

Краткие сообщения

УДК 621.382.22 : 537.312.5

А. З. НИКОЛАЕНА, С. А. РЕКУН,
В. В. СЕМЕРЕНКО, Т. В. ШВАЙБО,

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДИОДАХ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Одним из методов исследования полупроводников является метод измерения коэффициента электронно-возбужденной проводимости (ЭВП) в приповерхностных $p-n$ переходах. Этот метод может быть использован для определения подвижности и времени жизни неравновесных носителей тока, концентрации ловушек, средней энергии образования одной электронно-дырочной пары и т. п. [1].

Если плоскость $p-n$ перехода перпендикулярна направлению падения электронного пучка, а на $p-n$ переход подается в запирающем направлении напряжение, разделяющее генерируемые пучком в области $p-n$ перехода электроны и дырки в направлении, параллельном направлению пучка, то в цепи диода возникает дополнительный ток Δi , при определенных условиях значительно превышающий ток электронного пучка i_0 . Коэффициент усиления первичного тока $p-n$ переходом, т. е. коэффициент ЭВП α , есть отношение дополнительного тока Δi к току пучка i_0 , причем α может быть значительно больше единицы [2]. Полупроводниковые умножающие элементы, действие которых основано на явлении ЭВП, нашли применение в электронных приборах для усиления мощности, фотоумножителях, в качестве запоминающих устройств и др. [1—3]. В качестве мишени в таких приборах наиболее перспективно использование диодов с барьером Шоттки [4].

В настоящей работе проводились измерения коэффициента ЭВП в поверхностно-барьерных диодах, изготовленных на полярных поверхностях (111)А и (111)В арсенида галлия ($n_0 = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) электрохимическим осаждением пленок палладия толщиной 0,15 мкм.

Вольтамперные характеристики диодов $\text{Pd}-\text{GaAs}$ на (111)А и (111)В поверхностях GaAs (рис. 1) значительно различаются. Напряжения пробоя и отсечки у диодов на (111)В поверхности больше, чем у диодов на (111)А поверхности. Высота потенциального барьера Φ_B , измеренная по вольтамперным характеристикам контактов $\text{Pd}-\text{GaAs}$ на (111)А поверхности, составила $0,48 \pm 0,02 \text{ эВ}$, на (111)В — $0,8 \pm 0,02 \text{ эВ}$.

Это соотношение, т. е. $\Phi_B(111)В > \Phi_B(111)А$, согласуется с результатами экспериментальных исследований контактов арсенида галлия с другими металлами [5—7].

Измерение коэффициента ЭВП проводилось импульсным методом, что позволяет не учитывать темновой ток диода [8]. Зависимости коэффициента ЭВП α от энергии первичных электронов E при постоянном значении тока электронного пучка равном 0,01 мкА представлены на рис. 2.

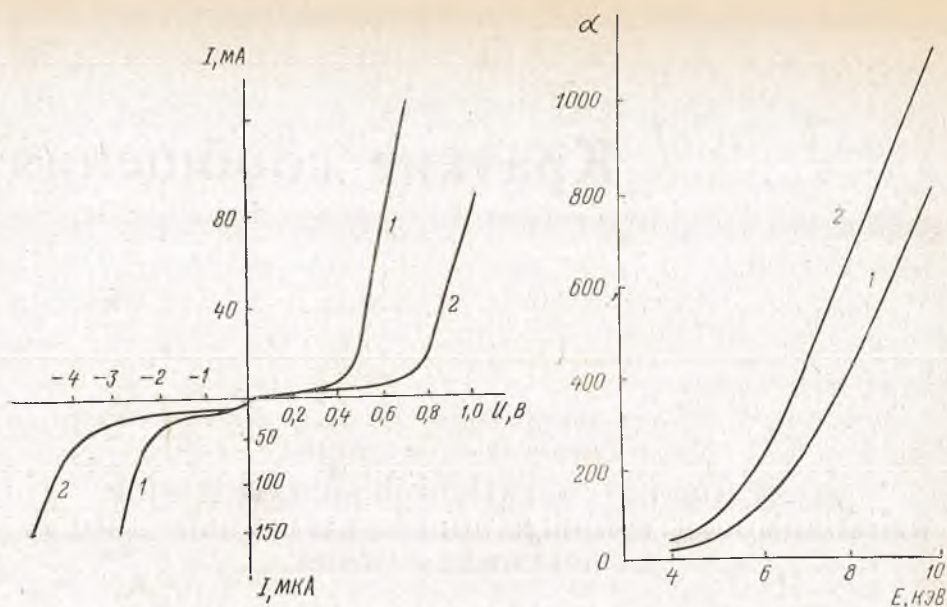


Рис. 1. Вольтамперные характеристики поверхностно-барьерных диодов Pd—GaAs, изготовленных на (111) А (1) и (111) В (2) поверхностях GaAs

Рис. 2. Зависимость коэффициента электронно-возбужденной проводимости от энергии возбуждающих электронов в Pd—GaAs диодах; (обозначения кривых см. рис. 1)

Теоретически зависимость коэффициента ЭВП от энергии падающего электронного пучка представляет собой прямую, проходящую через начало координат, так как коэффициент ЭВП определяется отношением энергии возбуждающих электронов к энергии, необходимой для создания электронно-дырочной пары в полупроводнике. Однако в реальной мишени усиление несколько меньше из-за потерь в верхнем металлическом контакте. При достаточно высокой энергии первичных электронов, когда электронно-дырочные пары генерируются в области перехода и эффективно разделяются полем перехода, зависимость $\alpha = f(E)$ становится линейной, и энергию образования электронно-дырочной пары ϵ полупроводника можно определить следующим образом: $\epsilon = \Delta E / \Delta \alpha$.

Измеренная в настоящей работе энергия образования электронно-дырочной пары в арсениде галлия составила $4,7 \pm 0,2$ эВ, что согласуется с результатами [9, 10].

При измерении коэффициента ЭВП замечено, что чувствительность диодов Pd — GaAs, изготовленных на (111)В поверхности GaAs, к электронному излучению значительно выше, чем диодов на (111)А поверхности, что, по-видимому, связано непосредственно с анизотропией высоты потенциального барьера контакта Pd — GaAs на поверхности (111)А и (111)В арсенида галлия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шульман А. Р., Фридрихов С. А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела.— М., 1977, с. 400.
2. Солтамов У. Б., Александров И. Р., Дунаевская Н. В., Климин А. И., Лепилин В. А., Смирнов В. И.— Электронная техника. Серия 4, 1970, вып. 1, с. 58.
3. Бейтс.— Электроника, 1974, № 15, с. 25.
4. Bell B. W., Knight R. I., Silzars A.— IEEE Trans. Electron Devices, 1975, June, p. 361.
5. Вяткин А. П., Максимова Н. К., Катаев Г. А., Батенков В. А.— Изв. вузов СССР. Физика, 1967, № 11, с. 86.
6. Максимова Н. К., Вяткин А. П., Пронина И. Т., Жаров А. А.— Изв. вузов СССР. Физика, 1968, № 7, с. 89.

7. Вяткин А. П., Максимова Н. К., Поппавной А. С., Степанов В. Е., Чалдышев В. А.— ФТП, 1970, т. 4, вып. 5, с. 915.
 8. Солтамов У. Б., Гришин Е. С.— ЖТФ, 1958, т. 28, № 7, с. 1394.
 9. Силцерс, Бейтс, Баллонофф.— ТИИЭР, 1974, № 8, с. 93.
 10. Lindley W. T., Krag W. E., Wolfe C. M., Sasiela R. J., Murphy R. A., Hurwitz C. E., Kostishak D. F., Yakutis A. J., Foyt A. G.— Gallium Arsenide and related compounds, 1972, Symp. on GaAs, 1973, p. 295.

Поступила в редакцию
30.10.82.

Кафедра радиотехники и физической электроники

УДК 621.396.69-181.48

В. М. БОРЗДОВ, В. М. МОЛОФЕЕВ

ОЦЕНКА ВРЕМЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК β -Ta

При старении отожженных пленок тантала, покрытых слоем поверхностного окисла, их электросопротивление определяется значением концентрации вещества (главным образом кислорода), продиффундировавшего в глубь пленки; при этом эффект электродиффузии не был замечен [1]. В [2] предложена модель старения тонких пленок нитрида тантала, полученная на основе решения уравнения диффузии из постоянного источника в полуограниченное твердое тело при экспоненциальном приближении дополнительной функции ошибок, что ведет к снижению точности аппроксимации реального физического процесса деградации.

В данной работе рассматривается математически более строгая диффузионная модель старения тонких пленок тантала, которую можно применить при оценке временной стабильности танталовых тонкопленочных резистивных элементов.

Положим, что на границе окисел — металлическая пленка поддерживается постоянная концентрация кислорода c_0 . Для вывода зависимости электрического сопротивления пленки от количества продиффундировавшего в нее вещества воспользуемся правилом Маттиссена и будем считать, что для каждой точки объема справедливо выражение [3]:

$$\rho(x, t) = \rho_0 + \Delta\rho(x, t) = \rho_0 \left[1 + \frac{\Delta\rho(x, t)}{\rho_0} \right] = \rho_0 [1 + ac(x, t)],$$

где ρ_0 — начальное удельное сопротивление пленки; $c(x, t) = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4Dt}}\right)$ — относительная концентрация в ней кислорода, $a = \Delta\rho_{\max}/\rho_0$ — постоянная величина, характеризующая максимальное относительное изменение ее сопротивления при данном механизме деградации. Тогда можно найти среднюю проводимость пленки:

$$\frac{\rho_0}{\rho(t)} = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{dx}{1 + ac(x, t)}. \quad (1)$$

В силу высокой стабильности рассматриваемых пленок $a \ll 1$, $c(x, t) \leq 1$, поэтому, разлагая $\frac{1}{1 + ac(x, t)}$ в степенной ряд, из (1) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\rho(t)}{\rho_0} = 1 + & \left(\frac{1}{d} \int_0^d c(x, t) dx \right) a + \left\{ \left[\frac{1}{d} \int_0^d c^2(x, t) dx \right]^2 - \frac{1}{d} \int_0^d c^2(x, t) dx \right\} a^2 + \\ & + \left\{ \left[\frac{1}{d} \int_0^d c(x, t) dx \right]^3 - \frac{2}{d^2} \int_0^d c(x, t) dx \int_0^d c^2(x, t) dx + \frac{1}{d} \int_0^d c^3(x, t) dx \right\} a^3 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Ограничимся в разложении (2) двумя первыми членами:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = 1 + \left(\frac{1}{d} \int_0^d c(x, t) dx \right) a.$$