

УДК 621.372.57

В. Г. ЕЛЕНСКИЙ, И. В. ПОЛЯКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКИН-ЭФФЕКТА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СЛОЕ НА ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАСПРЕДЕЛЕННОМ ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ

В активных формирующих линиях типа распределенного туннельного диода существенное влияние на форму и скорость распространения волны может оказывать скин-эффект в металлических проводниках линии. Показано, что в приближении слабого скин-эффекта потери, связанные с ним, являются «низкочастотными»: не препятствуют формированию «быстрых» волн с крутым фронтом и слабо влияют на длительность фронта и скорость распространения «медленных» волн. Теоретические выводы подтверждаются результатами экспериментального исследования моделей активных формирующих линий.

В работе [1] было исследовано влияние скин-эффекта в полупроводниковых пластинах на свойства стационарных волн, формируемых в распределенном туннельном диоде (РТД), и показано, что скин-эффект оказывает существенное влияние на длительность фронта волны τ . Однако если толщина полупроводниковых пластин b достаточно мала (менее 10 мк при типовых параметрах полупроводникового материала), то τ может достигать величины порядка 10^{-11} сек . Такого же порядка значений τ можно достичь и в дискретных моделях РТД — полосковых линиях, периодически нагруженных туннельными диодами, описанных в [2]. Для волн с таким широким спектром существенным может оказаться скин-эффект в металлических проводниках полосковых линий или в наружном слое металлизации полупроводниковых пластин в РТД [3].

Исследование характера и оценка степени влияния такого скин-эффекта на свойства формируемых стационарных волн и является целью настоящей работы.

При решении поставленной задачи будем исходить из полной эквивалентной схемы РТД, полученной в [4, 5]. При малой толщине полупроводниковых пластин b , т. е. при $\omega \mu_{nn} \sigma_{nn} b^2 \ll 1$ для всех частот спектра формируемого сигнала, эквивалентная схема РТД будет иметь вид, показанный на рис. 1, где, разомкнутая на конце $L_M g_M$ — линия длиной $l_M = h$ с параметрами $g_M = \sigma_M$, $L_M = \mu_M$ моделирует скин-эффект в металлических слоях РТД. Такую же эквивалентную схему будет иметь и полосковая линия с туннельными диодами с учетом скин-эффекта в металлических проводниках.

Для теоретического анализа свойств этой линии выражение для зависимости входного сопротивления $Z_{вх} L_M g_M$ — линии

$$Z_{вх}(\omega, l_M) = \sqrt{\frac{j\omega L_M}{g_M} \operatorname{cth} \sqrt{j\omega L_M g_M} l_M}$$

от частоты и длины линии разложим в ряд по степеням $\sqrt{j\omega L_M g_M} l_M$ и ограничимся первыми тремя членами этого разложения

$$Z_{вх}(\omega, l_M) \approx \frac{1}{g_M l_M} + \frac{j\omega L_M \cdot l_M}{3} \left(1 - \frac{j\omega L_M \cdot l_M}{3} \cdot \frac{g_M l_M}{5} \right), \quad (1)$$

т. е. рассмотрим случай «слабого» скин-эффекта [1], когда глубина скин-слоя в металле δ_M на верхних частотах спектра формируемого

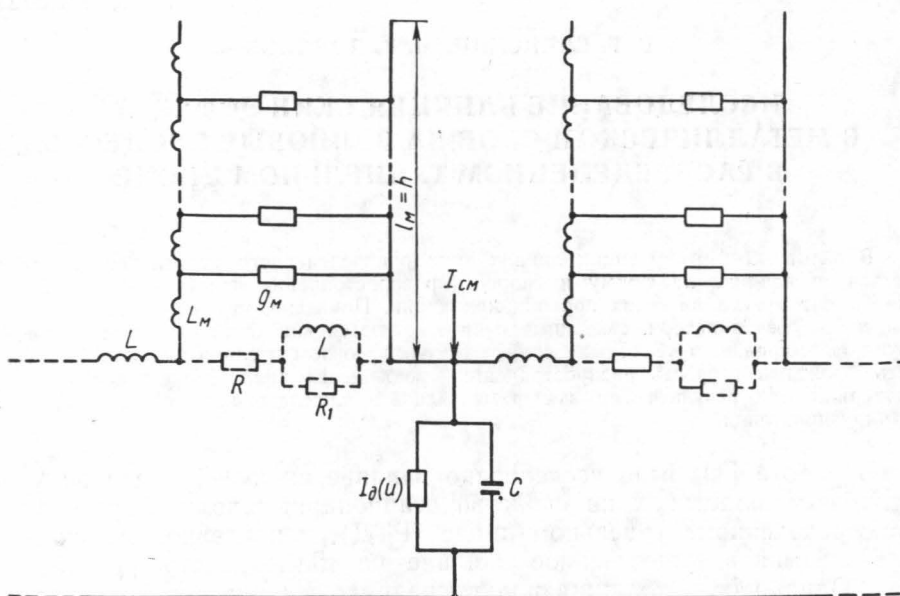


Рис. 1. Эквивалентная схема РТД при учете скин-эффекта в металлическом слое

сигнала не намного меньше его толщины h : $\delta_M \ll h$. Такое рассмотрение справедливо, если для всех частот спектра формируемого сигнала выполняется условие $\omega L_M g_M l_M^2 = \omega \mu_M \sigma_M h^2 \ll 2$. В этом случае эквивалентная схема линии упрощается и принимает вид, показанный на рис. 1 пунктиром, где $R = \frac{1}{g_M l_M} = \frac{1}{\sigma_M h}$ — сопротивление металлических слоев постоянному току, а

$$L_1 = \frac{L_M l_M}{3} = \frac{\mu_M \cdot h}{3}; \quad R_1 = \frac{5}{g_M l_M} = \frac{5}{\sigma_M h} \quad (2)$$

соответственно индуктивность и потери, связанные со скин-эффектом в металлических слоях.

Так как анализ свойств линии с учетом обоих сопротивлений потерь связан с решением нелинейного дифференциального уравнения в частных производных третьего порядка, полное аналитическое реше-

ние которого невозможно, то, следуя [1 и 6], рассмотрим сначала влияние сопротивления R_1 на волновые процессы в линии, а затем учтем и «низкочастотные» потери R , характер влияния которых на форму, скорость распространения и условия существования стационарных волн достаточно хорошо изучен [6].

Форма «медленной» [6] стационарной волны в линии с эквивалентной схемой, показанной на рис. 1 (при $R=0$), описывается уравнением

$$(1 - LCa^2) \frac{d^2v}{d\xi^2} - \frac{R_1}{L_1 a} [1 - (L_1 + L) Ca^2] \frac{dv}{d\xi} + La \frac{dJ(v)}{d\xi} - \frac{R(L + L_1)}{L_1} J(v) = 0, \quad (3)$$

где $v(x, t) = v(\xi) = u - u_{\text{см}}$, $J(v) = I_{\text{д}}(u) - I_{\text{см}}$, u — напряжение в линии, $I_{\text{д}}(u)$ — нелинейный ток утечки туннельного диода, $u_{\text{см}}$ и $I_{\text{см}}$ — напряжение и ток смещения, определяющие положение рабочей точки на вольтамперной характеристике туннельного диода, $\xi = x - at$, a — скорость распространения стационарной волны.

Следуя описанной в [1, 6] методике и используя принятую там же кусочно-линейную аппроксимацию вольтамперной характеристики туннельного диода $J(v) = gv$ при $v < v_1$ и $J(v) = g(v - v_2)$ при $v > v_1$, где $v_1 = v_2 \left(1 - \frac{I_{\text{см}}}{I_{\text{м}}}\right)$, а $I_{\text{м}}$ — ток в максимуме, получим выражение для искомой скорости распространения «медленной» стационарной волны прямого переключения¹ (из $v=0$ в $v=v_2$):

$$LCa^2 = \frac{R_1 C / L_1 g}{\frac{L + L_1}{L_1} \cdot \frac{R_1 C}{Lg} - 1} \left\{ \left[1 + \frac{L_1 / L}{\frac{L + L_1}{L_1} \cdot \frac{R_1 C}{Lg} - 1} \cdot \frac{2A^2}{|1 - A^2|} \right] \pm \sqrt{\left[1 + \frac{L_1 / L}{\frac{L + L_1}{L_1} \cdot \frac{R_1 C}{Lg} - 1} \cdot \frac{2A^2}{|1 - A^2|} \right]^2 - 1} \right\}, \quad (4)$$

где знак $+$ для $A < 0$, а знак $-$ для $A > 0$, $A = 1 - 2 \frac{I_{\text{см}}}{I_{\text{м}}}$ — параметр, характеризующий величину тока смещения.

Как следует из (3) и (4), границей области существования рассматриваемой «медленной» волны, на которой скорость ее обращается в нуль, является прямая

$$A = 1, \quad (5)$$

а границей, на которой скорость достигает своего максимального значения $a = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, является кривая

$$\frac{R_1 C}{Lg} = \frac{1 - A}{1 + A}. \quad (6)$$

На кривой

$$\frac{R_1 C}{Lg} = \frac{L}{L + L_1} \cdot \frac{1 - A^2}{4A^2} \quad (7)$$

скорость имеет значение $a = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L)C}}$.

¹ Соотношения (3) и (4) аналогичны соответствующим соотношениям в неоднородной линии с туннельными диодами [7], поэтому исследуемая линия будет обладать рядом свойств, присущих неоднородным линиям, описанным в [7].

Следуя [6], можно показать, что в области значений параметров, лежащей ниже кривой (6), возможны «быстрые» разрывные волны [6].

Для волны обратного переключения следует в формуле (4) взять перед квадратным корнем знак $-$ для $A < 0$ и знак $+$ для $A > 0$, а в формулах (5) и (6) сменить знаки перед A .

Анализируя выражения (4)–(7) и сравнивая их с соответствующими зависимостями для LC -линии с «низкочастотными» и «высокочастотными» потерями [6], можно сделать следующие выводы.

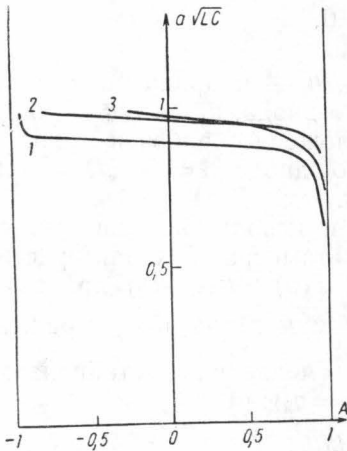


Рис. 2. Зависимость скорости распространения волн от смещения: 1 — $R_1 C / Lg = 10$, $L / L_1 = 3$; 2 — $R_1 C / Lg = 10$, $L / L_1 = 10$; 3 — $R_1 C / Lg = 2$, $L / L_1 = 10$

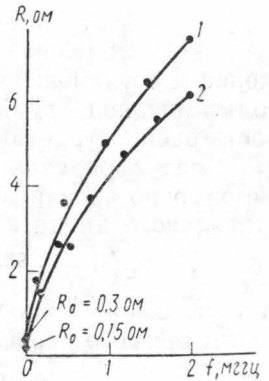


Рис. 3. Зависимость сопротивления катушек от частоты

В рассматриваемом приближении сопротивление R_1 , моделирующее потери, связанные со скин-эффектом в металлических проводниках, носит «низкочастотный» характер, т. е. допускает как распространение «быстрых» разрывных волн, так и формирование «медленных» волн, длительность фронта и скорость распространения которых определяются величиной этого сопротивления. Однако в отличие от последовательного сопротивления «низкочастотных» потерь R сопротивление R_1 не ограничивает область существования «медленных» волн при малых токах смещения и поэтому допускает перекрытие областей существования «медленных» волн прямого и обратного переключений, отсутствующее при наличии сопротивления R .

Характерным свойством линии с сопротивлением R_1 в эквивалентной схеме является слабая зависимость скорости распространения «медленных» волн от величины тока смещения в широком диапазоне изменений $I_{см}$. Как видно из рис. 2 и формулы (4), при $L_1 \ll L$, т. е. при малой толщине металлических слоев $h \ll b$, скорость распространения «медленной» волны остается практически постоянной.

Длительность фронта «медленной» волны определяется, как известно [1], величиной $a\lambda_{1,2}$, где $\lambda_{1,2}$ — корни характеристического уравнения. При значениях параметров линии, соответствующих граничной кривой (6),

$$a\lambda_2 \rightarrow -\infty, \quad a\lambda_1 \rightarrow \frac{g}{C} \cdot \frac{1}{1 + \frac{Lg}{R_1C}} \cdot \frac{L + L_1}{L_1}, \quad (8)$$

т. е. как и в линии с последовательными «низкочастотными» потерями R при $v < v_1$ формируется скачок напряжения, а от v_1 до v_2 напряжение изменяется плавно. Однако в отличие от линии с последовательным сопротивлением R скорость изменения напряжения от v_1 до v_2 сильно зависит от L_1 , увеличиваясь с уменьшением L_1 , т. е. при уменьшении толщины металлических слоев h .

При значениях параметров, соответствующих кривой (7),

$$a\lambda_{1,2} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{L}{L_1} \cdot \frac{g}{C} \left[1 \mp \sqrt{1 + 4 \frac{R_1C}{Lg} \cdot \frac{L + L_1}{L}} \right], \quad (9)$$

т. е. длительность фронта «медленной» волны и в этом случае зависит от L_1 , стремясь к нулю при $L_1 \rightarrow 0$.

Таким образом, при малых значениях L_1 в широком диапазоне значений параметров линии и тока смещения, заключенном между кривыми (6) и (7), основные характеристики — длительность фронта и скорость распространения «медленной» волны лишь незначительно отличаются от соответствующих характеристик «быстрой» волны. Иными словами, хотя по характеру влияния на волновые процессы сопротивление R_1 , обусловленное скин-эффектом в металлических слоях, является «низкочастотным», степень его влияния при слабом скин-эффекте значительно меньше, чем последовательного сопротивления R .

Экспериментально исследовалась низкочастотная модель РТД, представлявшая собой искусственную LC-линию с туннельными диодами ЗИЗОА, катушки индуктивности которой были намотаны железной проволокой. Линия состояла из 50 ячеек с параметрами: $L = 1,2$ мкгн, $C = 4700$ пф, $I_M = 2$ ма. Было изготовлено и исследовано два комплекта катушек индуктивности с одинаковыми значениями L и различными значениями сопротивления потерь, зависимость которых от частоты приведена на рис. 3. Индуктивность катушек практически не изменялась в указанном диапазоне частот.

Изменение формы волны вдоль линии при возбуждении ее ступенчатым сигналом с пологим фронтом и амплитудой около 1 в показано на рис. 4, а, б соответственно для линий с катушками с $R_0 = 0,15$ ом и $R_0 = 0,3$ см. Для сравнения на рис. 4, в приведены аналогичные осциллограммы для линии с катушками, индуктивность ($L = 1,2$ мкгн) и сопротивление потерь ($R_0 = 0,05$ ом) которых не зависели от частоты (вплоть до 10 мггц) и последовательно с которыми были включены сопротивления $R = 2,5$ см. Как видно из приведенных осциллограмм, в линии действительно формируется стационарная волна, свойства которой близки к предсказанным теорией. При изменении тока смещения от $0,6 I_M$ до $\sim I_M$ скорость распространения волны изменяется мало и тем меньше, чем слабее выражен скин-эффект: в 1,5 раза в линии с катушками при $R_0 = 0,3$ ом и на 20% при $R_0 = 0,15$ ом. При том же изменении тока смещения в линии даже с незначительными последовательными потерями ($R = 2,5$ ом) скорость изменения в 5 раз. Аналогичным образом изменяется и длительность фронта стационарной волны τ . В линии со слабо выраженным скин-эффектом (рис. 4, а) $\tau = 0,8$ —1 мксек, в линии с более сильным скин-эффектом (рис. 4, б) $\tau = 2,0$ —2,5 мксек. При этом величина τ сравнительно слабо изменяется при изменении $I_{см}$. В линии же с последовательным

сопротивлением (рис. 4, в) τ очень сильно зависит от I_{CM} : изменяется в 5 раз при изменении I_{CM} от $0,65 I_M$ до $\sim I_M$.

Таким образом, проведенный эксперимент подтверждает вывод о «низкочастотном» характере потерь, связанных со скин-эффектом в

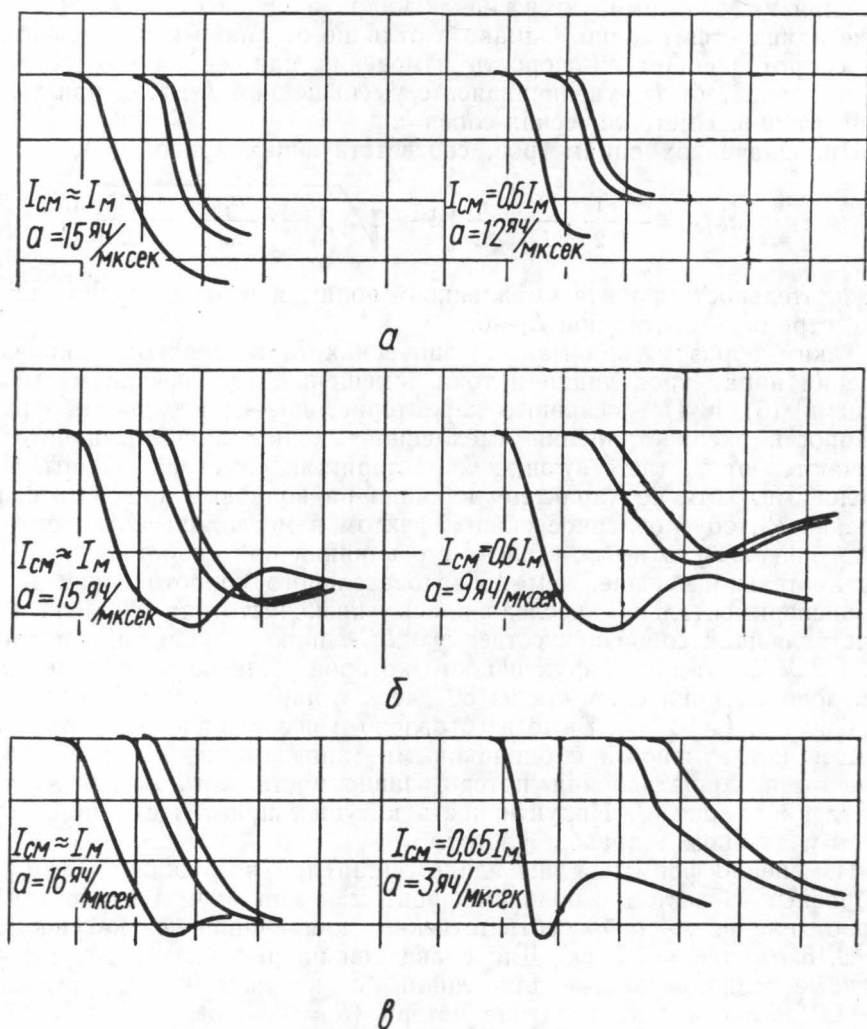


Рис. 4. Осциллограммы напряжения на 1, 30 и 40 ячейках линий. 0,25 в/дел по вертикали, а, б, в (слева) — 2 мксек/дел по горизонтали, в (справа) — 5 мксек/дел по горизонтали

металлических слоях, с одной стороны, и о слабом влиянии этих потерь на длительность фронта и скорость распространения стационарных волн, с другой стороны. Подводя итог всему сказанному, можно заключить, что если сопротивление металлических слоев постоянному току достаточно мало ($\frac{RC}{Lg} < 1$ [6]) и допускает формирование «быстрых» волн, то при малой толщине металлических слоев, при которой выполняется сделанное выше предположение о «слабости» скин-эффекта, в линии будут распространяться либо «быстрые» волны, па-

раметры которых будут определяться «высокочастотными» потерями, либо рассмотренные выше «медленные» волны с параметрами, близкими к параметрам «быстрых» волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еленский В. Г., Поляков И. В. «Радиотехника и электроника», № 3, 448—453, 1972.
2. Богатырев Ю. К. Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. М., 1974.
3. Логунов Л. А., Поляков И. В., Серебряков В. Н. «Радиотехника и электроника», № 1, 158—161, 1967.
4. Воронцов Ю. И., Еленский В. Г. Труды V Международной конференции по нелинейным колебаниям. Изд. Института математики АН УССР, т. 4. Киев, 1970, стр. 130—133.
5. Воронцов Ю. И. «Радиотехника и электроника», № 6, 1033—1038, 1971.
6. Воронцов Ю. И., Поляков И. В. «Радиотехника и электроника», № 9, 1657—1665, 1966.
7. Поляков И. В. «Радиотехника и электроника», № 12, 2541, 1972.

Поступила в редакцию
6.6 1972 г.

Кафедра
физики колебаний
