

07

Терагерцевый усилитель на резонансно-туннельном диоде в разрыве полосковой линии

© М.В. Давидович

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
E-mail: davidovicvhmv@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 2 марта 2026 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2026 г.

Принято к публикации 12 мая 2026 г.

Решена задача о включении резонансно-туннельного диода в полосковую линию. Показана возможность усиления такой структурой волн терагерцевого диапазона.

Ключевые слова: резонансно-туннельный диод, полосковая линия, терагерцевый усилитель.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.16.63426.20664

Резонансно-туннельные диоды (РТД) моделируются как квантовые гетероструктуры на основе решения уравнения Шрёдингера или теории функционала плотности без учета конкретных включений их в линии передачи, волноводы и резонаторы [1–12]. Полученные таким образом вольт-амперные характеристики (ВАХ) используют для анализа РТД как включения сосредоточенных элементов для переключения высокочастотных схем [3,7,11]. РТД можно использовать для усиления и генерации гармоник [12]. Для генерации РТД обычно включают в антенны и открытые резонаторы (см. обзоры [13,14]). Имеется большое число публикаций по генераторам на РТД-антеннах и антенных решетках для передачи информации в терагерцевом (THz) диапазоне (например, [15]). В линии передачи и резонаторы малые сосредоточенные элементы включаются с помощью держателей, анализ которых производят с учетом высших типов волн в СВЧ- и КВЧ-диапазонах [16–19]. Однако для РТД в линиях передачи таких публикаций нет.

В настоящей работе мы показываем, что в THz-диапазоне возможно получение усиления и генерации на нескольких РТД, включенных последовательно в разрывы микрополосковых линий (МПЛ). Мы пренебрегаем слабой генерацией высших излучаемых типов волн. Повышение КПД будет происходить при экранированных МПЛ.

Мы рассматриваем THz-усилитель на РТД, включенный в разрыв МПЛ (рис. 1). РТД обладает отрицатель-

ной дифференциальной проводимостью $Y_d = -\partial I / \partial U_a$ или отрицательным дифференциальным сопротивлением $R_d = 1/Y_d$ (рис. 2), поэтому для основной волны МПЛ эквивалентная схема включения имеет вид, показанный на рис. 3. В ней $R = -R_d + R_{Oh}$ — сумма отрицательного дифференциального и омического R_{Oh} сопротивлений диода, C_s — шунтирующая емкость, обусловленная емкостью диода на заземление МПЛ, C_0 — емкость катод–анод РТД, $L = L_k + L_0$ — сумма кинетической и геометрической индуктивностей, R_0 — волновое сопротивление МПЛ на входе, R_1 — волновое сопротивление МПЛ на выходе. Для развязки по постоянному току в схему включена последовательная емкость, которую считаем большой и не показываем. Обозначим ширину МПЛ на входе w_0 , на выходе w_1 , толщину подложки t , толщину диода (пролетного канала) d , высоту структуры h , длину катода и анода l_c и l_a . Эти длины берем порядка 200 nm, что достаточно, чтобы транспорт в них был почти диффузионным и обес-

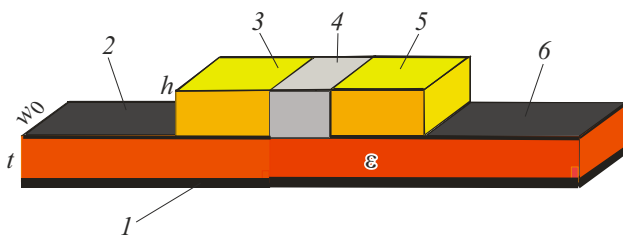


Рис. 1. РТД в разрыве полосковой линии. 1 — металлизация; 2, 6 — полосковая линия; 3 — катод; 4 — РТД; 5 — анод.

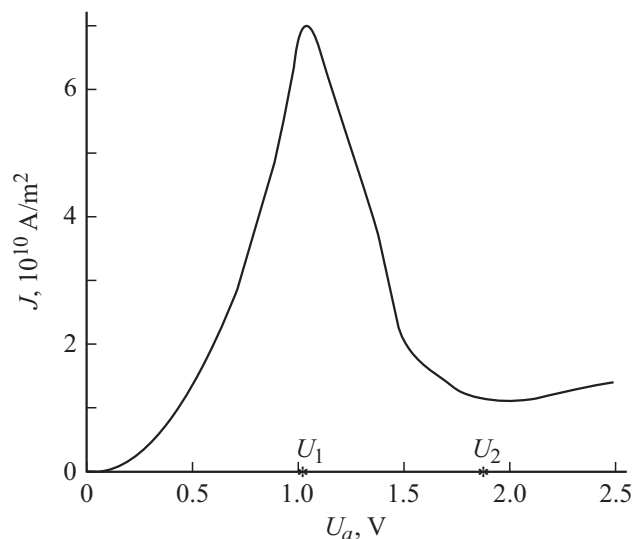


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика РТД.

печивал плотность набегающих на барьер электронов. В этом случае вполне можно считать, что набегающие на барьер электроны распределены по энергии так же, как в полубесконечном катоде. При этом сопротивление катода равно $R_c = R_b(l_c + \lambda_e)/\lambda_e$, т.е. в несколько раз больше баллистического R_b . Здесь λ_e — длина свободного пробега электронов. В этом случае структура больше длины когерентности, и можно использовать классическую формулу для сопротивления. Последовательную емкость можно выполнить путем нахлеста одного полоска на другой с малой толщиной диэлектрической прослойки. Ширина такого нахлеста существенно больше w_0 , а длина мала. Применимость одномодового приближения тем лучше, чем меньше отношение h/t , поскольку высшие типы волн (в том числе и излучаемые пространственные) создают в основном вертикальные плотности тока. Для предотвращения излучения можно использовать экранированную МПЛ.

Емкость C_0 является геометрической и состоит из двух последовательно включенных емкостей барьеров $C_b = \varepsilon_0 \varepsilon_d S/t_b$, т.е. равна $C_0 = C_b/2$. Для арсенида галлия $\varepsilon_d = 12$, при этом квантовой емкостью мы пренебрегли, поскольку размер барьера РТД $t_b = 2$ нм существенно больше атомных. Используем модель РТД с одной квантовой ямой (КЯ), рассмотренную в работах [17,18]. Как показали вычисления, структура с одной КЯ более эффективная, чем структуры с двумя и тремя ямами. Увеличение числа КЯ увеличивает размер структуры и долю диффузионного туннельного транспорта (по сравнению с баллистическим). Диффузионное туннелирование приводит к потере части тока и разогреву структуры. Покажем, что кинетическая индуктивность (КИ) РТД

$$L_k = \frac{2Sd}{I^2} \int_0^{E_F} n_e(E) D(E) dE$$

$$= \frac{2^{3/2} (m^*)^{3/2} Sd}{\pi^2 \hbar^3 I^2} \int_0^{E_F} (E_F - E) D(E) \sqrt{E} dE \quad (1)$$

мала. В (1) $I = SJ$ — ток структуры, J — плотность туннельного тока (рис. 2), $S = hw_0$ — пло-

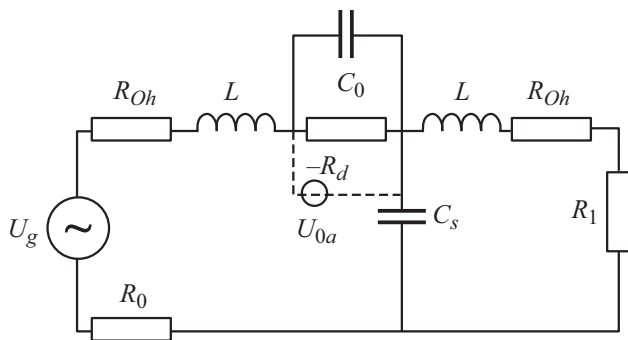


Рис. 3. Высокочастотная схема РТД в МПЛ. Штриховой линией показана цепь постоянного смещения.

щадь эмиссии, m^* — эффективная масса, $n_e(E)$ — плотность частиц, набегающих в секунду на барьер со скоростью v_e , D — коэффициент туннелирования, $E = m^* v_x^2/2$. Плотность частиц в единице объема электродов в интервале скоростей от v_x до $v_x + dv_x$ равна $dn_x = n_e dv_x = 2^{-1} \pi^{-2} \hbar^{-3} m_e^2 (E_F - E) dv_x$ [20,21]. Электроны движутся через барьер баллистически без потери энергии со скоростью, соответствующей энергии туннелирования. Поскольку (1) зависит от тока, оценим КИ, вынося по теореме о среднем значении $\sqrt{E_F/2}$ из-под интеграла и используя значение для туннельной плотности тока при нулевой температуре. Тогда $L_k(I) = 2^{5/2} (m^*)^{1/2} \sqrt{E_F/2} d/(eI)$. Используем значение тока в рабочей точке 3.5 А, получим $L_k = 0.105 \cdot 10^{-19}$ Н, и КИ можно пренебречь. Малая КИ связана, согласно (1), с малыми размерами S и d и малой эффективной массой. Влияние КИ возможно в распределенных структурах с большим числом РТД. Удобно считать $l_c = l_a$. Тогда геометрическая индуктивность равна $L_0 = \mu_0 l \ln(2l/(w_0+h) + 1/2)/(2\pi)$, где $l = (l_c + l_a + d)/2$. Оценка для нее дает 2.49 пН. Поскольку катод и анод экранируются полоской, имеем $C_s = \varepsilon_0 \varepsilon w_0 d/t$, где ε — диэлектрическая проницаемость (ДП) подложки МПЛ. Теперь $L = L_0 + L_k/2$. Рассматриваем структуру с одной КЯ размером $t_w = 2$ нм и двумя барьерами размером $t_b = 2$ нм, выполненную по технологии GaAs–Ga_{1-x}Al_xAs при легировании теллуром, используя значения уровня Ферми 0.4 эВ, работу выхода 4.5 эВ, значение эффективной массы электронов 0.067 m_e и ДП барьеров, равную 12. Вычисление прозрачности и плотности тока при комнатной температуре приводит для таких данных к ВАХ, показанной на рис. 2. Обозначая $Z_1 = 2i\omega L + 1/(-1/R_d + i\omega C_0) + R_{Oh}$, $Z_2 = 1/Y_2 = 1/(i\omega C_s)$, $Z_3 = i\omega L + R_{Oh}$, имеем для T-схемы (рис. 3) матрицу передачи \hat{a} с элементами $a_{11} = 1 + Z_1 Y_2$, $a_{12} = Z_1 + Z_3 + Z_1 Y_2 Z_3$, $a_{21} = Y_2$, $a_{22} = 1 + Z_3 Y_2$ и коэффициент передачи $T = 2/(a_{11} + a_{21} R_0 + a_{12}/R_1 + a_{21} R_0/R_1)$. В РТД зависимость тока от напряжения имеет нелинейный вид $I = SJ = f(U_a)$ (рис. 2). Ее аппроксимируем функцией $I = s_1 U - s_2 U^2 + s_2 U^3$, в которой все коэффициенты положительные, а напряжение есть $U = U_{0a} + U_g$, где U_{0a} — постоянное анодное напряжение (смещение), U_g — высокочастотное напряжение (рис. 3). Коэффициент $s_1 = dI(0)/dU_a$ есть известная начальная крутизна. Если определить напряжения максимума U_1 и минимума U_2 ВАХ (рис. 2) и обозначить $\alpha = s_2/s_3 = 3(U_1 + U_2)/2$, то получим $s_1/(3s_3) = (3(U_1 + U_2)/2)^2/9 - (U_2 - U_1)^2/4$. Выберем рабочую точку в центре $U_{0a} = 3\alpha = (U_1 + U_2)/2$. Анодное напряжение складывается из постоянного смещения U_{0a} и переменного напряжения U_g , определяемого волной в схеме. Падение напряжения на РТД определяем как обратную функцию $U_a = f^{-1}(I)$. К нему следует добавить падение напряжения на омическом сопротивлении электродов за счет диффузионно-баллистического транспорта. Если размер электродов существенно боль-

ше длины свободного пробега λ_e , то их сопротивление равно $R_{Oh} = \rho l/S$, где ρ — удельное сопротивление. Иначе, с учетом долиного вырождения g_v , сопротивление равно $R_{Oh} = 1/G$, где проводимость имеет вид

$$G = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar^3} \frac{\lambda_e S g_v m^* k_B T}{\lambda_e + l} \ln\left(1 + \frac{E_F}{k_B T}\right). \quad (2)$$

Вводим нелинейное сопротивление диода $\tilde{R}_d(I) = U_a/I = f^{-1}(I)/I$. Его удобно объединить с емкостным сопротивлением, взяв $\tilde{Z}(I) = 1/(1/\tilde{R}_d(I) + i\omega C_0)$. Тогда схема на рис. 3 становится двухконтурной с токами в контурах I_1 и I_2 . При $U_g \ll U_2 - U_1 \sim 1V$ и $\tilde{Z} = 1/(-1/R_d + i\omega C_0)$ задача становится линейной, и ее уравнения Кирхгофа сводятся к системе двух линейных алгебраических уравнений с решением $I_1 = U_g(R_1 + R_{Oh} + i\omega L + 1/(i\omega C_s))/\Delta$, $I_2 = U_g/(i\omega C_s \Delta)$, где

$$\Delta = (R_0 + R_{Oh} + i\omega L + \tilde{Z} + 1/(i\omega C_s)) \times (R_1 + R_{Oh} + i\omega L + 1/(i\omega C_s)) - 1/(\omega C_s)^2$$

— детерминант системы. Комплексный ток $I_1 = I + I_C$ равен сумме токов через РТД и емкость, при этом напряжение на РТД равно $U_d = \tilde{Z}I_1$, $I_C = i\omega C_0 U_d$, а ток I действительный и равен $I = \text{Re}(I_1) = (U_a - U_d)/R_d$. В случае большого сигнала система уравнений становится нелинейной, и ее формальное решение содержит зависимость от тока I . Вводим начальное смещение и из решения системы уравнений находим $I(U_a) = \text{Re}(I_1)$. Из этого нелинейного уравнения находим новую рабочую точку $U_a = f(\text{Re}(I_1))$. Выполняя итерации, определяем решение в нелинейном случае. Нелинейную задачу удобно решать как нестационарную, задавая начальный момент включения генератора и определяя токи для каждого момента времени. Тогда спектр I_2 определяет генерацию гармоник.

Наиболее простые соотношения могут быть получены, если пренебречь шунтирующей емкостью. При площади эмиссии $S = 10^{-10} \text{ m}^2$ и размерах $w_0 = 0.01 \text{ mm}$, $h = 0.01 \text{ mm}$ получаем ток в максимуме 7 A и $R_d = 0.14 \Omega$. При этом емкость $C_0 = 3.32 \text{ pF}$. На частоте 1 THz ее реактивная проводимость $(20.8i)S$, что больше проводимости РТД $Y_d = 1/R_d$. Пренебрежение ею возможно в миллиметровом диапазоне. Шунтирующую емкость оцениваем как $C_s = \epsilon_0 \epsilon w_0 d/t$, где $d = 2t_b + t_w = 6 \text{ nm}$ — размер РТД. Отметим, что при длине свободного пробега $\lambda_e = 120 \text{ nm}$ в GaAs при комнатной температуре получаем коэффициент баллистического прохождения $\lambda_e/(\lambda_e + d) = 0.952$. В случае двух ям он уменьшается до 0.923 , а для трех ям — до 0.896 . Диффузионная часть тока приводит к частичной его потере и разогреву структуры. Для снижения шунтирующей емкости удобно выполнять МПЛ на подложке с малой ϵ , например кварцевой или из CVD-алмаза с $\epsilon = 5.6$. Такая подложка, кроме того, хорошо отводит тепло. Положив

$t = 0.01 \text{ mm}$, получим оценку $C_s = 3 \cdot 10^{-7} \text{ pF}$. Реально емкость может быть на один-два порядка больше за счет емкости корпуса и паразитных емкостей. Напряжение генератора берем в виде $U_g(t) = U_{g0} \exp(i\omega t)$. В этом случае схема одноконтурная, и имеем сдвинутый по фазе комплексный ток $\dot{I} = I(U_a) \exp(-i\varphi) = U_{g0}/Z_f$, где полное комплексное сопротивление контура имеет вид $Z_f(I) = |Z_f| \exp(i\varphi) = R_0 + R_1 + 2R_{Oh} + 2i\omega L + 1/(I(U_a)/U_a + i\omega C_0)$. Для квадрата его модуля получаем

$$|Z_f(I)|^2 = [R_0 + R_1 + 2R_{Oh} + (I(U_a)/U_a)/(I^2(U_a)/U_a^2 + (\omega C_0)^2)]^2 + \omega^2 [2L - C_0/(I^2(U_a)/U_a^2 + (\omega C_0)^2)]^2. \quad (3)$$

Из нелинейного уравнения $I_1 = U_{g0}/Z_f(I)$ итерационно определяем ток контура, ток через РТД $I = \text{Re}(U_{g0}/Z_f)$ или $I(U_a, U_{g0}) = U_{g0} \cos \varphi / |Z_f(I)|$ и напряжение на аноде $U = f^{-1}(I) = \text{Re}(\tilde{Z}(I)I_1)$. Для малых частот $|Z_f| \approx Z_f \approx R_0 + R_1 + 2R_{Oh} + U_a/I(U_a)$. В линейном случае $Z_f = R_0 + R_1 + 2R_{Oh} - R_d$, и для коэффициента передачи имеем $T = 1/[(1 + R_0/R_1)/2 + (R_{Oh} - R_d/2)/R_1]$. При одинаковых волновых сопротивлениях в пренебрежении малыми омическими потерями в нашем случае для волнового сопротивления 50Ω получим максимальное значение $T = 1/(1 - R_d/(2R_0)) = 1.0014$. Это весьма малое усиление. Поскольку размер d мал, выход состоит в последовательном включении нескольких или нескольких десятков РТД, а также в уменьшении волнового сопротивления МПЛ. Если их суммарное отрицательное сопротивление $R_d = -2R_0$, то возникает бесконечное усиление, т.е. генерация. Для МПЛ с сопротивлением 50Ω для этого требуется включить более 700 РТД, поэтому целесообразно использовать МПЛ с сопротивлением менее 1Ω или рассматривать распределенный усилитель и корректно учитывать фазовые набеги. Поскольку мощность одного усилителя мала, для повышения мощности следует выполнять разветвление МПЛ, питаемое от одного генератора, а затем складывать мощности. Выполняя усилитель в миллиметровом диапазоне, можно получить генерацию гармоник в ТГц-диапазоне. Реально последовательные включения чипов с РТД удобно выполнять через отрезки МПЛ определенной длины l_0 . В нашем случае $l_0 \geq 500 \text{ nm}$. Для снижения потерь l_0 должна быть минимальной.

На рис. 4 приведены результаты расчета модуля коэффициента прохождения $|T|$ для включения n чипов РТД через отрезки МПЛ. При численном моделировании учтены все введенные емкости и индуктивности. Выполняя на правом конце короткое замыкание, получим генератор ТГц-диапазона. Действительно, в отсутствие падающей волны небольшие флуктуации напряжения около рабочей точки усиливаются, а ограничение усиления происходит при достижении нелинейного режима. Потери в МПЛ учтены для отношения мнимой и действительной частей ДП 0.001 , что характерно для ТГц-диапазона.

Таким образом, в работе показана возможность усиления ТГц-волн несколькими РТД, включенными в МПЛ,

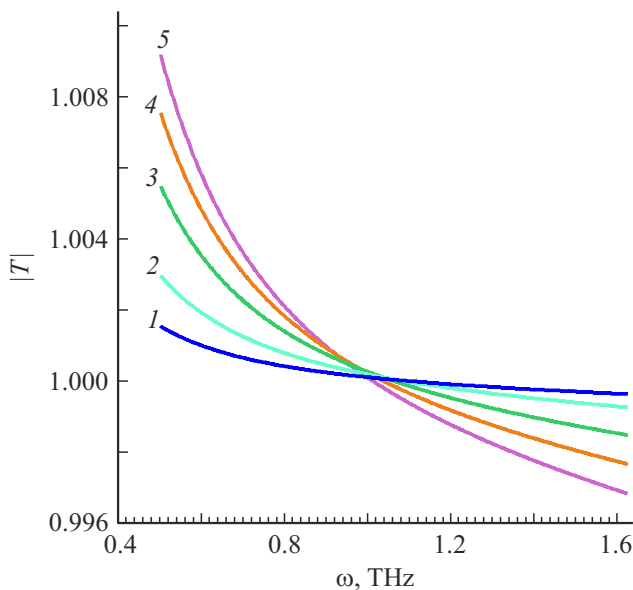


Рис. 4. Модуль коэффициента прохождения с учетом потерь в зависимости от круговой частоты при одном (1), двух (2), трех (3), четырех (4) и пяти (5) РЭД, включенных через отрезки МПЛ 500 nm. Сопротивление МПЛ 50 Ω , тангенс угла потерь 0.001.

с учетом потерь в РЭД и МПЛ. Для преодоления трудностей, связанных с малым отрицательным сопротивлением РЭД, следует использовать МПЛ с малыми волновыми сопротивлениями, т.е. уменьшать толщину подложек и увеличивать ширину линий. Последнее позволяет увеличить ток РЭД и мощность.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (№ FSRR-2026-0006).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593 (1974). DOI: 10.1063/1.1655067
- [2] O. Pinaud, *J. Appl. Phys.*, **92** (4), 1987 (2002). DOI: 10.1063/1.1494127
- [3] J.P. Sun, G.I. Haddad, P. Mazumder, J.N. Schulman, *Proc. IEEE*, **86** (4), 641 (1998). DOI: 10.1109/5.663541
- [4] В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ*, **116** (2), 704 (1999). [V.F. Elesin, *JETP*, **89** (2), 377 (1999). DOI: 10.1134/1.558994].
- [5] В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ*, **145** (6), 1078 (2014). DOI: 10.7868/S0044451014060123 [V.F. Elesin, *JETP*, **118** (6), 951 (2014). DOI: 10.1134/S1063776114060041].
- [6] В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ*, **144** (5), 1086 (2013). DOI: 10.7868/S0044451013110199 [V.F. Elesin, *JETP*, **117** (5), 950 (2013). DOI: 10.1134/S1063776113130104].
- [7] R. Bhukya, G. Hampika, M. Guduri, in *Energy systems, drives and automations*, ed. by A. Sikander, D. Acharjee, C. Chanda, P. Mondal, P. Verma, Ser. Lecture Notes in Electrical Engineering (Springer, Singapore, 2020), vol. 664, p. 187–192. DOI: 10.1007/978-981-15-5089-8_17
- [8] В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ*, **127** (1), 131 (2005). [V.F. Elesin, *JETP*, **100** (1), 116 (2005). DOI: 10.1134/1.1866204].
- [9] В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ*, **124** (2), 379 (2003). [V.F. Elesin, *JETP*, **97** (2), 343 (2003). DOI: 10.1134/1.1608999].
- [10] М.В. Давидович, *Письма в ЖЭТФ*, **110** (7), 465 (2019). DOI: 10.1134/S0370274X19190068 [M.V. Davidovich, *JETP Lett.*, **110** (7), 472 (2019). DOI: 10.1134/S0021364019190068].
- [11] К.С. Гришаков, В.Ф. Елесин, *ФТП*, **50** (8), 1113 (2016). [K.S. Grishakov, V.F. Elesin, *Semiconductors*, **50** (8), 1092 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616080121].
- [12] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.Ю. Сукочев, И.Ю. Безотосный, М.П. Бежко, *ФТП*, **48** (7), 983 (2014). [V.F. Elesin, I.Yu. Kateyev, A.Yu. Sukochev, I.Yu. Bezotosny, M.P. Bezhko, *Semiconductors*, **48** (7), 954 (2014). DOI: 10.1134/S1063782614070045].
- [13] А.В. Андрианов, *ФТТ*, **65** (10), 1633 (2023). DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56311.142 [A.V. Andrianov, *Phys. Solid State*, **65** (10), 1563 (2023). DOI: 10.61011/PSS.2023.10.57208.142].
- [14] M. Asada, S. Suzuki, *Sensors*, **21**, 1384 (2021). DOI: 10.3390/s21041384
- [15] K. Arzi, S. Suzuki, A. Rennings, D. Erni, N. Weimann, M. Asada, W. Prost, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **10**, 221 (2020). DOI: 10.1109/TTHZ.2019.2959411
- [16] R.L. Eisenhart, P.J. Khan, *IEEE Trans.*, **MTT-19**, 706 (1971). DOI: 10.1109/TMTT.1971.1127612
- [17] O.L. El-Saed, *IEEE Trans.*, **MTT-22**, 769 (1974). DOI: 10.1109/TMTT.1974.1128334
- [18] J.S. Joshi, J.A.F. Cornick, *IEEE Trans.*, **MTT-24**, 573 (1976). DOI: 10.1109/TMTT.1976.1128911
- [19] M.V. Davidovich, *IEEE Trans.*, **MTT-47** (3), 65 (1999). DOI: 10.1109/22.750220
- [20] M.V. Davidovich, I.S. Nefedov, O.E. Glukhova, M.M. Slepchenkov, J.M. Rubi, *Sci. Rep.*, **15**, 3521 (2025). DOI: 10.1038/s41598-025-87177-3
- [21] M.V. Davidovich, I.S. Nefedov, R.K. Yafarov, *J. Appl. Phys.*, **137** (13), 134304 (2025). DOI: 10.1063/5.0251401