

КРИТЕРИЙ ИНВЕРСИИ ЗНАКА НАПРЯЖЕНИЯ ОБРАТНО-СМЕЩЕННЫХ ПЕРЕХОДОВ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН

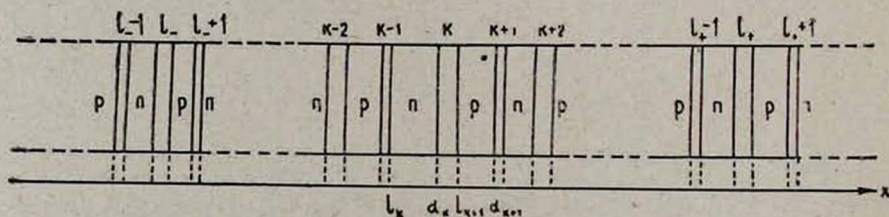
С учетом взаимодействия между несоседними переходами многослойной структуры в общем случае получен критерий инверсии знака напряжения на коллекторных переходах в статическом режиме.

В работах [1—3] показано, что описывающие электрофизические свойства полупроводниковых многослойных структур (МСС) результаты, полученные на основе модели многотранзисторной аналогии (МТА) [4, 5], нельзя применять для произвольной МСС.

Модель МТА перестает быть справедливой именно при малых напряжениях на коллекторных переходах и инверсии знака напряжения (ИЗН) на них. Поэтому вопрос исследования ИЗН обратносмещенных переходов МСС является актуальной задачей. Кроме того, ИЗН коллекторов имеет большое теоретическое и практическое значение по следующим причинам: во-первых, малость рассеиваемой на МСС мощности в открытом состоянии можно обеспечить только уменьшением остаточного напряжения, чего можно добиться инверсией напряжения коллекторов МСС; во-вторых, при наличии ИЗН на коллекторах МСС число эмиттеров увеличивается, так как после ИЗН коллектор работает как эмиттер; это может привести к новым возможностям образования участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) других коллекторов и ИЗН на них; в третьих, определяет пределы применимости модели МТА.

Целью настоящей работы является исследование условий происхождения ИЗН на коллекторах.

Исследуем модель МСС, изображенной на рисунке. Рассмотрим k -й коллекторный переход в режиме малых напряжений (т. е. когда $V_k < 1$,



причем здесь, как и в работе [1], напряжения измеряются в единицах kT/e). Пусть четные индексы l_- и l_+ такие, что

$$l_- < k < l_+, V_{l_{\pm}} > 0, V_{l \in (k, l_{\pm})} < 0.$$

Они определяют ту часть МСС, которая участвует в токопрохождении через k -й переход. Тогда, пренебрегая тепловой генерацией и ударной иони-

зацией носителей в k -ом переходе, для плотности тока через него на основе [1] можно написать

$$\hat{a}_k J = \hat{I}_k x_k - \hat{\delta}_k, \quad (1)$$

где J — плотность тока, а остальные обозначения приведены в таблице и в работе [6]. Как видно из обозначений, в левую часть уравнения (1) входит также некоторая часть инжекционных токов несоседних переходов, заключенных между l_- и l_+ -переходами, а токи утечек входят в правую часть. Условием ИЗН k -го перехода является равенство $x_k = 0$, которое, как следует из (1), возможно, если только выполняется неравенство

$$\hat{a}_k (l_{\pm}) < 0. \quad (2)$$

Поэтому условие (2) является необходимым для ИЗН на k -ом переходе. Покажем, что неравенство (2) является также и достаточным условием.

Рассмотрим два возможных случая: а) $\hat{\delta}_k \equiv 0$, б) $\hat{\delta}_k \neq 0$.

а) Методом математической индукции легко доказать, что

$$\bar{\mu}_k^{k+2} > 0, \quad \bar{\mu}_k^{k+2} < 1, \quad \mu_k^{k-2} + \mu_k^{k+2} < 1, \quad (3)$$

что физически означает, что ток инжекции носителей через эмиттер не может превосходить полный ток. Из (1)–(3) следует, что $x_k < 0$, откуда вытекает, что напряжение на k -ом переходе отрицательно.

б) В силу теорем 1 и 2 работы [1] легко показать, что из $\hat{\delta}_k \equiv 0$ вытекает следующее условие:

$$\frac{d}{dJ} \left(\frac{\hat{\delta}_k}{J} \right) < 0,$$

т. е. сумма $(\hat{\delta}_k + \hat{a}_k J)$ с ростом тока убывает. При $J = 0$ она положительна и обращается в нуль при

$$J_{\text{инв}} = \frac{\hat{\delta}_k \text{ инв}}{|\hat{a}_k|}. \quad (4)$$

А при $J > J_{\text{инв}}$ уже $x_k < 0$, т. е. напряжение на k -ом переходе отрицательно. Утверждение доказано. Следовательно, условие (2) является критерием ИЗН на k -ом коллекторном переходе МСС.

На основе системы уравнений (1), (2) работы [1] можно выразить $\hat{\delta}_k$ через J . Тогда равенство (4) будет уравнением относительно инверсионного значения тока $J_{\text{инв}}$.

Величина $\hat{a}_k$ определяется рекуррентными соотношениями, начиная от индексов $l_{\pm}$ до индексов k , что является математическим отражением учета эффекта взаимодействия (ЭВ) между несоседними переходами МСС. Это взаимодействие реализуется путем перетекания носителей заряда от одного перехода к другому, которое приводит к изменению объемных зарядов переходов и, следовательно, напряжения на них. Так как перераспре-

Величины	$\nu = l+2$	$\nu \geq l+2, \nu, l - \text{четные числа}$
$\bar{a}_\nu(l)$	α_ν	$(\alpha_\nu + \mu_\nu^{\nu-2} \bar{a}_{\nu-2})(1 - \mu_\nu^{\nu-2} \bar{\mu}_{\nu-2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\delta}_\nu(l)$	δ_ν	$(\delta_\nu + \mu_\nu^{\nu-2} \bar{\delta}_{\nu-2})(1 - \mu_\nu^{\nu-2} \bar{\mu}_{\nu-2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\mu}_\nu^{\nu+2}(l)$	$\mu_\nu^{\nu+2}$	$\mu_\nu^{\nu+2} (1 - \mu_\nu^{\nu-2} \bar{\mu}_{\nu-2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\mu}_\nu^{\nu-2}(l)$	$\mu_\nu^{\nu-2}$	$\mu_\nu^{\nu-2} \bar{\mu}_{\nu-2}^{\nu-4} (1 - \mu_\nu^{\nu-2} \bar{\mu}_{\nu-2}^{\nu-1})^{-1}$
	$\nu = l-2$	$\nu < l-2$
$\bar{a}_\nu(l)$	α_ν	$(\alpha_\nu + \mu_\nu^{\nu+2} \bar{a}_{\nu+2})(1 - \mu_\nu^{\nu+2} \bar{\mu}_{\nu+2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\delta}_\nu(l)$	δ_ν	$(\delta_\nu + \mu_\nu^{\nu+2} \bar{\delta}_{\nu+2})(1 - \mu_\nu^{\nu+2} \bar{\mu}_{\nu+2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\mu}_\nu^{\nu-2}(l)$	$\mu_\nu^{\nu-2}$	$\mu_\nu^{\nu-2} (1 - \mu_\nu^{\nu+2} \bar{\mu}_{\nu+2}^{\nu-1})^{-1}$
$\bar{\mu}_\nu^{\nu+2}$	$\mu_\nu^{\nu+2}$	$\mu_\nu^{\nu+2} \bar{\mu}_{\nu+2}^{\nu+4} (1 - \mu_\nu^{\nu+2} \bar{\mu}_{\nu+2}^{\nu-1})^{-1}$

 $l - \text{четное число}$

$\theta_l^* = \theta_l - \beta_l^2 i_{l-1} - \beta_{l+1}^2 i_{l+1}, \quad x_l = 1 - \xi_l$
$\mu_l^{l+2} = \beta_{l+1} \beta_{l+2} i_{l+1} / \theta_l^*$
$\mu_l^{l-2} = \beta_{l-1} \beta_l i_{l-1} / \theta_l^*$
$\alpha_l = (1 - \beta_l - \beta_{l+1}) / \theta_l^*$
$\delta_l = \left(\beta_l i_{l-1} \delta_{l-1} \xi_{l-1}^{1/2} + \beta_{l+1} i_{l+1} \delta_{l+1} \xi_{l+1}^{1/2} + \frac{\beta_l V_{l-1}}{Sr_{l-1}} + \frac{\beta_{l+1} V_{l+1}}{Sr_{l+1}} \right) / \theta_l^*$

 $k, l_{\pm} - \text{четные числа}, l_- < k < l_+$

$\hat{\alpha}_k = \theta_k^* (\alpha_k + \mu_k^{k-2} \bar{\alpha}_{k-2}(l_-) + \mu_k^{k+2} \bar{\alpha}_{k+2}(l_+))$
$\hat{\beta}_k = \theta_k^* (1 - \mu_k^{k-2} \bar{\mu}_{k-2}^k(l_-) - \mu_k^{k+2} \bar{\mu}_{k+2}^k(l_+))$
$\hat{\delta}_k = \theta_k^* (\delta_k + \mu_k^{k-2} \bar{\delta}_{k-2}(l_-) + \mu_k^{k+2} \bar{\delta}_{k+2}(l_+))$
$\hat{\mu}_k^k = \theta_k^* (\mu_k^{k-2} \bar{\mu}_{k-2}^{k-4}(l_-) + \mu_k^{k+2} \bar{\mu}_{k+2}^{k+4}(l_+))$

деление напряжения на переходах приводит к изменению эффективностей p - n -переходов, то в результате становится возможным значительное влияние некоторого перехода на работу другого, несоседнего с ним.

В токовых уравнениях работы [1] это описывается членом $\beta_k(1-\xi_k)$, который после ИЗН на k -ом переходе изменяет свой знак (т. е. изменяет свое направление часть тока, обусловленная этим членом). Именно в этом случае достаточно сильно взаимодействуют между собой переходы, расположенные по разные стороны k -го перехода [2, 3]. Поэтому индексы $l_{\pm}$, показывающие пределы ЭВ, определяются из условия отсутствия коллектора с положительным напряжением, находящегося между $l_{\pm}$ и k -ым переходами. Заметим, что в общем случае индексы $l_{\pm}$ являются скачкообразными функциями плотности тока, так как с ростом тока возможна ИЗН еще и на других коллекторах.

При исследовании ИЗН на k -ом переходе целесообразно рассматриваемый интервал токов разбить на такие подынтервалы, в каждом из которых индексы $l_{\pm}$ постоянны относительно тока. Величина $\hat{\alpha}_k$ в каждом таком интервале имеет различные значения. Если $\hat{\alpha}_k > 0$, то с ростом тока величина $\hat{\alpha}_k(l_{\pm})$ может изменить свой знак и становится возможным ИЗН на k -ом переходе. Поэтому учет ЭВ несоседних переходов в смысле ИЗН на коллекторах приводит к качественному изменению физической картины: во-первых, происходит ИЗН на k -ом переходе, во-вторых, изменяется зависимость характерных токов ВАХ k -го перехода от коэффициента рекомбинации, в-третьих, изменяется режим работы этого коллектора, что, в свою очередь, влияет на работу других переходов. Наряду с этим некоторые характерные величины ВАХ МСС (особенно остаточное напряжение на нем) претерпевают сильное качественное изменение.

Критерий ИЗН на k -ом переходе, полученный на основе модели МТА, является частным случаем (2), когда $l_{\pm} = (k \pm 2)$, поэтому в общем случае его нельзя брать за основу при исследовании электрофизических свойств МСС.

Одновременное существование коллекторов с разными состояниями в МСС показывает наличие в ней некоторой асимметрии. При отсутствии последней ЭВ в МСС исчезает, и можно пользоваться МТА. Именно этим обосновывается, во-первых, отсутствие ИЗН на коллекторах симметричной структуры с большим числом слоев, названной Стафеевым супермногослойной [4], во-вторых, справедливость условия ИЗН на коллекторах шестислойных структур, полученного в [5].

Интересно отметить, что из условия (2) существования состояния с отрицательным напряжением на k -ом переходе вытекает также условие существования участка с ОДС (отрицательное дифференциальное сопротивление) на вольт-амперной характеристике этого же перехода. Действительно, если $\hat{\delta}_k \equiv 0$, то $V_k < 0$ и дифференциальное сопротивление $R_k < 0$ в рассматриваемом интервале токов. При $\hat{\delta}_k \neq 0$ из условия (2) следует также условие срыва напряжения V_k [2]:

$$\hat{\alpha}_k < m_k.$$

Физически это следует из того, что для ИЗН необходимо, чтобы объемный заряд k -го перехода был меньше, чем в случае $J=0$. Сказанное, в свою очередь, следует из того факта, что объемный заряд перехода уменьшается только при $R_k < 0$.

Так как в четырехслойной структуре имеется лишь один коллекторный переход, то критерий ИЗН [7, 8] $\beta_2 + \beta_3 > 1$ верен для произвольной четырехслойной структуры, что вытекает также из условия (2) при $I_- = 0$, $I_+ = 4$.

Выражаем глубокую благодарность проф. Г. М. Авакьянцу за руководство работой.

Институт радиопизики и электрники
АН АрмССР

Поступила 21.II.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, 9, 402 (1974).
2. А. А. Джереджян, Г. С. Караян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 487 (1977).
3. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. ДАН АрмССР, № 4, 206 (1974).
4. В. И. Стафеев. ФТП, 5, 408 (1971).
5. А. А. Лебедев. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л., 1969, стр. 291.
6. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 435 (1972).
7. В. А. Кузьмин. Тиристоры малой и средней мощности, Изд. Советское радио, М., 1971.
8. Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 330 (1968).

ՔԱՋՄԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԱԿԱՌԱԿ ՇԵՂՎԱԾ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ԼԱՐՄԱՆ ՆՇԱՆԻ ՇՐՋՄԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇԸ

Հ. Ս. ԳԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ԶԵՐԵԺՅԱՆ

Տեսականորին ուսումնասիրված է բազմաշերտ կառուցվածքների հակառակ շեղված անցումների լարման նշանի շրջման երևույթը, երբ տվյալ անցման վրա ազդում են մյուս անցումները: Ցույց է տրված, որ անցումների փոխազդեցությունը օգնում է նրանց լարման նշանի շրջմանը:

THE CRITERION OF VOLTAGE SIGN INVERSION OF REVERSAL JUNCTIONS OF MULTILAYERS STRUCTURES

H. S. KARAYAN, H. H. JEREJYAN

Taking into account the interactions between multilayer non-neighbouring junctions the criterion of voltage sign inversion has been determined in general case in the static regime.