

Г. АШКИНАЗИ, Э. ВЕЛМРЕ, А. ЛОГУСОВ,
 В. ТИМОФЕЕВ, Б. ФРЕЙДИН, В. ШУМИЛИН

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРЯМАЯ ВЕТВЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИЛОВЫХ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ДИОДОВ

Предлагается универсальная физико-математическая модель для описания нестационарных электротепловых процессов в конструкции арсенид-галлиевого диода при протекании через него мощного синусоидального импульса прямого тока длительностью 10 мс, проводится сопоставление расчетных и экспериментальных результатов.

1. Исходные уравнения и метод решения

Система дифференциальных уравнений, описывающая электротепловые процессы в полупроводниковой структуре, имеет в одномерном приближении следующий известный вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - R_p + G_p; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - R_n + G_n; \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} (j - j_p - j_n); \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N); \quad (4)$$

$$j_p = q \mu_p p E - q D_p \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (5)$$

$$j_n = q \mu_n n E + q D_n \frac{\partial n}{\partial x}; \quad (6)$$

$$q C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q. \quad (7)$$

В системе использованы стандартные обозначения, принятые в теории полупроводников: n , p — концентрации электронов и дырок; t — время; q — элементарный заряд электрона; x — координата; j_n , j_p — плотности электронного и дырочного токов; R_n , R_p , G_n , G_p — скорости рекомбинации и генерации электронов и дырок; E — напряженность электрического поля; ϵ_0 — электрическая постоянная; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость; N — концентрация основных носителей заряда; μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок;

D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок; ρ — плотность; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ — коэффициент теплопроводности; T — абсолютная температура; Q — мощность рассеяния в единице объема.

Здесь (1), (2) — уравнения непрерывности для дырок и электронов соответственно; (3) — уравнение плотности полного тока; (4) — уравнение Пуассона; (5), (6) — уравнения плотностей дырочного и электронного токов соответственно; (7) — уравнение теплопроводности. В электротепловых процессах, происходящих в силовых полупроводниковых приборах при воздействии импульсов тока миллисекундного диапазона, характеристические постоянные времени электрических процессов намного меньше, чем тепловых, поэтому для искомым независимых переменных p, n, E можно решать стационарную задачу, опустив в уравнениях (1)–(3) члены, содержащие производную по времени.

Общая скорость объемной рекомбинации, входящая в уравнения непрерывности (1), (2), представляет собой сумму скоростей рекомбинаций различных видов и определяется выражением

$$R = R_{SRH} + R_A + R_{и}.$$

Скорость рекомбинации через локальные центры (рекомбинация Шокли—Рида—Холла) описывается выражением

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i}{\tau_{p0}(n + n_i) + \tau_{n0}(p + p_1)},$$

где $\tau_{p0}, \tau_{n0}, p_1, n_1$ — параметры модели Шокли—Рида—Холла. В настоящей работе принято, что $p_1 = n_1 = n_i$, где n_i — собственная концентрация носителей заряда, температурная зависимость которой в арсениде галлия описывается формулой [2]

$$n_i(T) = 3,46 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2} \exp(-9120/T),$$

которая дает $n_i(300 \text{ K}) = 2,17 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Температурная зависимость времен захвата τ_{n0}, τ_{p0} взята из работы [3]

$$\tau_{n0, p0} = \tau_{n0, p0}(300 \text{ K}) (T/300)^{\alpha_{\tau}},$$

где использовались значения коэффициентов $\alpha_{\tau} = +0,5$ для дырок и $\alpha_{\tau} = +1,4$ для электронов.

Скорость межзонной Оже-рекомбинации определяется известным выражением

$$R_A = (\gamma_p \cdot p + \gamma_n \cdot n) (pn - n_i^2),$$

где γ_p, γ_n — коэффициенты Оже-рекомбинации. В настоящей работе влияние Оже-рекомбинации R_A не учитывалось.

Скорость межзонной излучательной рекомбинации описывается известным выражением

$$R_{и} = B (pn - n_i^2),$$

где B — коэффициент излучательной рекомбинации, температурная зависимость которого в случае достаточно чистого арсенида галлия имеет следующий теоретически установленный вид [4]:

$$B(T) = B(300 \text{ K}) (T/300)^{-3/2} (E_g(T)/E_g(300 \text{ K}))^2.$$

Ввиду отсутствия данных по температурной зависимости $B(T)$ в сильнолегированном арсениде галлия в последнем случае также принята

Значение параметров в слоях арсенид-галлиевой структуры

Параметр	Тип проводимости слоя			
	P+	P ⁰	N ⁰	N+
Толщина слоя, мкм	50	91	54	45
Времена захвата $\tau_{p_0} = \tau_{n_0}$, нс	4	100	100	4
Коэффициент излучательной рекомбинации, см ³ /с	2,0 · 10 ⁻¹⁰	7,21 · 10 ⁻¹⁰	7,21 · 10 ⁻¹⁰	7,21 · 10 ⁻¹⁰
Подвижность электронов, см ² /В·с	400 [8]	5000 [9]	в виде табл. 2	3000
Подвижность дырок, см ² /В·с	50	450	450	200

вышеуказанная зависимость $B(T)$.

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны в арсениде галлия $E_g(T)$ учитывалась с помощью выражения [2]

$$E_g(T) = E_{g_0} + \alpha_g T,$$

где $E_{g_0} = 1,575$ эВ; $\alpha_g = -5,0 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

В арсенид-галлиевых приборах наряду с межзонной излучательной рекомбинацией необходимо учитывать поглощение межзонного рекомбинационного излучения. Одним из способов учета скорости генерации электронно-дырочных пар за счет самопоглощения рекомбинационного излучения является подход, в соответствии с которым

$$G = \nu \cdot R_n,$$

где ν — коэффициент фотонной генерации [1], температурная зависимость которого может быть представлена следующей формулой [3]:

$$\nu(T) = \nu(300\text{K}) \cdot (T/300)^{\alpha_\nu},$$

где α_ν — эмпирический параметр, значение которого принято равным $-0,2$.

Температурная зависимость подвижностей носителей заряда взята из [2]

$$\mu_n(T) = \mu_n(300\text{K}) (T/300)^{-2,3},$$

$$\mu_p(T) = \mu_p(300\text{K}) (T/300)^{-2,5}.$$

Связь между коэффициентами диффузии и подвижностями определялась соотношениями Эйнштейна. В настоящей работе рассеяние носителей на носителях не учитывалось.

Таблица 2

Подвижность основных носителей заряда в слаболегированной N⁰-области

N, см ⁻³	μ_n , см ² /В·с
1,0 · 10 ¹⁵	6600
1,5 · 10 ¹⁵	6500
2,2 · 10 ¹⁵	6300
4,2 · 10 ¹⁵	5800
1,0 · 10 ¹⁶	5000
3,0 · 10 ¹⁶	4200
7,3 · 10 ¹⁶	3800
1,4 · 10 ¹⁷	3000

Временная зависимость плотности полного тока $j(t)$, имеющая в общем случае произвольный характер, считалась заданной. Краевые условия для уравнений (1), (2) определялись из предположения омических контактов металл—полупроводник. В модели учитывались следующие источники тепла: распределенное выделение тепла в полупроводниковой структуре и сосредоточенное выделение джоулевого тепла в электрических контактных сопротивлениях между металлическими слоями. Считалось, что внутри металлических контактных слоев источ-

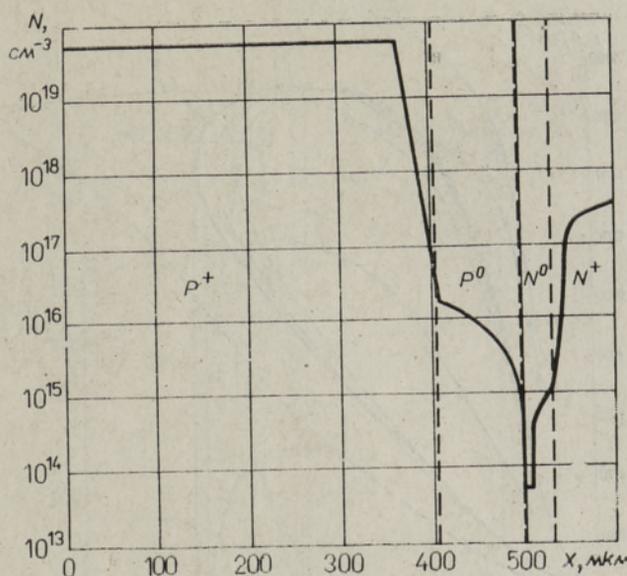


Рис. 1. Распределение концентрации основных носителей заряда в различных слоях арсенид-галлиевой диодной структуры.

ники тепла отсутствуют. Мощность, выделяемая в полупроводнике, определяется главным образом двумя составляющими

$$Q = jE + (R_{SRH} + R_A) \cdot E_g.$$

Первая составляющая является джоулевой мощностью, а вторая учитывает мощность, передаваемую кристаллической решетке в результате рекомбинации электронов и дырок.

Температурные зависимости коэффициента теплопроводности λ и удельной теплоемкости C_p полупроводника описываются следующими формулами:

$$\lambda(T) = \lambda(300\text{K}) (T/300)^{\alpha_\lambda},$$

$$C_p(T) = C_{p0} + \alpha_c (T/300),$$

где для арсенида галлия использовались значения параметров $\lambda_c(300\text{K}) = 0,425$ Вт/смК, $\alpha_\lambda = -1,10$, приведенные в [2], и $C_{p0} = 0,303$ Дж/г·К и $\lambda_c = 0,015$ Дж/г·К [2].

Тепловые параметры металлов, входящих в контактные слои структуры, взяты из [5, 6]. Ввиду слабой температурной зависимости коэффициенты теплопроводности и удельной теплоемкости металлических слоев в настоящей модели считались постоянными.

Для уравнения теплопроводности использовались следующие условия на границе раздела i -го и $i+1$ -го слоев

$$\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x} + q_{i,i+1},$$

$$T_i = T_{i+1} - R_{t_{i,i+1}} \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x}$$

где $R_{t_{i,i+1}}$ — тепловое контактное сопротивление. Поток джоулевого тепла $q_{i,i+1}$, выделяющегося в электрическом контактом сопротивлении $R_{k_{i,i+1}}$, описывается следующим выражением:

$$q_{i,i+1} = j^2 R_{k_{i,i+1}}.$$

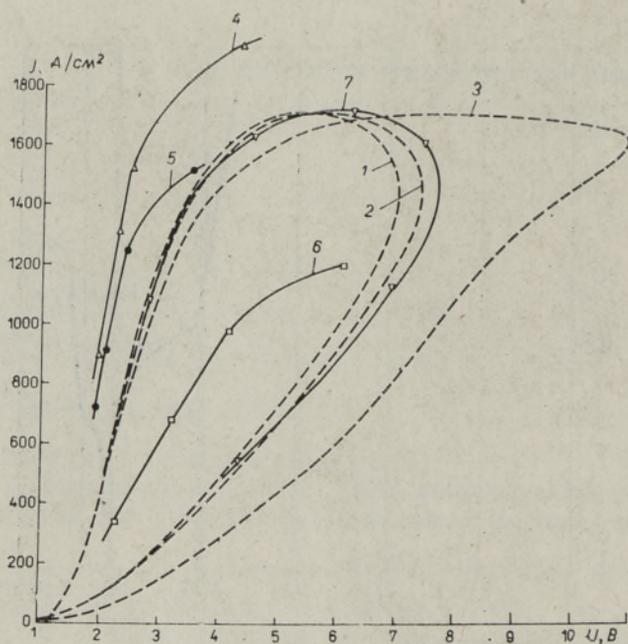


Рис. 2. Динамическая неизотермическая вольт-амперная характеристика силовых арсенид-галлиевых диодов при воздействии синусоидального импульса тока длительностью 10 мс. 1, 2, 3 — расчет (пунктирные линии): $j_m = 1705 \text{ А/см}^2$; 1 — $\nu = 1,00$; 2 — $\nu = 0,99$; 3 — $\nu = 0,99 (T/300)^{-0,2}$. 4, 5, 6, 7 — эксперимент (сплошные линии) при различных значениях $R_k, \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$: 4 — $7,14 \cdot 10^{-4}$; 5 — $8,83 \cdot 10^{-4}$; 6 — $1,40 \cdot 10^{-3}$; 7 — $1,35 \cdot 10^{-3}$.

В качестве начального условия для нестационарного теплового процесса принята одинаковая температура всех слоев структуры равная $T_{гр}$

$$T_i(x, 0) = T_{гр}.$$

До воздействия мощного импульса тока выпрямительный элемент находился при комнатной температуре ($T_{гр} = 300 \text{ К}$) и через него протекал нагревающий прямой ток плотностью $j = 10 \text{ А/см}^2$.

Нелинейная система исходных дифференциальных уравнений решается методом конечных разностей с помощью алгоритма, рассмотренного в [7].

2. Результаты расчета

При моделировании рассматривалась следующая конструкция: слой 1 — молибден (толщина 500 мкм), 2 — свинец (30 мкм), 3 — арсенид галлия (240 мкм), 4 — свинец (30 мкм), 5 — молибден (500 мкм), 6 — свинец (30 мкм), 7 — медь (3 мм).

Величины удельных контактных электрических и тепловых сопротивлений между различными слоями выпрямительного элемента, принятые в модели расчета, измерялись нами экспериментально и составили в среднем: $R_{k_{1,2}} = R_{k_{4,5}} = R_{k_{5,6}} = R_{k_{6,7}} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; $R_{k_{2,3}} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; $R_{k_{3,4}} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, а также $R_{t_{1,2}} = R_{t_{2,3}} = R_{t_{3,4}} = R_{t_{4,5}} = R_{t_{5,6}} = R_{t_{6,7}} = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ Ксм}^2/\text{Вт}$.

Распределение концентрации примеси в арсенид-галлиевой диодной $P^+ - P^0 - N^0 - N^+$ -структуре изображено на рис. 1, значения основных параметров в слоях приведены в табл. 1.

Взаимосвязь подвижности и концентрации основных носителей заряда в слабелегированной N^0 -области охарактеризована в табл. 2.

Результаты моделирования неизотермических переходных процессов в арсенид-галлиевом силовом диоде при воздействии синусоидального импульса прямого тока с амплитудой $j_m = 1705 \text{ А/см}^2$ и длительностью 10 мс приведены на рис. 2. Одномерное температурное поле арсенид-гал-

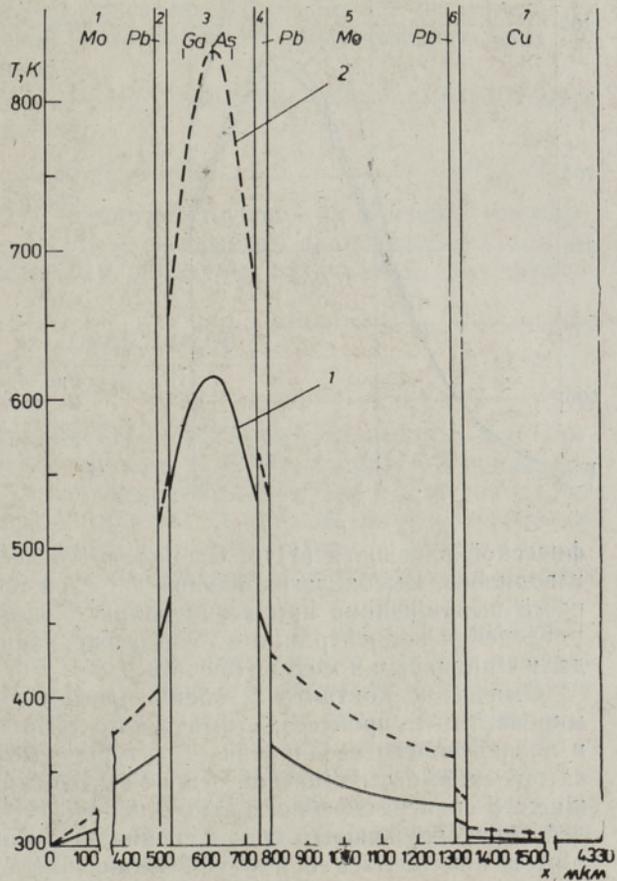
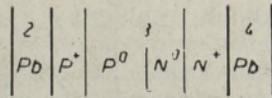


Рис. 3. Расчетное температурное поле арсенид-галлиевого диода при $j_m = 1705 \text{ A/cm}^2$; $v = 1,00$ в моменты времени $t = 5$ (1) и $t = 7$ (2) мс.

лиевого диода в моменты времени $t = 5$ и 7 мс показано на рис. 3, временная зависимость максимума температурного поля диода — на рис. 4.

Все расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1022. Количество узлов в пространственной сетке составляло 193 (из них 82 в арсениде галлия). Типичное время счета неизоотермической вольт-амперной характеристики в интервале времени до 10 мс с равномерным временным шагом 0,5 мс составляло при одном значении амплитуды тока ~ 45 мин.

3. Экспериментальное исследование неизоотермической прямой вольт-амперной характеристики арсенид-галлиевых диодов

Экспериментально исследуемые образцы представляли собой макеты силовых арсенид-галлиевых диодов на токи 25—40 А с напряжением пробоя 200—300 В.

Основой исследуемых образцов является арсенид-галлиевая диодная структура типа $P^+ - P^0 - N^0 - N^+$, слаболегированные слои P^0 , N^0 которой получены в едином процессе выращивания из ограниченного объема раствора-расплава на подложках P^+ -типа, легированных цинком до уровня $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и ориентированных в направлении кристаллогра-

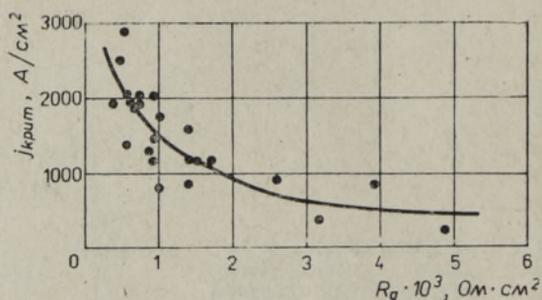
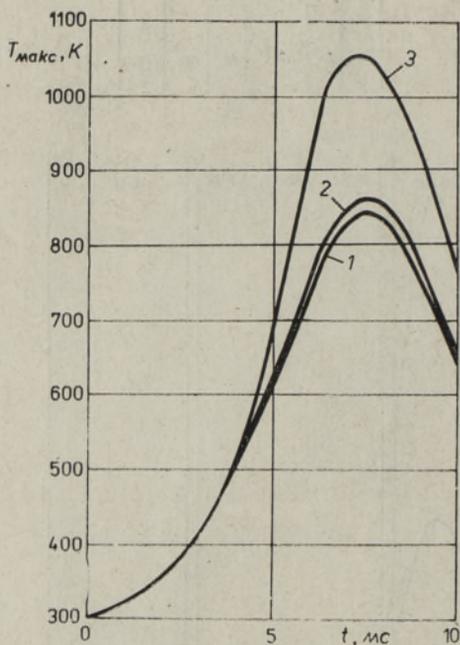


Рис. 5. Зависимость критической плотности тока $j_{\text{крит}}$ от динамического сопротивления R_d .

Рис. 4. Временная зависимость максимума температурного поля арсенид-галлиевого диода при $j_m = 1705 \text{ A/cm}^2$; 1 — $\nu = 1,00$; 2 — $\nu = 0,99$; 3 — $\nu = 0,99 (T/300)^{-0,2}$.

фической плоскости (111). Специального легирования при этом не производилось. Высоколегированный N^+ -слой получен в последующем процессе выращивания при легировании оловом. Экспериментальные распределения концентрации в слаболегированных слоях в среднем совпали с принятым в модели расчета.

Омические контакты к обеим плоскостям диодной структуры формировались в процессах химического осаждения тонкого слоя никеля и последующего соединения структуры с молибденовыми термокомпенсаторами, выполняемого на основе высокотемпературного сплава, содержащего свинец, серебро, олово. Диодная структура защищалась от воздействия окружающей среды специальным органосиликатным материалом и помещалась в корпус. Соединение структуры с корпусом осуществлялось также вышеуказанным сплавом. Площадь диодной структуры составляла $0,35 \text{ см}^2$.

Проведены измерения динамической неизотермической прямой вольт-амперной характеристики силовых арсенид-галлиевых диодов при воздействии на них однократного синусоидального греющего импульса тока длительностью 10 мс и при начальной температуре исследуемых диодов 300 К. Сравнение экспериментальных (4—7) и расчетных (1 и 2) кривых показывает их совпадение в пределах погрешности эксперимента и принятых при расчете допущений (рис. 2). При этом, как следует из расчетных зависимостей (1, 2), изменение величины ν от 0,99 до 1,00 не оказывает существенного влияния на динамическую неизотермическую вольт-амперную характеристику арсенид-галлиевых диодов с указанными выше электрофизическими параметрами.

Важнейшим практическим применением предложенной физико-математической модели является прогнозирование стойкости моделируемых диодов к воздействию токов ударных перегрузок. Известно, что причиной параметрического отказа диода в режиме ударной перегрузки является мгновенное превышение максимальной температуры полупроводниковой структуры выше критической [10]. Приведенные на рис. 2—4 экспериментальные зависимости позволяют найти соответствующую критической температуре величину критической плотности тока. Необходимым условием при этом, очевидно, является предварительное определение

величины критической температуры, которая в настоящее время для арсенид-галлиевых диодов неизвестна. Это обстоятельство не позволяет провести теоретическую оценку стойкости арсенид-галлиевых диодов к воздействию токов ударных перегрузок. Поэтому в рамках настоящей работы проводилось экспериментальное определение критической плотности тока, рассматривалась ее взаимосвязь с величиной динамического сопротивления изотермической вольт-амперной характеристики (R_d) силовых арсенид-галлиевых диодов.

Величина R_d позволяет представить изотермическую прямую вольт-амперную характеристику в виде:

$$U(j) = U_0 + R_d j,$$

где j — плотность тока, $U(j)$ — соответствующее ей значение импульсного прямого напряжения, U_0 , R_d — параметры линеаризации.

Применительно к исследуемым образцам, величина R_d рассчитывалась по формуле

$$R_d = \frac{U(j_2) - U(j_1)}{j_2 - j_1},$$

где плотности j_2 и j_1 составляли 714 и 223 А/см². Значения j_2 и j_1 соответствуют амплитудам синусоидального тока $80 \times \pi$ и $25 \times \pi$ А и выбраны для проведения линейной аппроксимации вследствие достаточно хорошего описания изотермической (при 300 К) прямой вольт-амперной характеристики в рабочем диапазоне плотностей токов.

Зависимость величины $j_{\text{крит}}$ от динамического сопротивления силовых арсенид-галлиевых диодов, изображенная на рис. 5, определялась соотношением $j_{\text{крит}} = I_{\text{крит}}/S$, где $I_{\text{крит}}$ — амплитуда импульса тока синусоидальной формы длительностью 10 мс, приводящего к отказу арсенид-галлиевого диода, S — площадь диодной структуры. Начальная температура диодов составляла 300 К. Как следует из рис. 5, величина $j_{\text{крит}}$ закономерно убывает с ростом R_d . Так, возрастание величины R_d от $1 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ приводит в среднем к уменьшению величины $j_{\text{крит}}$ от 2500 до 500 А/см². Наблюдающийся значительный разброс в значениях $j_{\text{крит}}$ объясняется соответствующим технологическим разбросом электрофизических параметров реальных диодов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов Ж. И., Ашкинази Г. А., Корольков В. И., Падыус А. А., Тимофеев В. Н., Челноков В. Е., Шумилин В. Н. ФТП, 12, вып. 7, 1336—1341 (1978).
2. Mayer, J. R., Krueger, M. R., Bartoli, F. J. J. Appl. Phys., 51, № 10, 5513—5522 (1980).
3. Ашкинази Г. А., Киви У. М., Тимофеев В. Н. ФТП, 15, вып. 4, 718—724 (1981).
4. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., «Мир», 1976.
5. Таблицы физических величин. Справочник. (Под ред. И. К. Кикоина.) М., Атомиздат, 1976.
6. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. Справочник. М., Атомиздат, 1979.
7. Велмре Э. Э., Фрейдин Б. П. Электронное моделирование, 1983, № 1, 73—76.
8. Casey, Jr. H. C., Stern, F. J. Appl. Phys., 1976, 47, № 2, 631—641.
9. Varschni, Y. P. Phys. Stat. Solidi. 1967, 19, 459.
10. Рабинерсон А. А., Ашкинази Г. А. Режимы нагрузки силовых полупроводниковых приборов. М., «Энергия», 1976.

Научно-исследовательский институт
Таллинского электротехнического
завода им. М. И. Калинина

Таллинский политехнический институт

G. ASKINAZI, E. VELMRE, A. LOGUSSOV,
V. TIMOFEJEV, B. FREIDIN, V. SUMILIN

GALLIUMARSENIIDIST JÕUDIOODIDE MITTEISOTERMILINE DÜNAAMILINE PÄRIVOOLU VOLTAMPERKARAKTERISTIK

Galliumarseniidist jõudiodide konstruksioonelementides toimuvate mittestatsionaarsete elektriliste ja soojuslike protsesside kirjeldamiseks on esitatud universaalne füüsikalismatemaatiline mudel, mis põhineb pooljuhtide fenomenoloogiliste võrrandite süsteemi ja soojusjuhtivuse võrrandi lahendamisel. On arvestatud mittekiiruslikku ja kiiruslikku rekombinatsiooni ja rekombinatsioonikiirguse iseneeldumisest tingitud elektron—auk paaride generatsiooni ning kontaktide elektrilisi ja soojustakistusi.

On uuritud elektrilisi ja soojusnähtusi diodis, mida läbib ühekordne sinusoidaalne vooluimpulss (amplituud 1700 A/cm^2 , impulsi kestus 10 ms). Mitteisotermilise dünaamilise pärivoolu voltamperkarakteristiku mõõtmistulemuste võrdlemisel arvutustulemustega on täheldatud kokkulangemist eksperimendi ja mudeli täpsuse piirides.

G. ASHKINAZI, E. VELMRE, A. LOGUSOV,
V. TIMOFEYEV, B. FREIDIN, V. SHUMILIN

NONISOTHERMAL DYNAMIC FORWARD CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF GALLIUM ARSENIDE POWER DIODES

A universal model of nonequilibrium electrical and thermal processes in gallium arsenide power diodes is proposed. The model is based on a numerical solution of phenomenological equations of electrical and thermal conductivity in semiconductors. The model takes into account nonradiative and radiative mechanisms of recombination, generation of electron-hole pairs by radiation, and electrical and thermal contact resistances. Forward current-voltage characteristics and thermal fields of a gallium arsenide power diode with sine-current pulse are calculated. Current pulse amplitude was about 1700 A/cm^2 and it was 10 ms long. Experimental and calculated results coincide quite satisfactorily.