температуры корпуса диода приведены на рис. 2. На рис. 2 прямой линией показана рассчитанная по формуле (10) зависимость теплового сопротивления от температуры корпуса диода для режима малых значений рабочего тока.

Из приведенных результатов можно заключить, что предлагаемая модель позволяет существенно уточнить характеристики работы ЛПД в области предельных режимов.

1. Захаров А. П., Асвадурова Е. И. Метод расчета тепловых сопротивлений мощных транзисторов.— Полупроводниковые приборы и их применение, 1968, вып. 20, с. 63—81. 2. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., Сов. радио, 1968. 335 с. 3. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. М., Наука, 1967, с. 158—160.

Поступила в редколлегию 02.07.81

УДК 621.372.413

А. А. ТРУБИН, *мл. науч. согр.*

### РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА СО СВОБОДНЫМ ПРОСТРАНСТВОМ

В данной работе расчет коэффициентов связи проводится для диэлектрического шара на основе найденного в явном виде асимптотического решения его характеристического уравнения в комплексной области.

Запишем характеристические уравнения собственных колебаний диэлектрического шара [4] радиуса  $r_0$ , диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{1r}$  относительно неизвестного параметра  $p = k_1 r_0$ , где  $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_{1r} \mu_0}$ . Из этих уравнений следует, что решение  $p$  для больших значений  $\epsilon_{1r}$  можно представить в виде асимптотического разложения [1]

$$p = p_0 + \epsilon_{1r}^{-1/2} p_1 + \epsilon_{1r}^{-1} p_2 + \dots \quad (1)$$

Подставим это разложение в характеристические уравнения и, используя теорему сложения Неймана для функции Бесселя, разложим также левую и правую части этих уравнений в ряд по степеням  $\epsilon_{1r}^{-1/2}$ . Сравнивая между собой члены при одинаковых степенях параметра разложения, найдем:

для магнитных колебаний  $H_{nm}$ :

$$p_0 = j \frac{1}{2+n}; \quad p_1 = 0; \quad p_2 = -\frac{p_0}{2n-1}; \quad p_3 = ip_0^2 \delta_{n1};$$