Uzbek Journal of Physics
25(1), 9-15, 2023. DOI: https//doi.org/ 10.52304/.v25i1.399

Расчет диффузионной емкости туннельного диода в сверхвысокочастотном поле на основе различных моделей

Г. Гулямов[1], М.Г. Дадамирзаев[*1], М.К. Уктамова[2]

[1]Наманганский инженерно-строительный институт, ул. И. Каримова, 12, 160103, Наманган, Узбекистан
[2]Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники при Национальном университете Узбекистана, ул. Новый Алмазар, 20, 100057, Ташкент, Узбекистан

Получена 31.10.2022, revised 28.12.2022

*Corresponding author: e-mail: dadamirzaev70@umail.uz, umk9391@gmail.com, Phone +998 97 2527573

В работе рассмотрен анализ зависимости диффузионной емкости от напряжения туннельного диода на основе германия Ge по модели Тсу-Эсаки и по теории Нотта и де Масса. Теоретически показано, что резкое повышение температуры электронного газа сильно влияет на вольтамперную характеристику туннельного диода, вызывая уменьшение области с отрицательным дифференциальным сопротивлением в вольт-амперной характеристике и является причиной увеличения диффузионной ёмкости. Кроме того, наблюдалось, что увеличение диффузионной ёмкости приводит к снижению фактора качества туннельного диода.

Ключевые слова: модель Тсу-Эсаки, теория Нотта и де Масса, фактор качества, дифференциальное сопротивление, диффузионная ёмкость.

In this paper, we consider the analysis of the dependence of the diffusion capacitance on the voltage of a tunnel diode based on germanium Ge, according to the Tsu-Esaki model and the theory of Knott and de Mass. It has been theoretically showed that a sharp increase in the electron gas temperature strongly affects the current-voltage characteristic of a tunnel diode, causing a decrease in the area with negative differential resistance in the current-voltage characteristic, and is the cause of an increase in diffusion capacitance. In addition, it has been observed that an increase in diffusion capacitance leads to a decrease in the quality factor of a tunnel diode.

Keywords: Tsu-Esaki model, Knott and de Mass theory, quality factor, differential resistance, diffusion capacitance.

I. Введение

Множество эквивалентных схем для определения параметров, характеризующих туннельные диоды, были предложены [1]. Для ряда применяемых эквивалентных схем туннельных диодов необходимо знать точную форму вольт-амперной характеристики и зависимость дифференциального сопротивления R и ёмкости C от напряжения. Смешанная, последовательная и параллельная схемы (являющиеся эквипотенциальной схемой) туннельного диода часто неудобны для расчетов. Вольтамперные характеристики туннельных диодов с большим туннельным током, их способность работать даже при очень высоких температурах, зависимость туннельного диода от внутренней структуры, т.е. его получение с различными химическими элементами, являются очень важным фактором. Величина максимального тока (I_{max}) в туннельном диоде очень сильно зависит от эквивалентной схемы и уровня легирования. Легирование

кристалла разными примесями (даже при одинаковой концентрации примесей) приводит к разным значениям I_{max}. Фурдкова [2] наблюдала увеличение туннельного тока в *p-n* переходе в германии, легированном мышьяком, по сравнению с переходами в германии, легированном сурьмой. Однако результаты в этих случаях недостаточно объяснены. Кроме того, очень сложно создать туннельные диоды с фактором качества $I_{max}/C>1$.

На основании анализа имеющейся литературы [1-3] по теории Нотта и Де Масса и по модели Тсу-Эсаки установили, что в случае германиевого диода, когда туннельные переходы прямые, ток увеличивается со временем при различных температурах, в зависимости от диффузионной ёмкости и дифференциального сопротивления. Также с теоретической точки зрения рассмотрено снижение дифференциального сопротивления под действием сильного электрического поля и, как следствие, изменение фактора качества туннельного диода.

II. Влияние диффузионной емкости на полный ток туннельного диода

II.1. Теория Нотта и Де Масса

Общая формула тока туннельного диода на основе теории Нотта и де Масса определяется следующим выражением [4]:

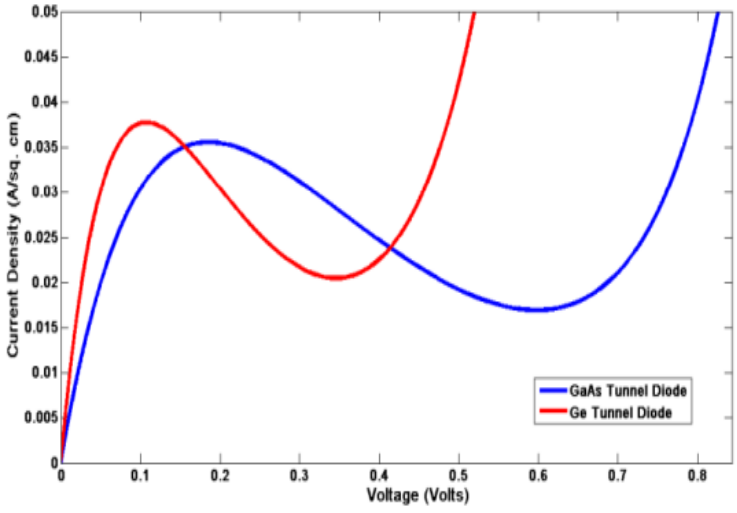
$$I = I_T + I_X + I_{диф} = \\ = I_{max}(V/V_{max})\exp[1-(V/V_{max})] + \\ + I_{min}\exp[A_2(V-V_{max})] + I_0[\exp(-qV/kT)-1] \quad , (1)$$

где I_{min} – значение прямого тока в точке минимума вольтамперной характеристики туннельного диода, V_{min} – значение прямого напряжения, соответствующее току впадины туннельного диода, V_{max} – значение прямого напряжения на пике туннельного тока, $A_2 \approx 10$. Известно, что величина диффузионной ёмкости в туннельном диоде с *p-n* переходом пропорциональна времени пребывания неосновных носителей заряда:

$$C = R^{-1}\frac{\tau}{2}, \quad R = \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1}. \qquad (2)$$

Используя выражения (1) и (2), получаем следующее выражение для диффузионной ёмкости туннельного диода:

$$C_1 = R^{-1}\frac{\tau}{2}, \\ R = \left(1-\frac{V}{V_{max}}\exp\left(1-\frac{V}{V_{max}}\right)\right) + \\ + A_2 I_{min}\exp((A_2(V-V_{max})) - I_0 q\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\Bigg) \quad . (3)$$



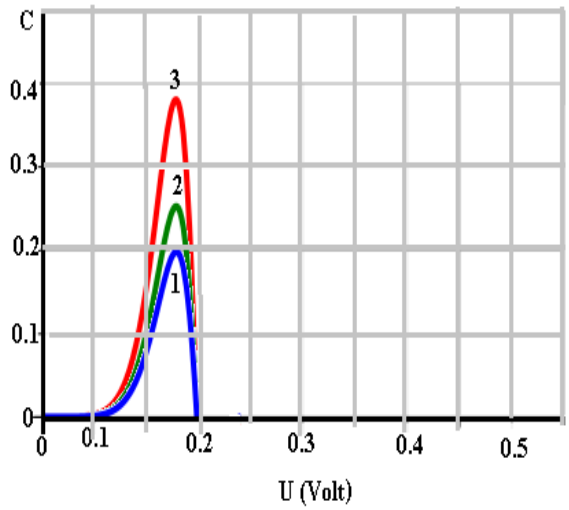


Рисунок 1. Вольтамперные характеристики туннельного диода на основе Ge и GaAs, полученные на основе эксперамента [5].

Рисунок 2. График зависимости диффузионной ёмкости туннельного диода на основе германия от напряжения: 1 – T=300 K; 2 – T=350 K; 3 – T=400 K.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

Вольтамперные характеристики, полученные экспери-ментально [5], показаны на рис. 1. Зависимость диффузионной ёмкости туннельного диода на основе германия от напряжения, полученная с помощью выражения (3), приведена на рис. 2. Параметры, используемые для получения вольтамперных характеристик туннельного диода на основе германия, приведены в табл. 1.

Таблица. Параметры, используемые для получения ВАХ туннельного диода на основе германия.

Параметры для германия	I_{max}, mA	V_{max}, volt	I_{min}, mA	V_{min}, volt	E_g, eV	τ, мкs	φ, V
	0.0035	0.2	0.002	0.6	0.72	500	0.5

Фактор качества K_1 туннельного диода на основе Ge определяется следующим образом:

$$K_1 = I_{max}/C_1. \quad (4)$$

Здесь

$$I_{diff} = I_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^3 \exp\left(\frac{E_g q}{kT_0}\left(1-\frac{T_0}{T}\right)\right)\left(\exp\left(\frac{q\varphi}{kT}-\frac{q(\varphi-V)}{kT_e}\right)-1\right) \quad (5)$$

где φ – высота потенциального барьера, E_g – ширина запрещенной зоны, T – температура решетки, T_e – температура “нагретых” электронов, T_0 – начальная температура решетки, I_0 – ток насыщения.

Вместо выражения $I_{диф}$ – диффузионного тока в (1) в теории Нотта и де Масса используем полное выражение для диффузионного тока в СВЧ поле, приведенное в [6]. Используя выражения (2) и (5), получаем следующее выражение для диффузионной ёмкости туннельного диода:

$$C_2 = \frac{\tau}{2}\left(\frac{I_{max}}{V_{max}}\left(1-\frac{V}{V_{max}}\right)\exp\left(1-\frac{V}{V_{max}}\right)+A_2 I_{min}\exp\left(A_2\left(V-V_{min}\right)\right)+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{T}{T_0}\right)^3\frac{I_0 q}{kT_e}\exp\left(\frac{E_g q(T-T_0)}{kT_0}+\frac{q\phi}{kT}-\frac{q(\phi-V)}{kT_e}\right)\right). \quad (6)$$

График зависимости диффузионной ёмкости от напряжения для туннельного диода на основе германия [7] представлен на рис. 3. Используя параметры туннельного тока I_{max}, V_{max}, I_{min}, V, найденные из экспериментального графика (рис. 1) в работе [5]) и выражения (6), получаем теоретический график зависимости диффузионной ёмкости (рис. 3) и сравниваем с экспериментальным графиком (рис. 3) из работы [7]. Отсюда видно, что можно наблюдать качественную совместимость графиков экспериментальных и теоретических результатов.

В данном случае фактор качества K_2 туннельного диода на основе Ge можно определить как

$$K_2 = I_{max}/C_2. \quad (7)$$

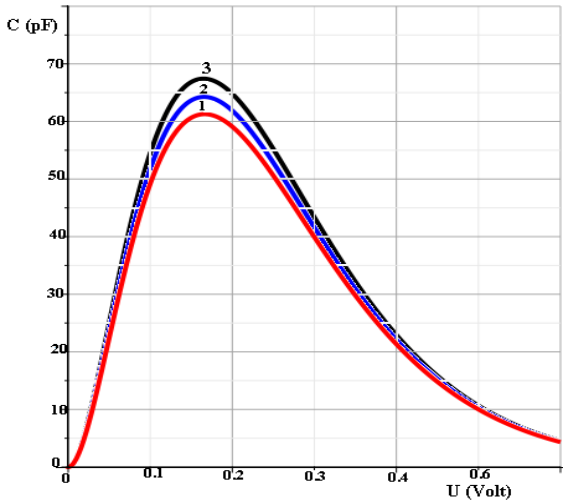


Рисунок 3. График зависимости диффузионной ёмкости от напряжения для туннельного диода на основе германия, согласно (7): 1 – T_e=300 K; 2 – T_e=350 K; 3 – T_e=400 K.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

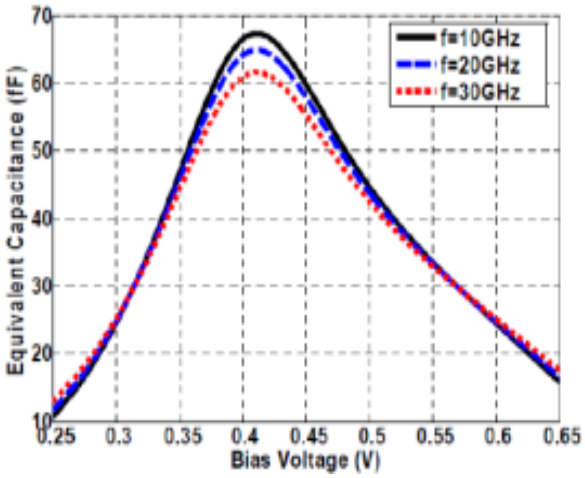


Рисунок 4. График зависимости диффузионной ёмкости от напряжения в туннельном диоде [7].

II.2. Модель Тсу-Эсаки

Согласно теории Тсу-Эсаки, постоянный ток, протекающий через туннельный диод, определяется на основе произведения функции распределения $N(E_X)$ на коэффициент передачи $T_C(E_X)$ [8-9]:

$$I_T = \frac{4\pi m_{eff} q}{h^3}\int_{\min}^{\max} T_C(E_X)N(E_X)dE_X \ . \qquad (8)$$

В туннельном диоде токи, проходящие из *p*-области в *n*-область, и наоборот, определяются следующими выражениями:

$$I_{p\to n} = A\int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_p} f_p(\varepsilon)\rho_p(\varepsilon)P[1-f_n(\varepsilon)]\rho_n(\varepsilon)d\varepsilon, \qquad (9)$$

$$I_{n\to p} = A\int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_p} f_n(\varepsilon)\rho_n(\varepsilon)P\left[1-f_p(\varepsilon)\right]\rho_p(\varepsilon)d\varepsilon. \qquad (10)$$

Полный туннельный ток на *p-n* переходе равен разности выражений (9) и (10):

$$I_T = A\int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_p} \rho_p(\varepsilon)\rho_n(\varepsilon)P\left[f_n(\varepsilon)-f_p(\varepsilon)\right]d\varepsilon. \qquad (11)$$

Коэффициент передачи $T_C(E_X)$ и функция распределения $N(E_X)$ могут быть заданы следующим образом [10-11]:

$$N(E_X) = \int_0^{\infty}\left[f_n(\varepsilon)-f_p(\varepsilon)\right]dE_p, \qquad (12)$$

$$T_C(E_X) = \int_{\min}^{\max} P\rho_p(\varepsilon)\rho_n(\varepsilon)d\varepsilon, \qquad (13)$$

где ε_n и ε_p – соответственно минимальная энергия, которую могут принять электроны в зоне проводимости полупроводника, и максимальная энергия, которую электроны могут принять в валентной зоне полупроводника.

Если принять за начало оси энергии нижнюю часть зоны проводимости, то $\varepsilon_n = 0$ (рис. 5), а энергия ε_p определяется выражением [12-13]:

$$\varepsilon_p = qV_k - E_g = \mu_n + \mu_p, \qquad (14)$$

где μ_n и μ_p — химические потенциалы (уровень Ферми) соответственно для *n* и *p*.

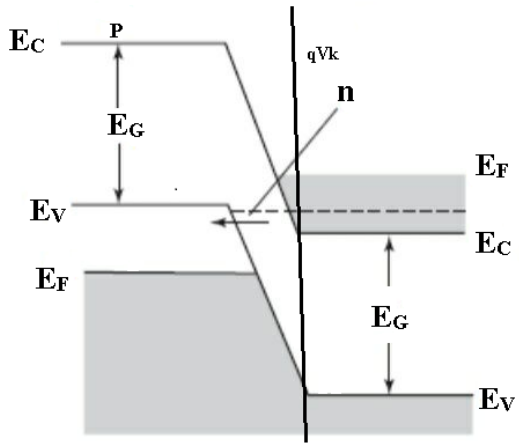


Рисунок 5. Схема формирования вольтамперной характеристики туннельного диода.

Также при подаче внешнего напряжения имеем:

$$\varepsilon_p = qV_k - E_g - qV, \qquad (15)$$

а функции распределения определяются выражениями:

$$f_n(\varepsilon) = \frac{1}{\exp((\varepsilon-\mu_n)/kT)+1}, \qquad (16)$$

$$f_p(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left((\varepsilon+\mu_p - qV_k + E_g + qV)/kT\right)+1}. \qquad (17)$$

Плотность состояний электронов и дырок равна

$$\rho_n(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon},$$

$$\rho_p(\varepsilon) = C'\sqrt{qV_k - E_g - qV - \varepsilon}\ .$$

Здесь C и C′ – постоянные числа.

С учетом изложенного, используя выражение (11), выводим следующую формулу для туннельного тока:

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

$$I_T = \frac{4\pi P m_{eff} q}{h^3} \int_0^{qV_k - E_g - qV} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_n}{kT}\right)+1} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon + \mu_p - qV_k + E_g + qV}{kT}\right)+1} \right) \sqrt{\varepsilon(qV_k - E_g - qV - \varepsilon)}\, d\varepsilon . \quad (18)$$

Используя выражения (14) и (15), находим qV_k; подставляя (18), получаем следующую формулу для туннельного тока

$$I_T = A_2 \int_0^{\mu_n + \mu_p - qV} \sqrt{\varepsilon(\mu_n + \mu_p - \varepsilon - qV)} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_n}{kT}\right)} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_n + qV}{kT}\right)+1} \right) d\varepsilon . \quad (19)$$

Здесь $A_2 = \frac{4P\pi m_{eff} q}{h^2}$.

Для 1-го члена в выражении полного туннельного тока, приведенного в формуле (1) выше, используя данное выражение (19) для модели Тсу-Эсаки и не учитывая 2-й член из-за его малости по сравнению с другими членами, а вместо 3-го члена для диффузионного тока используя выражение Шокли, имеем следующую формулу для туннельного тока:

$$I_T = A_2 \int_0^{\mu_n + \mu_p - qV} \sqrt{\varepsilon(\mu_n + \mu_p - \varepsilon - qV)} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_n}{kT}\right)} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_n + qV}{kT}\right)+1} \right) d\varepsilon + I_0 \left(\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) - 1 \right). \quad (20)$$

С учетом (20) выводим формулу для диффузионной ёмкости по выражению (2)

$$C_3 = \frac{\tau}{2} R^{-1} = \frac{\tau}{2} \frac{dV}{dI_T}, \quad (21)$$

используя эту формулу, получаем график зависимости ёмкости от напряжения с помощью программы “Mapl 18” (рис. 6).

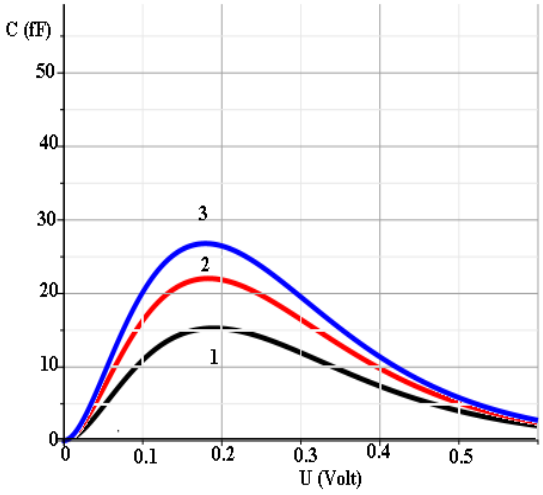


Рисунок 6. Зависимости ёмкости от от напряжения, определенные с помощью выражения (21): 1 – T_e= 300 K, 2 – T_e=350 K, 3 –T_e=400 K.

Определим фактор качества K_3 туннельного диода на основе германия по выражению (21):

$$K_3 = \frac{I_{\max}}{C_3} = \frac{I_0 S \exp\left(BE_g \sqrt{\frac{э\, m(N_A N_D)}{N_A + N_D}} \right)}{C_3}. \quad (22)$$

Здесь $I_{\max}$ – значение прямого тока в точке максимума вольтамперной характеристики, E_g – ширина запрещенной зоны Ge, I_0 – ток насыщения, S – поверхность контакта, B – постоянная, э – электрическая постоянная для Ge, N_A и N_D – количество носителей зарядов в n и p поле.

В выражении (20) вместо члена 3, определяющего диффузионного ток, т.е. вместо члена для холодного диффузионного тока, подставим выражение для диффузионного тока электронов, нагретых под действием поля предельно высокой частоты, и получим формулу тока для горячего электронного туннельного диода из Ge полупроводника:

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

$$I_T = A_2 \int_0^{\mu_n+\mu_p-qV} \sqrt{\varepsilon(\mu_n+\mu_p-\varepsilon-qV)} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu_n}{kT}\right)} - \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon-\mu_n+qV}{kT}\right)+1} \right) d\varepsilon + \\ + I_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^3 \exp\left(\frac{E_g q}{kT}\left(1-\frac{T_0}{T}\right)\right)\left(\exp\left[\frac{q\varphi}{kT}-\frac{q(\varphi-q}{kT_e}\right]-1\right) \quad (23)$$

Используя это выражение, выводим формулу для диффузионной ёмкости туннельного диода с учетом нагрева электронов и приводим график (рис. 7).

$$C_3 = \frac{\tau}{2} R^{-1} = \frac{\tau}{2}\frac{dV}{dI_T}, \quad (24)$$

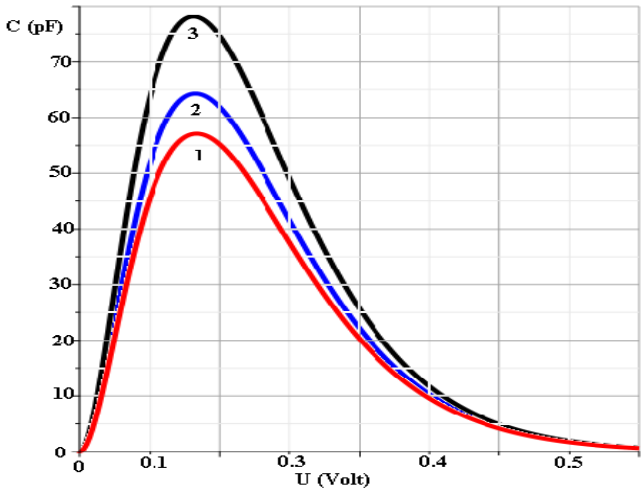


Рисунок 7. Графики зависимости ёмкости от напряжения, определенные с помощью выражения (24): 1 – T_e = 300 K, 2 – T_e = 350 K, 3 – T_e = 400 K.

Как видно из рис. 7, наблюдается резкий рост диффузионной ёмкости за счет нагретых электронов по отношению к диффузионной ёмкости, определенной без нагрева электронов (рис. 6). Для электронов под действием поля сверхвысокой частоты фактор качества K_4 полупроводникового туннельного диода Ge определяется следующим образом:

$$K_4 = \frac{I_{\max}}{C_4} = \frac{I_0 S \exp\left(BE_g\sqrt{\frac{\ni m(N_A N_D)}{N_A+N_D}}\right)}{C_4} \quad (25)$$

III. Заключение

С учетом выражения для диффузионного тока горячих электронов на основе теории Нотта и Де Масса теоретически получены формулы для полного тока и диффузионной ёмкости туннельного диода. За счет разогретых электронов наблюдалось резкое увеличение диффузионной ёмкости по сравнению с неразогретым состоянием электронов. Показано, что графики экспериментальных и теоретических результатов качественно согласуются.

В отличие от теории Нотта и Де Масса, по модели Тсу-Эсаки для любого гетероперехода или сильно легированного полупроводникового туннельного диода для полного тока, состоящего из суммы диффузионного и туннельного токов в разогретых и неразогретых состояниях электронов, получено теоретическое выражение для полного тока на основе модели Тсу-Эсаки. Используя этот полный туннельный ток, определили диффузионную ёмкость диода. Здесь также, как в теории Нотта и Де Масса, наблюдалось резкое увеличение диффузионной ёмкости за счет разогретых электронов по сравнению с неразогретым состоянием электронов. Было замечено, что увеличение диффузионной ёмкости приводит к изменению фактора качества туннельного диода.

Метаданные

Calculation of the diffusive capacitance of a tunnel diode in super-high-frequency field based on various models

G. Gulyamov[1], M.G. Dadamirzaev[1], M.K. Uktamova[2]

[1]Namangan Engineering and Construction Institute, I. Karimov str. 12, 160103, Namangan, Uzbekistan
[2]Scientific Research Institute of Semiconductor Physics and Microelectronics at the National University of Uzbekistan, New Almazar str., 20, 100057, Tashkent, Uzbekistan

In this paper, we consider the analysis of the dependence of the diffusion capacitance on the voltage of a tunnel diode based on germanium Ge, according to the Tsu-Esaki model and the theory of Knott and de Mass. It has been theoretically showed that a sharp increase in the electron

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.

gas temperature strongly affects the current-voltage characteristic of a tunnel diode, causing a decrease in the area with negative differential resistance in the current-voltage characteristic, and is the cause of an increase in diffusion capacitance. In addition, it has been observed that an increase in diffusion capacitance leads to a decrease in the quality factor of a tunnel diode.

Keywords: Tsu-Esaki model, Knott and de Mass theory, quality factor, differential resistance, diffusion capacitance

Литература (References)

[1] M. Bao, M. Kang, W. Fellow. IEEE Transactions on Electron Devices **53**, №10 (2006).
[2] I. Fistul', N.Z. Shvarts. Uspekhi Fizicheskikh Nauk **77**, 109-160 (1962).
[3] R. Dusch and K. Eber. Thin Solid Films **380**, 151-153 (2000).
[4] T.A. De Massa and D.P. Knott. Solid State Electron. **13**, 131 (1970).
[5] Muhammad Babar, Essam A. Al-Ammar, Nazar H. Malik. Journal of Energy Technologies and Policy **2**, No.7 (2012).
[6] G. Gulyamov, A.G. Gulyamov. Semiconductors **49**, 819-822 (2015).
[7] Halimatus Saadiah, Warsuzarina Mat Jubadi, Nabihah Ahmad, M. Hairol Jabbar. Journal of Physics: Conf. Series **1049**, 012069 (2018).
[8] G. Gulyamov, M.G. Dadamirzaev, M.K. Uktamova. Journal of Optoelectronics Laser **41**, No.9, 419-425 (2022).
[9] G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, and P.J. Baymatov. Journal of Nanomaterials **2021**, 1-4 (2021).
[10] P. Berger, A. Ramesh. Kompleksnaya poluprovodnikovaya nauka i tekhnika. Elsevier. **5**, No.6, 176-241 (2011).
[11] B.T. Abdulazizov. Eurasian Journal of Physics and Functional Materials **6**, No.1, 32-37 (2022). DOI: 10.32523/ejpfm.2022060103.
[12] A.I. Lebedev. Fizika poluprovodnikovikh priborov (Москва, 2008), ст.63-83.
[13] B.T. Abdulazizov, G. Gulyamov, P.J. Baymatov, Sh.T. Inoyatov, M.S. Tokhirjonov, and Kh.N. Juraev. SPIN **12**, No.1, 2250002 (2022). World Scientic Publishing Company, DOI:10.1142/S2010324722500023.
[14] B.T. Abdulazizov. Eurasian Journal of Physics and Functional Materials **6**(1), 32-37 (2022).

Ўта юқори частотали майдон таъсирида туннел диодидаги диффузион сиғимни турли моделлар хисоблаш

Г. Гулямов[1], М.Г. Дадамирзаев[1], М.К. Уктамова[2]

[1]Наманган муҳандислик қурилиш институти, И. Каримов кўч., 12, 160103, Наманган, Ўзбекистон
[2]Ўзбекистон миллий университети ҳузуридаги Яримўтказгичлар физикаси ва микроэлектроника илмий тадқиқот институти, Янги Алмазар кўч. 20, 100057, Тошкент, Ўзбекистон

Ушбу ишда қизимаган ва қизиган электронлар учун диффузион ток ифодасини ҳисобга олган ҳолда Нотт ва Де Масс назарияси ва Тсу-Эсаки модели асосида туннель диоди учун тўлиқ ток ифодаси ва диффузион сиғим ифодаси назарий жиҳатдан келтириб чиқарилди. Нотт ва Де Масс назарияси, шунингдек Тсу-Эсаки моделида ҳам қизиган электронлар ҳисобига диффузион сиғимнинг, электронларнинг қизимаган ҳолатига нисбатан кескин ортиши кузатилди. Диффузион сиғимнинг ортиши туннель диодида сифат факторининг ўзгаришига олиб келиши кузатилди.

Калит сўзлар: Тсу-Эсаки модели, Нотт ва Де Масс назарияси, тўлдириш фактори, дифференциаль қаршилик, диффузион сиғим.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2023 г.