

ИМПЕДАНС $p^+ - n - n^+$ -СТРУКТУР ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКА, КОМПЕНСИРОВАННОГО ДВУХЗАРЯДНЫМИ ЦЕНТРАМИ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН

Проведен теоретический расчет импеданса на малом переменном сигнале «длинной» $p^+ - n - n^+$ -структуры, изготовленной на основе полупроводника, компенсированного примесями, создающими глубокие двухзарядные акцепторные уровни в запрещенной зоне. Численные расчеты проведены для случая структур из $Si < Zn >$.

На вольт-амперной характеристике (ВАХ) структур с двойной инжекцией, изготовленных на основе полупроводников, компенсированных примесями, создающими двухзарядные рекомбинационные центры, наблюдался аномальный участок с сублинейной или близкой к линейной зависимостью тока от напряжения после характерной для этих структур квадратичной зависимости [1]. На этом участке ВАХ наблюдалась высокая чувствительность структуры к различным внешним воздействиям (освещению, давлению, магнитному полю и др.). В частности, для кремния, компенсированного цинком, в работах [1-5] изучены статические характеристики и влияние освещения на них.

В работе [6] осуществлен анализ влияния малого переменного гармонического сигнала на характеристики S -диодов из полупроводника, компенсированного примесью, создающей двухзарядные акцепторные центры, при смещениях по постоянному току, соответствующих зависимости $j \sim V^2$ на ВАХ $p^+ - n - n^+$ -структур, имеющей место до сублинейного участка. В настоящей работе проведен теоретический анализ импеданса для участка с $j \sim V^n$, где $n \lesssim 1$. Численные оценки проведены для случая $Si < Zn >$, обозначения и методика расчета те же, что и в указанных выше работах.

Отметим, что для рассматриваемого здесь участка ВАХ электрические поля в базе структуры становятся столь существенными, что сечение захвата электрона на однократно заряженный центр (σ_n^-), а также подвижность электронов (u_n) начинают зависеть от поля. В [1-5] эти зависимости взяты в виде

$$\theta_2 = \frac{\langle v_n \sigma_n^- \rangle}{\langle v_p \sigma_p^+ \rangle} = \theta_{20} \left(\frac{E}{E_T} \right)^q, \quad u_n = u_{n0} \left(\frac{E_n}{E} \right)^l. \quad (1)$$

В [2] получено следующее выражение для напряженности статического электрического поля

$$\bar{E} = \left[\frac{\theta_1 \theta_{20} (2N - N_g) j^2 (d-x)}{g e^2 u_n^2 u_p \tau_{p1}^0 p_1 p_2 E_T^q E_n^{2l} (N_g - N)} \right]^g, \quad (2)$$

где $g = 1/(3-q-2l)$.

При выполнении ряда условий, в том числе $q+2l > 1$ и $q+l < 1$, с помощью выражения (2) можно получить формулу, описывающую участок сублинейности на статической ВАХ. Для этого участка по использованной в [6] методике расчета можно получить следующее соотношение между переменными составляющими концентраций электронов (\bar{n}) и дырок (\bar{p}):

$$\bar{p} = \Lambda \bar{n}, \quad \Lambda = \frac{A_1 - i\omega\tau_n B_1}{A_2 - i\omega\tau_p B_2} \Lambda^0, \quad \Lambda^0 = \frac{\tau_p}{\tau_n}, \quad (3)$$

где A_1 , A_2 , B_1 и B_2 задаются громоздкими формулами, которые в интервале частот

$$\frac{\omega_{10}\omega_{21}(p_1 + \theta_1 \bar{n})(p_2 + \theta_2 \bar{n})}{2 - \omega_{10}^0 \tau_{p1} \bar{N}_-} < \omega^2 < \frac{\omega_{10}^2 (p_1 + \theta_1 \bar{n})^2}{\theta_1 \tau_{p1} \omega_{10} \tau_n N - 1} \quad (4)$$

значительно упрощаются. При этом Λ принимает вид

$$\Lambda = \Lambda^0 + i\omega\tau_{p1}^0 \frac{N}{n}. \quad (5)$$

Это выражение используется ниже.

Расчеты показывают, что импеданс структуры можно представить в виде формулы

$$Z = R + i\omega L, \quad (6)$$

где

$$R = R_0 \sum_{\nu=0}^2 (-1)^\nu C_\nu \varphi^{2\nu}, \quad L = L_0 \sum_{\nu=0}^2 (-1)^\nu D_\nu \varphi^{2\nu}, \quad (7)$$

$$R_0 = \frac{\bar{E}^0 d}{(1-l) S_j}, \quad L_0 = \tau_{p1}^0 R_0, \quad \varphi = \omega\tau_{p1}^0, \quad \bar{E}^0 = \bar{E}|_{x=0},$$

S — площадь поперечного сечения базы, C_ν и D_ν — коэффициенты, зависящие от значений плотности тока \bar{j} , напряженности электрического поля \bar{E}^0 , параметров глубоких центров, конструктивно-технологических параметров полупроводника, а также от q и l . Выражения для C_ν и D_ν из-за громоздкости здесь не приводятся.

Отметим, что область низких частот

$$\omega^2 < \frac{\omega_{10}\omega_{21}(p_1 + \theta_1 \bar{n})(p_2 + \theta_2 \bar{n})}{2 - \omega_{10}^0 \tau_{p1}^0 \bar{N}_-} \quad (8)$$

особого интереса не представляет, так как в этой области активная составляющая импеданса R слабо зависит от частоты ω и положительна. Численные оценки, проведенные для случая $Si < Zn >$, показали, что R (см. рис. 1) при малых токах I вначале слабо зависит от частоты, но затем с увеличением частоты растет (кривая 1). С увеличением тока из-за увеличения коэффициента C_1 кривая $R(\omega)$ проходит через минимум (кривая 2),

причем этот минимум имеет тенденцию все больше углубляться с увеличением тока. При еще больших токах в определенном диапазоне частот появляется область динамического отрицательного сопротивления (ДОС) (кривая 3 на рис. 1). Заметим, что близкие зависимости наблюдались

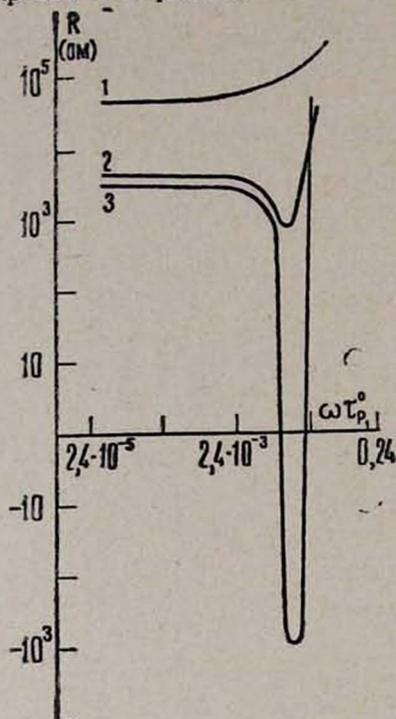


Рис. 1. Зависимость активного сопротивления R от частоты при $\tau_{p1}^0 = 2,4 \cdot 10^{-9}$ с, $q = 0,6$, $l = 0,25$: 1) $I = 5$ мА; 2) $I = 14$ мА; 3) $I = 16$ мА.

также для диодов из компенсированного p - Ge [7]. Образование ДОС в приборе, как известно [1, 8, 9], может привести к неустойчивостям, генерации и усилению колебаний тока во внешней цепи.

Удобно ввести несколько параметров, характеризующих ДОС: а) нижнюю граничную частоту ω_n , где $R = 0$ (начало ДОС); б) верхнюю граничную частоту ω_m , где $R = 0$; в) относительную ширину ДОС— M , определяемую следующим образом:

$$M = \frac{\omega_m - \omega_n}{\omega_n}; \quad (9)$$

г) максимальное по абсолютной величине ДОС— R_m .

Анализ показывает, что величина ДОС и частотный диапазон, где оно наблюдается, сильно зависят от величин q и l , характеризующих полевые зависимости σ_n^+ и u_n . Напомним, что при $q = l = 0$ статическая ВАХ вместо сублинейной зависимости описывается закономерностью $j \sim V^{1,5}$, характерной для приборов с двойной инжекцией с уменьшающимся временем жизни [1]. При этом область ДОС отсутствует. Расчеты показывают, что ДОС нет также в случаях, когда $q=0$, $l \neq 0$ и $q \neq 0$, $l=0$ (при этом статическая ВАХ описывается закономерностью $j \sim V^n$, где $1 < n < \frac{3}{2}$).

С увеличением q и l резко увеличиваются M и R_m . Следовательно, чем сильнее ВАХ отклоняется от закона $j \sim V^{1,5}$ и ярче выражена сублинейность, сильнее полевые зависимости сечения захвата и подвижности, тем в более широком частотном диапазоне имеет место ДОС и тем больше его абсолютная величина.

Относительная ширина ДОС резко уменьшается с ростом практически реализуемых значений времени жизни τ_{p1}^0 . Область ДОС появляется в определенном частотном диапазоне (см. рис. 2, заштрихованные обла-

сти) и при определенных токах через структуру. Как видно из рис. 2, с уменьшением $q + l$ область ДОС имеет место при больших токах и смещается в сторону низких частот.

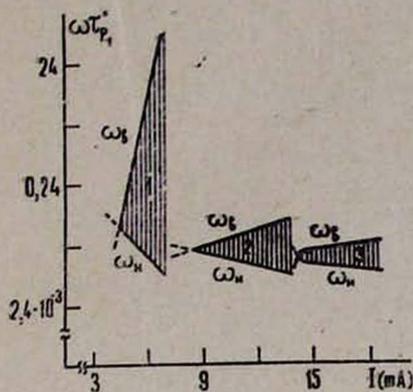


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость нижней и верхней частот от тока при $\tau_{p0}^0 = 2,4 \cdot 10^{-9}$ с:
1) $q=0,6, l=0,3$; 2) $q=0,58, l=0,3$; 3) $q=0,6, l=0,25$.

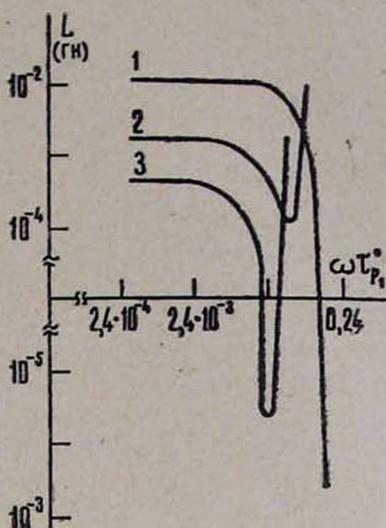


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость индуктивности L от частоты при $q=0,6, l=0,3, \tau_{p0}^0 = 2,4 \cdot 10^{-9}$ с: 1) $I = 6$ мА; 2) $I = 10$ мА; 3) $I = 12$ мА.

Таким образом, с помощью изменения постоянного тока через прибор можно регулировать основные параметры области ДОС в довольно широком интервале.

Для сравнения приведем значения граничных частот появления неустойчивости тока для компенсированного $p-Ge$ [7]: при длине образца 0,9 мм $\omega_{гр} = 9 \cdot 10^4$ Гц, при длине 0,57 мм $\omega_{гр} = 8 \cdot 10^4 \div 1,3 \cdot 10^5$ Гц. В наших численных расчетах длина базовой области была принята равной 0,3 мм.

Реактивная составляющая импеданса, как и в случае компенсированных глубокими центрами полупроводниковых структур с двойной инжекцией при постоянных смещениях, соответствующих квадратичному участку ВАХ, представляет собой индуктивность L . Она обусловлена инерционностью модуляции проводимости базовой области инжектированной плазмой, состоящей из неравновесных электронов и дырок. На рис. 3 представлены зависимости L от частоты. Видно, что реактивная часть импеданса в определенных условиях может характеризоваться или индуктивностью (L положительна) или емкостью (L отрицательна). Добротность индуктивности Q можно, как известно, определить отношением реактивной и активной частей импеданса $Q = \omega L/R$.

Как известно, ДОС в общем случае возникает из-за инерционности физических процессов в полупроводнике после возбуждения [1, 7, 9]. В

рассматриваемом здесь случае компенсированного полупроводника инерционность генерационно-рекомбинационных процессов в квазинейтральной электронно-дырочной плазме является определяющей.

Обратим внимание на то обстоятельство, что, согласно формулам (3) и (5), переменные концентрации дырок \tilde{p} и электронов \tilde{n} смещены по фазе. Волна \tilde{p} опережает по фазе волну \tilde{n} . При низких частотах, когда ДОС отсутствует (см. рис. 1), \tilde{p} и \tilde{n} почти совпадают по фазе. Сдвиг по фазе между \tilde{p} и \tilde{n} определяется мнимой частью Λ (членом $\omega\tau_p^0 N/\tilde{n}$) и в значительной мере обусловлен свойствами плазменного «реактора» — компенсированного полупроводника с вполне определенными характеристиками и рабочей точкой (концентрацией инжектированных при постоянном смещении электронов и распределением напряженности электрического поля). Подбором параметров этот сдвиг фаз можно регулировать. Численные оценки, частично приведенные на рис. 1—3 настоящей работы, показывают, что для данной конкретной системы фазовый угол меньше, чем $\pi/2$. Продвижение волны неосновных носителей \tilde{p} по базе в этом конкретном случае должно сопровождаться изменением связанного на центрах компенсирующего заряда. В электронно-дырочной плазме в компенсированном полупроводнике в ответ на продвижение волны дырок в первую очередь должна произойти соответствующая перезарядка акцепторного центра с захватом или освобождением соответствующего количества электронов. Скорректированная таким образом в результате сохранения условия квазинейтральности волна электронов \tilde{n} , конечно, отстанет от волны неосновных носителей (дырок).

Естественно ожидать в этом объекте неустойчивости тока при выполнении соответствующих неравенств для действительных частей корней характеристического уравнения Кирхгофа. Трудно ожидать здесь градиентно-рекомбинационную неустойчивость [10], так как здесь нет синфазности колебаний и не выполняется условие $\tau_p > \tau_n$. Условия существования тех или иных инжекционных или рекомбинационных неустойчивостей следует обсудить дополнительно.

Напомним, что ДОС имеет место на участке с положительным дифференциальным сопротивлением сравнительно далеко от участка отрицательного дифференциального сопротивления S-типа. Это свойство может быть использовано для ряда применений.

Ереванский государственный
университет

Поступила 25.I.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977.
2. Э. Н. Адамян, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 484 (1974).
3. Z. N. Adamlan, V. M. Harutyunyan. Electron. Technology, 8, 45 (1975).
4. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 449 (1976).

5. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ № 2, Ереван, 1975.
6. V. M. Harutyunyan, F. V. Gasparyan: Phys. St. Sol. (a), 49, 797 (1978).
7. И. В. Варламов и др. ФТП, 4, 2195 (1970).
8. А. С. Тазер, В. М. Вальд-Перлов. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ, Изд. Советское радио, М., 1968.
9. Ю. К. Пожела. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1977.
10. А. И. Бараненков, В. В. Осипов. ФТТ, 11, 720 (1969).

ԿՐԿՆԱԿԻ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱԾ 3-ՎԱՐ
 p^+-n-n^+ -ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾ ՔՆԵՐԻ ԻՄՊԵԴԱՆՍԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԳԱՍՊՐՅԱՆ

Աշխատանքում կատարված է S -տիպի վոլտ-ամպերային բնութագրի ռմեցող «երկար» p^+-n-n^+ -կիսահաղորդչային կառուցվածքի իմպեդանսի տեսական հաշվարկ: Կիսահաղորդիչը կոմպենսացված է խառնորդներով, որոնք առաջացնում են երկու խորը ակցեպտորային մակարդակ (օրինակ, ցինկով կոմպենսացված սիլիցիում): Թվային հաշվարկները կատարված են $Si < Zn >$ դիոդների համար: Ցույց է տրված, որ ալդպիսի S -դիոդներում կարող է առաջանալ դինամիկ բացասական դիմադրության տիրույթ:

IMPEDANCE OF p^+-n-n^+ -STRUCTURES BASED ON
 SEMICONDUCTORS COMPENSATED BY DOUBLY
 IONIZED CENTRES

V. M. HARUTYUNYAN, F. V. GASPARYAN

An analysis is presented of the impedance of a "long" p^+-n-n^+ -structure of a semiconductor, compensated with impurities forming deep doubly ionized acceptor levels in the forbidden gap, for a small alternating signal. Numerical calculations are made for the case of $Si < Zn >$ structure. It is revealed that the regions of dynamic negative resistance may appear in S -diode.