

сти, проходящей через середины широких стенок (рис. 16). При расчетах полагалось, что  $\epsilon_1 = 12$ , а частота  $f = 14$  ГГц. В рассматриваемом случае  $H_{2n+1,0}$ -волны совпадают с  $LE_{2n+1,0}$ -волнами, для которых уравнение (1) при указанных размерах волноводов и электрофизических параметрах полупроводниковых вставок решалось в [4]. Кривые 1, 2 описывают распределение поля  $e_y(x)$  волны  $H_{10}$  при  $\epsilon_2 = 0$  и  $\epsilon_2$  порядка нескольких десятков. Кривые 3, 4 описывают  $e_y(x)$  волны  $H_{30}$  при значительно больших величинах  $\epsilon_2$ , когда затухание этой волны становится наименьшим.

Из анализа полученных зависимостей  $e_y(x)$  следует, что в случае размещения пластины в центре волновода (рис. 1а) распределения полей рассматриваемых типов волн оказываются сильно искаженными по сравнению с распределениями полей этих волн в пустом волноводе. Такое искажение поля связано с проявлением эффекта диэлектрического затягивания, в результате которого поле оказывается сконцентрированным в области полупроводника, имеющего весьма большое значение  $\epsilon_1$ . Однако если полупроводник расположен в максимуме поля волны  $H_{10}$ , то характер кривой  $e_y(x)$  и положение максимума этой зависимости (рис. 2а) не изменяются с изменением  $\epsilon_2$  в широких пределах. Для волны  $H_{30}$  следствием затягивания поля в полупроводник является смещение минимумов в распределении поля к центру волновода, что приводит к существенному изменению характера зависимости  $e_y(x)$ . При этом как распределение поля волны  $H_{30}$ , так и затухание этой волны изменяются с ростом  $\epsilon_2$ , в результате чего при больших значениях  $\epsilon_2$  величина  $m_a$  оказывается меньше, чем при  $\epsilon_2 = 0$ .

Если в волноводе размещены две пластины (рис. 1б), то с ростом  $\epsilon_2$  в распределении поля волны  $H_{10}$  появляются дополнительные участки немонотонности и максимум зависимости  $e_y(x)$  смещается в центр волновода (рис. 2б). Однако при этом, поскольку каждая из пластин оказывается размещенной вблизи узла распределения поля волны  $H_{30}$ , структура поля этой волны должна искажаться сравнительно слабо и быть близка к той, которая характерна для пустого волновода. Это подтверждается результатами расчетов, приведенными на рис. 2б. Зависимость  $e_y(x)$  волны  $H_{30}$  в рассматриваемом случае слабо изменяется с ростом  $\epsilon_2$  и  $m_a$ .

Таким образом, анализ изменений структуры поля  $H_{10}$ - и  $H_{30}$ -волн в волноводе с полупроводниковыми вставками позволяет объяснить наблюдаемые экспериментально и вытекающие из расчетов особенности зависимости затухания от проводимости и положения этих вставок.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Усанов Д. А., Вагарин А. Ю. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 3. С. 470.
2. Герштейн Г. М., Усанов Д. А., Усов Н. Ю. // Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 5. С. 9 (Изв. высш. учеб. заведений).
3. Seckelmann R. // IEEE Trans. 1966. V. MTT-14. № 11. P. 518.

Саратовский государственный университет

Поступила редакцию 1 октября 1987 г.

УДК 621.391.822

### ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СВОЙСТВА ИЗБЫТОЧНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМА

*И. М. Лазебник, Б. И. Якубович*

Среди многочисленных моделей избыточного низкочастотного шума можно выделить группу таких, в которых происхождение избыточного шума обуславливается наличием дефектов структуры твердых тел. Причиной возникновения шума могут являться флуктуации числа носителей заряда, вызванные захватом носителей неоднородностями структуры [1-3]. Подобные явления могут происходить как на поверхности, так и в объеме материалов. Избыточный шум может вызываться флуктуациями концентрации носителей, возникающими вследствие движения структурных дефектов [4, 5]. Флуктуации подвижности носителей, обусловленные нарушениями структуры, также могут вызывать избыточный шум [6]. В связи с этим представляло интерес изучить влияние внешних воздействий, приводящих к увеличению количества структурных дефектов в твердых телах, на свойства низкочастотного шума. Исследования проводились на конденсаторах с твердым диэлектриком (полиэтилентерефталатом), в которых на низких частотах шум носит избыточный характер [7] и, как показано в [8], определяется шумом диэлектрической пленки. Измерения низкочастотных шумов конденсаторов проводились в режиме заданного напряжения, постоянной времени разряда конденсатора в измерительной схеме I с. Регистрировались флуктуации тока утечки

конденсатора. Измеряемый сигнал подавался на широкополосный низкочастотный усилитель У4-28, обладающий достаточно низким уровнем собственных шумов, откуда поступал на многоканальный спектроанализирующий комплекс, состоящий из анализатора спектра С4-54 и цифрового синхронного накопителя Ф-36. На анализаторе регистрировался спектр исследуемого процесса по двумстам равноотстоящим точкам в заданном частотном диапазоне. На Ф-36 проводилось накопление спектра в режиме линейного усреднения, позволяющее увеличивать отношение сигнал/шум и выделять полезный сигнал, скрытый аддитивной помехой. Данная методика описана в [7]. Измерялся спектр низкочастотных шумов в диапазоне 200 Гц. В анализируемой области частот шум носил избыточный характер ( $S \sim 1/f^\alpha$ , где  $S$  — спектральная плотность шума,  $f$  — частота,  $\alpha$  — константа, близкая к единице)

Изучалось влияние проникающих излучений на свойства избыточного шума. Предварительно отбирались образцы, обладающие приблизительно одинаковым уровнем низкочастотного шума. Конденсаторы подвергались воздействию проникающих излучений, после чего измерялся их избыточный шум и сравнивался с шумом образцов,

не подвергавшихся облучению. Эксперименты проводились на реакторе ВВР-М. Исследуемые образцы облучались потоками нейтронов с максимально допустимым общим потоком  $10^{17}$  н/см<sup>2</sup>, при больших потоках наблюдались признаки разрушения образца. Конденсаторы были облучены потоками тепловых, быстрых нейтронов и потоком, обладающим широким энергетическим спектром нейтронов. Аналогичным образом конденсаторы облучались потоком тяжелых частиц, являющихся вторичным излучением урановой мишени, помещенной в нейтронный поток. Результаты экспериментов приведены на рис. 1. (Спектральная плотность избыточного низкочастотного шума конденсаторов (частота 3 Гц), облученных: а) потоками тепловых (×××), быстрых (⊙⊙⊙) нейтронов, б) потоком с широким энергетическим спектром нейтронов (\*\*\*), в) потоком тяжелых частиц (○○○), ... — образцы, не подвергавшиеся облучению.) Установлено, что облучение конденсаторов максимально допустимыми потоками нейтронов различных энергий и тяжелых частиц не приводит к изменению мощности и формы спектра низкочастотного шума. Таким образом, воздействие проникающих излучений не оказывает влияния на свойства избыточного шума конденсаторов.

Исследовалось влияние сильных электрических полей на свойства избыточного шума. Предварительно отбирались конденсаторы, обладающие приблизительно одинаковым уровнем низкочастотного шума. Исследуемые образцы подвергались воздействию сильного электрического поля (порядка  $10^8$  В/м): на конденсаторы подавалось постоянное напряжение 1000 В в течение нескольких секунд. При подаче напряжения в конденсаторах протекали процессы, приводящие к нарушению структуры материалов. Об этом свидетельствуют следующие факты: наблюдались акустические явления, характерные для частичных разрядов в диэлектриках; в отдельных образцах произошел пробой; напряжение на конденсаторах в несколько раз превышало номинальное, при номинальных напряжениях признаки разрядов и пробоя не наблюдались. После приложения сильного поля вновь измерялся избыточный шум конденсаторов. Измерения показали, что у части образцов шум увеличился на порядок величины (см. рис. 2, где приведена спектральная плотность избыточного низкочастотного шума конденсаторов (частота 3 Гц): + + + — образцы, подверженные воздействию сильного электрического поля, ... — образцы, не подвергавшиеся воздействию поля), при этом токи утечки

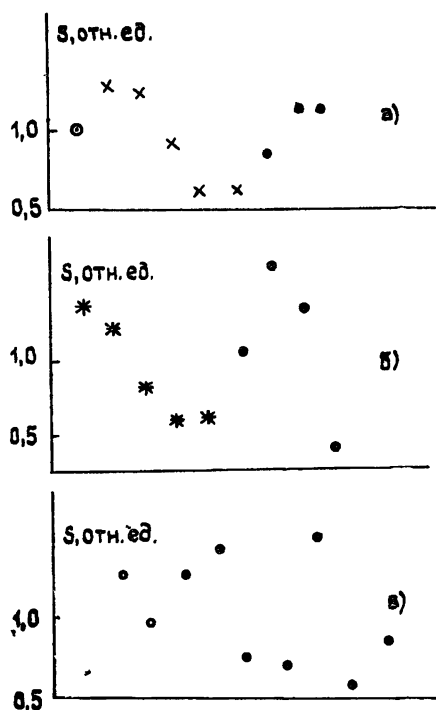


Рис. 1.

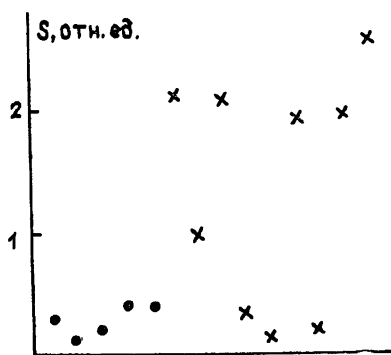


Рис. 2.

конденсаторов не различались по порядку. Из этого следует, что в результате воздействия сильного электрического поля происходит увеличение мощности избыточного шума конденсаторов, форма спектра шума не изменяется. Низкочастотный шум измерялся через различные интервалы времени после приложения поля. На рис. 3 приведена спектральная плотность избыточного низкочастотного шума конденсаторов (частота 3 Гц): а) через сутки, б) через неделю, в) через месяц после воздействия сильного электрического поля (обозначения, как и на предыдущем рисунке). Анализ результатов позволяет сделать вывод, что процессы, приводящие к росту интенсивности избыточного шума конденсаторов в результате воздействия сильного электрического поля, носят необратимый характер.

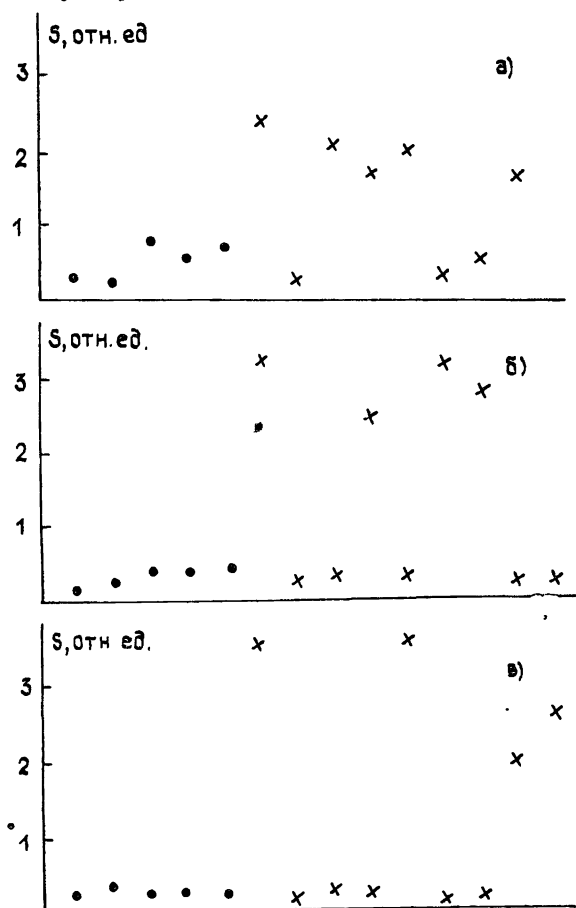


Рис. 3.

Установленное явление возрастания мощности избыточного низкочастотного шума конденсаторов в результате воздействия на них сильного электрического поля, носящее необратимый характер, свидетельствует в пользу моделей, согласно которым происхождение избыточного шума обусловлено дефектами структуры твердых тел. Вместе с тем отсутствие влияния проникающих излучений (при облучении конденсаторов максимально допустимыми потоками) на свойства избыточного шума позволяет предполагать существование в диэлектрической пленке каналов проводимости, которыми определяется избыточный шум конденсаторов.

Авторы благодарны Г. М. Дробкину и В. А. Носкину за полезное обсуждение результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McWhorter A. L. // M. I. T. Lincoln Lab. Rep. 1955 (May). № 80.
2. Van der Ziel A. // Adv. Electron and Electron Phys. 1979. V. 49. P. 225.
3. Нарышкин А. К., Врачев А. С. Теория низкочастотных шумов. — М.: Энергия, 1972.
4. Малахов А. Н., Якимов А. В. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 11. С. 2436.
5. Якимов А. В. // Радиофизика. 1980. Т. 23. № 2. С. 238 (Изв. высш. учеб. заведений).

6. Орлов В. Б., Якимов А. В. // Радиофизика. 1984. Т. 27. № 12. С. 1584 (Изв. высш. учеб. заведений).  
 7. Капшин Ю. С., Носкин В. А., Якубович Б. И. // Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1208 (Изв. высш. учеб. заведений).  
 8. Капшин Ю. С., Носкин В. А., Якубович Б. И. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 6. С. 1187.

Ленинградский институт ядерной физики  
 АН СССР

Поступила в редакцию  
 17 июня 1987 г.

УДК 621.317.794

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТОНКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОЛОСКОЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

*И. М. Старобин, Н. В. Соина, С. В. Бирюков*

В настоящей работе получено решение задачи о рассеянии электромагнитной волны на тонкой проводящей полоске в прямоугольном волноводе и построена эквивалентная схема.

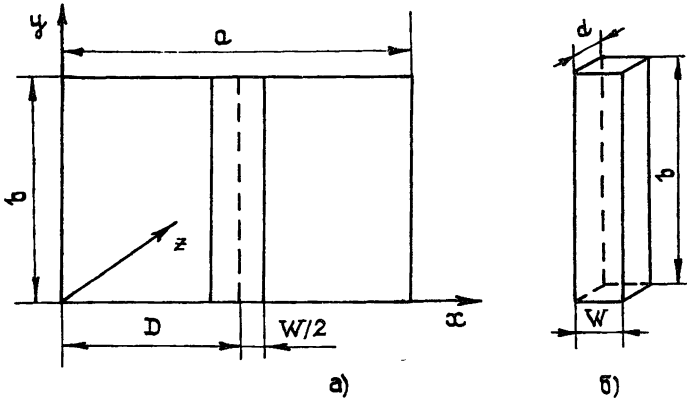


Рис. 1.

На рис. 1а, б представлено изображение поперечного сечения прямоугольного волновода с размерами  $a$  и  $b$  и тонкой полоски шириной  $W$  и толщиной  $d$ . Для этих величин выполнено неравенство:  $d \ll \delta \ll W \ll \lambda$ , где  $\delta$  — глубина скин-слоя. Поле  $E^s$ , рассеянное полоской в нулевом приближении с учетом приведенного выше неравенства, определяется током  $I_0$ , равномерно распределенным по сечению полоски. Согласно [1] справедливы следующие соотношения:

$$E^s = E_0 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \exp(-\Gamma_m |z|); \quad (1)$$

$$H_x^s = i \frac{E_0}{\omega \mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} A_m \Gamma_m \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \exp(-\Gamma_m |z|) \operatorname{sgn}(z). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma_m = \sqrt{(m^2 \pi^2 / a^2) - k^2}$ ,  $\Gamma_1 = i \sqrt{k^2 - (\pi^2 / a^2)}$ ,  $k = 2\pi / \lambda$ ,  $\omega = 2\pi c / \lambda$ . Скачок магнитного поля  $H_x$  рассеянной волны при переходе от  $z < 0$  к  $z > 0$  в точке  $x$  равен  $I_0 E_0 d W dx$ . Учитывая это равенство и интегрируя его по сечению волновода, получим

$$A_m = -i \frac{2\Lambda I_0}{W} \sin \frac{m\pi}{2} \sin \frac{m\pi W}{2a} (m\Gamma_m)^{-1};$$

$$\Lambda = \sigma d W \omega \mu_0 / \pi. \quad (3)$$

Окончательно для  $E^s$  с учетом (3) получим

$$E^s = -i \frac{2\Lambda I_0}{W} \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{2} \sin \frac{m\pi W}{2a} \sin \left[ \frac{m\pi}{2} + \frac{m\pi W}{a} x \right] (m\Gamma_m)^{-1}. \quad (4)$$