

Научная статья

УДК 621.3.082.55

<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2022-1-62-67>

Копланарная линия на подложке из арсенида галлия для электрооптической стробоскопической измерительной системы с полосой пропускания более 110 ГГц

Михаил Александрович Зенченко^{1✉}, Андрей Владимирович Клеопин², Владислав Валерьевич Макаров³, Леонид Николаевич Селин⁴

^{1, 2, 3, 4} Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево, Московская область, Россия

¹zenchenko@vniiftri.ru, ²kleopin@vniiftri.ru, ³makarov_vv@vniiftri.ru, ⁴get182@vniiftri.ru

Аннотация. Рассмотрена проблема измерений параметров пикосекундных электрических импульсов с шириной спектра более 110 ГГц. Для измерений параметров указанных электрических импульсов предложено использовать электрооптическую стробоскопическую измерительную систему. Описано несколько вариантов исполнения копланарной линии передачи – центрального узла электрооптической стробоскопической измерительной системы. Рассчитаны параметры копланарной линии с подложкой из арсенида галлия. Проведён энергетический расчёт электрооптической стробоскопической измерительной системы, в которой определяются параметры прошедшего зондирующего лазерного излучения. Приведена оптическая схема электрооптической стробоскопической измерительной системы, предварительно рассчитаны её оптические элементы. Описаны пути повышения чувствительности системы и способ фокусировки лазерного излучения в пятно диаметром несколько десятков микрон.

Ключевые слова: пикосекундный электрический импульс, электрооптическая стробоскопическая система, копланарная линия передачи

Для цитирования: Зенченко М. А., Клеопин А. В., Макаров В. В., Селин Л. Н. Копланарная линия на подложке из арсенида галлия для электрооптической стробоскопической измерительной системы с полосой пропускания более 110 ГГц // Измерительная техника. 2022. № 1. С. 62–67. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2022-1-62-67>

The coplanar waveguide with gallium arsenide substrate for the electro-optic sampling system with a bandwidth over 110 GHz

Mikhail A. Zenchenko^{1✉}, Andrey V. Kleopin², Vladislav V. Makarov³, Leonid N. Selin⁴

^{1, 2, 3, 4} Russian Metrological Institute of Technical Physical and Radio Engineering Measurements, Mendeleev, Moscow region, Russia

¹zenchenko@vniiftri.ru, ²kleopin@vniiftri.ru, ³makarov_vv@vniiftri.ru, ⁴get182@vniiftri.ru

Abstract. The issue of parameters measurements of picosecond electric pulses with bandwidth of 110 GHz and above is considered. It is proposed to use the electro-optic sampling system for the measurements. Several configurations of coplanar waveguide used as a probe in the electro-optic sampling system are presented; dimensions of waveguide with GaAs substrate are calculated. Beam energy values are calculated for the electro-optic sampling system where passed probe beam parameters are under investigation. Optical design is discussed briefly. Some optical components parameters are estimated. The issues of the sensitivity of the electro-optic sampling system and laser beam focusing into spot with a diameter of about tens of micrometers are covered.

Keywords: picosecond electric pulse, electro-optic sampling system, coplanar waveguide

Введение. С развитием технологий и совершенствованием стандартов связи спектры сигналов, применяемых для передачи информации, становятся сложнее, шире и смещаются в сторону более высоких частот. В стандарте 5G выделены две полосы частот: 600–6000 МГц; 24–100 ГГц. Существуют исследования, подтверждающие возможность использования Е-диапазона (60–90 ГГц) для космической связи [1]. При исследовании параметров оборудования для генерирования

и приёма широкополосных импульсных или цифровых сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн необходимо добиться соответствующего временного разрешения.

Известным техническим решением для определения параметров таких сигналов является электрооптическая стробоскопическая (ЭОС) система [2]. Её преимуществом является высокое временное разрешение, которое обеспечивает входящий в состав системы фемтосекундный

импульсный лазер. Принцип работы ЭОС-системы заключается в следующем: в электрическом поле, образуемом исследуемым сигналом, располагается облучаемый лазером электрооптический материал. Параметры анализируемого отражённого или прошедшего излучения зависят от исследуемого сигнала, по этим параметрам определяют напряжение сигнала во временном промежутке, соответствующем временной разрешающей способности системы. Для развёртки сигнала по временной шкале применяются система синхронизации сигнала и лазера, а также линия задержки оптического излучения.

Цель настоящей работы – расчёт копланарной линии с подложкой из электрооптического материала. Линию планируется использовать в качестве центрального узла ЭОС-системы.

Расчёт копланарной линии. Металлизация полупроводниковой основы копланарной линии осуществляется с помощью фотолитографии. При использовании сухих плёночных фоторезистов субстративным методом можно получить проводники и зазоры между ними с минимальными размерами 0,07–0,04 мм при толщине проводника 5 мкм [3]. В [4] описан расчёт и экспериментальное исследование копланарной линии с подложкой из низкотемпературного арсенида галлия (LT-GaAs), при этом линия служит фотопроводящим ключом для генерирования сверхкоротких электрических импульсов.

Требуется минимизировать линейные размеры проводников, образующих копланарную линию, чтобы частоты паразитных резонансов превышали верхнюю граничную частоту эффективной полосы частот генерируемого сигнала [5]. Следовательно, при выборе размеров проводников копланарной линии необходимо учитывать технологические ограничения – толщину и ширину проводника (5 и 50 мкм соответственно).

Ширина запрещённой зоны GaAs составляет 1,42 эВ, что соответствует длине волны 870 нм. Чтобы избежать генерации паразитного импульса при воздействии лазерного излучения, длина волны лазера должна быть больше 870 нм. Кроме того, от длины волны зависит коэффициент пропускания излучения: при длине волны излучения менее 900 нм GaAs непрозрачен, для диапазона длин волн от 1100 нм до 10 мкм коэффициент пропускания почти неизменен и приблизительно равен 0,55. Во всех последующих расчётах использовали значение длины волны 1550 нм (эрбиевые волоконные лазеры).

Эффективную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{эфф}$ рассчитаем по формуле из [6] (здесь и далее функция $K(x)$ – эллиптический интеграл 1-го рода):

$$\varepsilon_{эфф} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \frac{K(k'_1)}{K(k_1)}, \quad (1)$$

где $k_0 = S/(S+2W)$; $k_1 = \sinh \frac{\pi S}{4h} / \sinh \frac{\pi(S+2W)}{4h}$; $k'_0 = \sqrt{1-k_0^2}$; $k'_1 = \sqrt{1-k_1^2}$; ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость; S – ширина центрального проводника; W – расстояние между центральным и боковым проводниками копланарной линии; h – толщина подложки.

Волновое сопротивление Z_B копланарной линии определим как [6]:

$$Z_B = 30\pi / \sqrt{\varepsilon_{эфф}} [K(k'_0)/K(k_0)]. \quad (2)$$

Дисперсию в копланарных линиях рассчитаем по формулам [6]:

$$\sqrt{\varepsilon_{эфф}} = \sqrt{\varepsilon_q} + (\sqrt{\varepsilon_r} - \sqrt{\varepsilon_q}) / (1 + aF^{-b}); \quad (3)$$

$$F = f/f_{TE}; \quad (4)$$

$$f_{TE} = c / (4h\sqrt{\varepsilon_r - 1}); \quad (5)$$

$$\log(a) \approx u \log(S/W) + v; \quad (6)$$

$$u \approx 0,54 - 0,64q + 0,015q^2; \quad (7)$$

$$v \approx 0,43 - 0,86q + 0,540q^2; \quad (8)$$

$$q = \ln(S/h), \quad (9)$$

где ε_q – эффективная диэлектрическая проницаемость для статического режима; b – независимый параметр, $b=1,8$ для копланарной линии; f – частота электрического сигнала, при которой рассчитывается $\varepsilon_{эфф}$; f_{TE} – предельная частота низшей моды волны ТЕ-типа.

Выражения (3)–(9) справедливы при выполнении следующих условий: $0,1 < S/W < 5$; $0,1 < S/h < 5$; $1,5 < \varepsilon_r < 50$; $0 < f/f_{TE} < 10$.

Формулы для расчёта копланарной линии с боковыми проводниками конечной ширины имеют вид [7]:

$$\varepsilon_{эфф} = 1 + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \frac{K(k'_2)}{K(k_2)} \frac{K(k'_3)}{K(k_3)}, \quad (10)$$

$$Z_B = 30\pi / \sqrt{\varepsilon_{эфф}} [K(k'_2)/K(k_2)], \quad (11)$$

где

$$k_2 = \frac{S}{S+2W} \sqrt{\frac{1 - [(S+2W)/(2L+2W+S)]^2}{1 - [S/(2L+2W+S)]^2}};$$

$$k_3 = \frac{\sinh[\pi S/(4h)]}{\sinh[\pi(S+2W)/(4h)]} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \left[\frac{\sinh[\pi(S+2W)/(4h)]}{\sinh[\pi(2L+2W+S)/(4h)]} \right]^2 \right\} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \left[\frac{\sinh[\pi S/(4h)]}{\sinh[\pi(2L+2W+S)/(4h)]} \right]^2 \right\}^{-1/2};$$

$$k'_2 = \sqrt{1-k_2^2}; \quad k'_3 = \sqrt{1-k_3^2}.$$

В работе [8] показано, что влияние толщины металлизации на волновое сопротивление линии тем сильнее, чем

меньше диэлектрическая проницаемость диэлектрика, из которого изготовлена подложка. Согласно [8, fig. 4, b] с учётом толщины t металлизации при отношении $t/W=0,1$ волновое сопротивление меньше вычисленного по формуле (6) на 7 %.

Рассчитаем время прохождения луча через подложку толщиной 200 мкм:

$$\tau = h/(c/n_0) = 200/[(3 \cdot 10^8)/3,374] = 2,25 \text{ пс},$$

где n_0 – показатель преломления GaAs для излучения с длиной волны 1550 нм.

Импульс с длительностью фронта, равной полученному времени прохождения луча, занимает полосу частот 0–150 ГГц.

По формулам (1)–(9) для значений $S=59$ мкм, $W=50$ мкм, $h=200$ мкм, $t=5$ мкм рассчитали параметры копланарной линии. При данной конфигурации копланарной линии предельная частота $f_{TE}=108,7$ ГГц. Результаты расчёта волнового сопротивления для частот 0–100 ГГц представлены на рис. 1. Наименьшее влияние на волновое сопротивление оказывает изменение толщины подложки. Уменьшение ширины центрального проводника на 10 мкм приводит к увеличению волнового сопротивления приблизительно на 4 Ом.

Боковые проводники реальной копланарной линии имеют конечную ширину. По формулам (10)–(11) при указанных выше значениях размеров и ширине бокового проводника $L=1$ мм рассчитали параметры копланарной линии. Вычисленное значение волнового сопротивления в квазистатическом режиме $Z=50,12$ Ом незначительно отличается от результата, полученного для линии с бесконечными боковыми проводниками. При увеличении ширины боковых проводников сопротивление линии приближается к сопротивлению модели линии с бесконечными проводниками.

Энергетический расчёт ЭОС-системы. Арсенид галлия является электрооптическим материалом: характеристики распространяющейся в этом материале электромагнитной волны оптического излучения зависят от направления распространения и напряжённости действующего

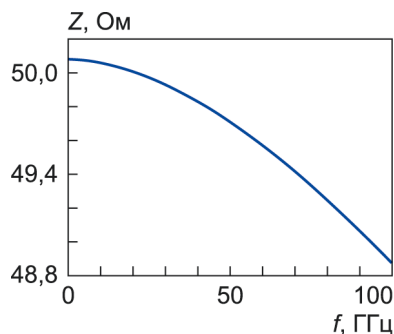


Рис. 1. Волновое сопротивление копланарной линии с параметрами $S=59$ мкм, $W=50$ мкм, $h=200$ мкм для диапазона частот 0–100 ГГц

Fig. 1. The wave impedance of the coplanar waveguide with dimensions $S=59 \mu\text{m}$, $W=50 \mu\text{m}$, $h=200 \mu\text{m}$ within 0–100 GHz frequency band

электрического поля. Кристалл GaAs обладает кубической сингонией и его электрооптические свойства характеризуются единственным электрооптическим коэффициентом $r_{41}=1,4 \cdot 10^{-12}$ м/В. Эффект Керра в GaAs проявляется слабо, поэтому можно его не учитывать [9]. Если вектор напряжённости электрического поля E параллелен какому-либо ребру кристаллической решётки, то показатели преломления n_1 , n_2 , n_3 определяются следующими выражениями [9]:

$$n_1=n_0; n_2 \approx n_0 + n_0^3 r_{41} E/2; n_3 \approx n_0 - n_0^3 r_{41} E/2,$$

где E – амплитуда напряжённости электрического поля, создаваемого приложенным напряжением.

Лазерный луч, проходя сквозь подложку из GaAs, вначале теряет часть энергии при отражении от границы воздух/GaAs, затем испытывает ослабление в полупроводнике, затем теряет ещё часть энергии при прохождении границы GaAs/воздух (рис. 2, а). Напряжённость электрического поля прошедшего лазерного излучения $E_{\text{пр}}$ можно рассчитать по формуле

$$E_{\text{пр}} = t_{\text{в/GaAs}} \sigma e^{i\varphi} t_{\text{GaAs/в}} E_{\text{изл}},$$

где $t_{\text{в/GaAs}}$, $t_{\text{GaAs/в}}$ – коэффициенты пропускания на границах воздух/GaAs и GaAs/воздух соответственно; σ – коэффициент поглощения в GaAs; φ – фазовый набег; $E_{\text{изл}}$ – напряжённость электрического поля лазерного излучения до прохождения через подложку.

Коэффициенты пропускания $t_{1/2}$ и поглощения σ рассчитаем по формулам:

$$t_{1/2} = 2n_1/(n_1 + n_2); \sigma = \exp(-\alpha l),$$

где n_1 , n_2 – показатели преломления первой и второй сред соответственно; α – показатель поглощения (натуральный); l – длина пути, пройденного лучом в материале.

Интенсивность прошедшего излучения определим как

$$I_{\text{пр}} = |E_{\text{пр}} E_{\text{пр}}^*| / (2Z_{\text{м}}),$$

где $E_{\text{пр}}^*$ – комплексно-сопряжённая величина к $E_{\text{пр}}$; $Z_{\text{м}}$ – волновое сопротивление материала – среды распространения излучения.

При дальнейших расчётах примем, что электрическое поле в толще подложки, образуемое электрическим импульсом амплитудой 1 В, на пути прохождения лазерного импульса во время прохождения однородно и стационарно. Амплитуду напряжённости электрического поля вычислим по формуле

$$E = U/(\epsilon_r d),$$

где d – ширина промежутка между металлизированными проводниками на подложке; U – амплитуда напряжения, приложенного между проводниками.

Проекции вектора $E_{\text{пр}}$ на оси показателей преломления кристалла (рис. 2, б, ψ – угол между вектором напряжённости электрического поля и осью n_x) определяются как

$$E_{\text{пр}x} = E_{\text{пр}} \cos \psi = t_{\text{в/GaAs}} \sigma e^{i\varphi_1} t_{\text{GaAs/в}} E_{\text{изл}} \cos \psi;$$

$$E_{\text{пр}y} = E_{\text{пр}} \sin \psi = t_{\text{в/GaAs}} \sigma e^{i\varphi_2} t_{\text{GaAs/в}} E_{\text{изл}} \sin \psi,$$

где φ_1, φ_2 – фазовые набеги проекций $E_{\text{пр}x}, E_{\text{пр}y}$ соответственно; $\varphi_1 = 2\pi h n_{\text{GaAs}} / \lambda$; $\varphi_2 = 2\pi h (n_{\text{GaAs}} + n_{\text{GaAs}}^3 r_{41} E_x) \lambda^{-1}$; n_{GaAs} – показатель преломления GaAs; λ – длина волны лазерного излучения; r_{41} – электрооптический коэффициент GaAs; E_x – напряжённость электрического поля в подложке, создаваемая приложенным импульсным напряжением.

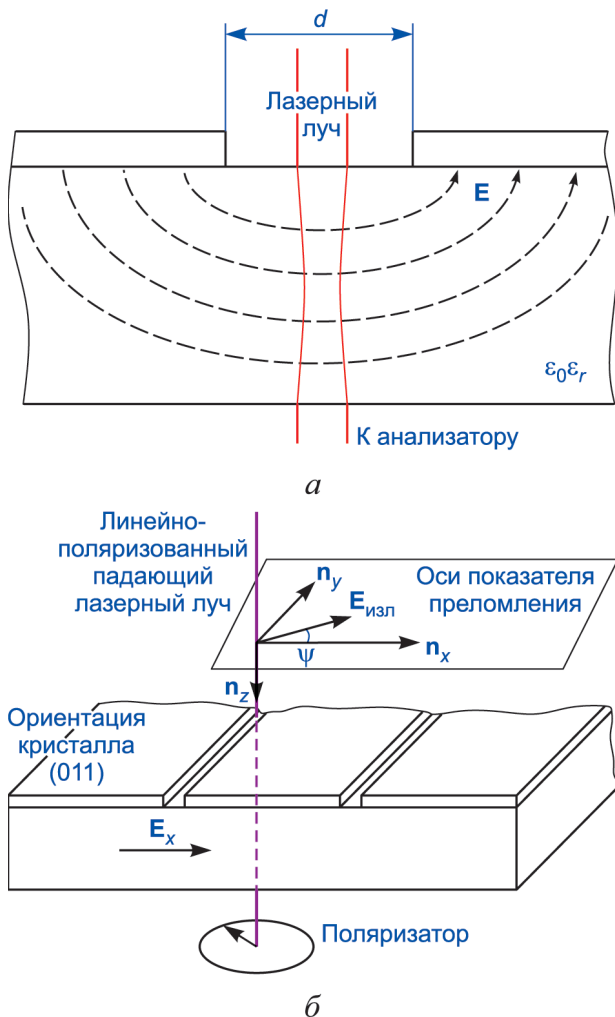


Рис. 2. Схема прохождения лазерного луча через подложку копланарной линии:

а – распределение поля в толще подложки, определяемое приложенным к копланарной линии напряжением; б – распространение лазерного луча в системе, вектор напряжённости электрического поля падающего излучения перпендикулярен оси пропускания поляризатора

Fig. 2. The diagram of a laser beam passage through the coplanar waveguide substrate:

а – electric field distribution in substrate bulk determined by applied voltage; б – laser beam propagation through waveguide probe (electric vector of incident beam is transverse to the polarizer axis)

Напряжённость электрического поля $E_{\text{пл}}$ и интенсивность $I_{\text{пл}}$ оптического излучения, прошедшего через поляризатор, определим по формулам соответственно:

$$E_{\text{пл}} = E_{\text{пр}y} \cos \psi - E_{\text{пр}x} \sin \psi = t_{\text{в/GaAs}} \sigma e^{i\varphi_1} t_{\text{GaAs/в}} \times \\ \times E_{\text{изл}} \cos \psi \sin \psi - t_{\text{в/GaAs}} \sigma e^{i\varphi_2} t_{\text{GaAs/в}} E_{\text{изл}} \sin \psi \cos \psi = \\ = \sin(2\psi) t_{\text{в/GaAs}} \sigma t_{\text{GaAs/в}} E_{\text{изл}} (e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi_2}) / 2; \quad (12)$$

$$I_{\text{пл}} = E_{\text{изл}}^2 t_{\text{в/GaAs}}^2 t_{\text{GaAs/в}}^2 \sigma^2 \sin^2(2\psi) \frac{2 - 2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}{8Z_m} \times \\ = I_{\text{изл}} t_{\text{в/GaAs}}^2 t_{\text{GaAs/в}}^2 \sigma^2 \sin^2(2\psi) \sin^2\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) = \\ = I_{\text{изл}} t_{\text{в/GaAs}}^2 t_{\text{GaAs/в}}^2 \sigma^2 \sin^2(2\psi) \sin^2\left(\frac{\pi h n_{\text{GaAs}}^3 r_{41} E_x}{2\lambda}\right).$$

Согласно формуле (12) интенсивность прошедшего через поляризатор излучения будет максимальной при $\psi = \pi/4$. Множитель – синус с аргументом, включающим напряжённость электрического поля E_x , отвечает за колебания интенсивности прошедшего лазерного излучения. При этом «рабочая точка» системы (значение $I_{\text{пл}}$ в отсутствие воздействующего электрического поля) находится в невыгодном положении для получения максимального диапазона изменений интенсивности. Для её смещения необходимо расположить четвертьволновую пластину по ходу лазерного луча до контакта с подложкой. В таком случае выражение для интенсивности лазерного излучения, прошедшего через поляризатор, примет вид

$$I_{\text{пл}} = I_{\text{изл}} t_{\text{в/GaAs}}^2 t_{\text{GaAs/в}}^2 \sigma^2 \sin^2(2\psi) \times \\ \times \sin^2\left[\pi/4 + \pi h n_{\text{GaAs}}^3 r_{41} E_x / 2\lambda\right]. \quad (13)$$

Последующие расчеты выполним с учётом следующих значений: $\lambda = 1550$ нм; $n_{\text{GaAs}} = 3,374$; $r = 0,54$; $t_{\text{в/GaAs}} = 0,457$; $t_{\text{GaAs/в}} = 1,543$; $r_{41} = 1,4 \cdot 10^{-12}$ м/В; $\alpha = 0,6$ [9]; энергия и длительность лазерного импульса 1,2 нДж и 100 фс соответственно; диаметр коллимированного лазерного пучка 1 мм (лазеры серии EFO (ООО «Авеста-Проект», Россия)). С использованием

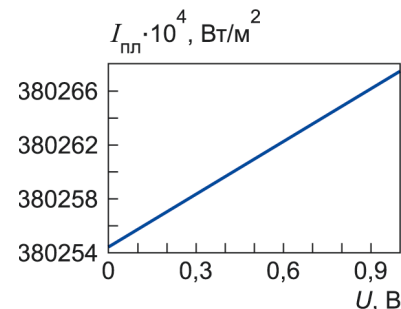


Рис. 3. Зависимость интенсивности прошедшего через поляризатор излучения от приложенного к копланарной линии напряжения

Fig. 3. The relation between passed through polarizer beam intensity and applied voltage

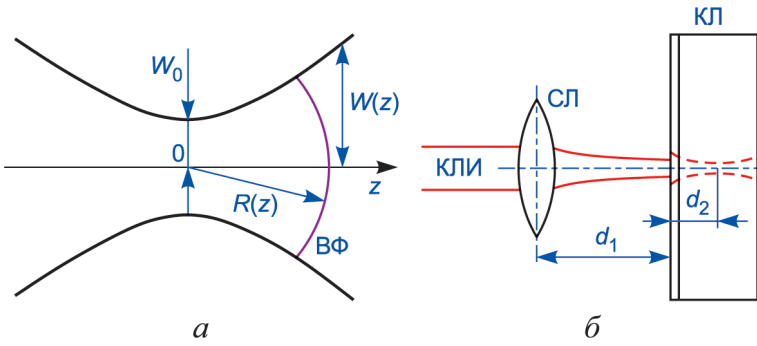


Рис. 4. Сечение пучка лазерного излучения (а) и оптическая схема фокусирующей системы (б): ВФ – волновой фронт; КЛИ – коллимированное лазерное излучение; СЛ – собирающая линза; КЛ – копланарная линия

Fig. 4. Laser beam section (a) and focusing structure diagram (b): WF – wavefront; CLB – collimated laser beam; CL – converging lens; CW – coplanar waveguide

формулы (13) построим график зависимости интенсивности прошедшего через поляризатор излучения от напряжения, приложенного к копланарной линии (рис. 3). Полученную зависимость можно считать линейной. При изменении от 0 до 1 В напряжения, приложенного к копланарной линии, интенсивность оптического излучения $I_{\text{пр}}$ увеличится в 1,0000343 раз.

Расчёт фокусирующей системы. Пучок основной моды лазерного излучения (рис. 4, а) можно описать с помощью модели гауссова пучка. Интенсивность $I(r, z)$ излучения в области такого пучка, радиус кривизны волнового фронта $R(z)$, ширину пучка в произвольном сечении $W(z)$ найдём по формулам [9]:

$$\left. \begin{aligned} I(r, z) &= I_0 [W_0^2 / W^2(z)] \exp[-2r^2 / W^2(z)]; \\ W(z) &= W_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}; \\ R(z) &= z [1 + (z_0/z)^2], \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где z – координата в соответствии с рис. 4, а; I_0 , W_0 – интенсивность излучения и ширина пучка в области перетяжки соответственно; r – расстояние от оси пучка до некоторой точки в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения; n – показатель преломления материала, в котором распространяется излучение; $q(z)$ – комплексный параметр, характеризующий лазерный пучок;

$$z_0 = \pi W_0^2 n / \lambda; \quad (15)$$

$$q^{-1}(z) = R^{-1}(z) - i\lambda / [\pi W^2(z)]. \quad (16)$$

Параметры пучка после прохождения луча через некоторую оптическую систему найдём из соотношения

$$q_{\text{вых}} = (Aq_{\text{вх}} + B) / (Cq_{\text{вх}} + D),$$

где $q_{\text{вых}}$, $q_{\text{вх}}$ – комплексные параметры пучка после и до прохождения оптической системы; A , B , C , D – элементы преобразующей матрицы [9].

Преобразующую матрицу для системы, изображённой на рис. 4, б, рассчитаем следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & f_{\text{л}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{\text{л}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{\text{GaAs}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & f_{\text{л}}/n_{\text{GaAs}} \\ -1/f_{\text{л}} & -d_2/f_{\text{л}} + (1-d_1/f)/n_{\text{GaAs}} \end{pmatrix},$$

где $f_{\text{л}}$ – фокусное расстояние линзы; d_1 – расстояние от оптической оси линзы до копланарной линии; d_2 – расстояние, проходимое лучом в толще подложки до фокусировки (см. рис. 4, б).

С учётом преобразующей матрицы

$$q_{\text{вых}} = \frac{f_{\text{л}}}{n_{\text{GaAs}}} \left[-\frac{q_{\text{вх}}}{f_{\text{л}}} - \frac{d_2}{f_{\text{л}}} + \frac{1-d_1/f_{\text{л}}}{n_{\text{GaAs}}} \right]^{-1}. \quad (17)$$

Для того, чтобы получить перетяжку пучка в центре подложки, параметр $q_{\text{вых}}$ должен быть мнимым, что выполняется при условии

$$d_1 = f_{\text{л}} - d_2 n_{\text{GaAs}}. \quad (18)$$

Рассчитанный с использованием формул (14)–(18) диаметр пучка на поверхности подложки составил 42,2 мкм при фокусном расстоянии линзы 2 см, ширине перетяжки пучка в толще подложки 11,7 мкм, $d_1 = 19,7$ мм. Ширина пучка очень сильно зависит от расстояния d_1 . Так, при смещении подложки вдоль луча на 1 мм в сторону от линзы ширина пучка на поверхности подложки увеличится до 52,8 мкм, а в подложке при этом будет распространяться расходящийся рукав пучка.

Лучевая прочность оптического материала характеризуется максимально допустимой интенсивностью лазерного излучения, при которой не происходит оптического разрушения поверхности и не появляются необратимые изменения в объёме материала; для GaAs лучевая прочность поверхности находится в диапазоне 0,5–1,1 МВт/мм² [10]. Интенсивность падающего на подложку излучения при рассчитанном размере пятна составляет 2,14–4,27 МВт/мм², следовательно, для предотвращения оптического разрушения поверхности нужно включить в оптическую схему ослабляющие элементы (аттенюаторы).

Заключение. Параметры рассчитанной копланарной линии 50 Ом, применяемой в качестве центрального узла ЭОС-системы, составили: ширина центрального проводника 59 мкм; ширина свободного от металлизации промежутка между проводниками 50 мкм; толщина подложки из GaAs 200 мкм; толщина металлизации 5 мкм. Дополнительно исследованы зависимости волнового сопротивления линии от частоты электрического сигнала и конструктивных параметров, а также рассчитаны энергетические параметры: оценённая чувствительность ЭОС-системы оказалась очень небольшой. Чувствительность системы можно повысить, используя для анализа излучения не одну составляющую с линейной поляризацией, а обе, для этого требуется заменить поляризатор на призму Волластона и использовать два приёмника

излучения для составляющих с ортогональной поляризацией, подключённых ко входу дифференциального усилителя, а также добавить в схему интегратор сигнала на выходе дифференциального усилителя.

Фокусировка лазерного излучения в пятно диаметром несколько десятков микрометров достижима с помощью короткофокусных оптических компонентов, но при этом требуется высокая точность механических операций, производимых при юстировке и настройке системы, а также включение в оптическую схему ослабляющего элемента (аттенюатора) для предотвращения оптического разрушения материала.

Список источников

1. Harati P., Schoch B., Tessmann A., Schwantuschke D., Henneberger R., Czekala H., Zwick T., Kallfass I., *IEEE Microwave Magazine*, 2017, vol. 18, no. 7, pp. 64–76. <https://doi.org/10.1109/MMM.2017.2738898>
2. Клеопин А. В., Малай И. М. Современные подходы к обеспечению единства измерений быстропротекающих импульсных электрических процессов // *Измерительная техника*. 2021. № 9. С. 47–53. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-9-47-53>
3. Брусницына Л. А., Степановских Е. И. Технология изготовления печатных плат: учеб. пособие. Екатеринбург: Изд-во Уральского университета, 2015. 200 с.
4. Andrew J. A. Smith, Thesis for the degree of Doctor of Philosophy, Fast Waveform Metrology: Generation, Measurement and Application of Sub-picosecond Electrical Pulses (University of London, London, 1995).
5. Джонсон Г., Грэхем М. Выход за пределы скорости: передача цифровых данных: высший курс черной магии: Пер. с англ. М.: Издательский дом «Вильямс», 2005. 1024 с.
6. Simons Rainee N., *Coplanar Waveguide Circuits, Components and Systems*, New York, John Wiley & Sons, Inc., 2001, 459 p.
7. Ghione G., Naldi C. U., *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1987, vol. 35, no. 3, pp. 260–267. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1987.1133637>
8. Kitazawa T., Hayashi Y., *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, 1986, vol. 133, no. 1, pp. 18–20. <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1986.0003>
9. Stefan Lauffenburger, Thèse présentée pour obtenir le grade de docteur de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications,

Characterization of microwave Gallium Arsenide integrated circuits with electro-optic probing using a continuous laser beam / *Électronique et Communications* (École Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, 2004). (In Fr.)

10. Блистанов А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000. 432 с.

References

1. Harati P., Schoch B., Tessmann A., Schwantuschke D., Henneberger R., Czekala H., Zwick T., Kallfass I., *IEEE Microwave Magazine*, 2017, vol. 18, no. 7, pp. 64–76. <https://doi.org/10.1109/MMM.2017.2738898>
2. Kleopin A. V., Malay I. M., *Izmeritel'naya tekhnika*, 2021, no. 9, pp. 47–53. (In Russ.) <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-9-47-53>
3. Brusnitsyna L. A., Stepanovskikh E. I., *Tekhnologiya izgotovleniya pechatnykh plat: uchebnoye posobie* [Technology of printed circuit board manufacturing: textbook], Ekaterinburg, Ural University Publ., 2015, 200 p. (In Russ.)
4. Andrew J. A. Smith, Thesis for the degree of Doctor of Philosophy, Fast Waveform Metrology: Generation, Measurement and Application of Sub-picosecond Electrical Pulses (University of London, London, 1995).
5. Howard Johnson, Martin Graham, *High-speed Signal Propagation: Advanced Black Magic*, Pearson Education, Inc., 2003.
6. Simons Rainee N., *Coplanar Waveguide Circuits, Components and Systems*, New York, John Wiley & Sons, Inc., 2001, 459 p.
7. Ghione G., Naldi C. U., *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1987, vol. 35, no. 3, pp. 260–267. <https://doi.org/10.1109/TMTT.1987.1133637>
8. Kitazawa T., Hayashi Y., *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, 1986, vol. 133, no. 1, pp. 18–20. <https://doi.org/10.1049/ip-h-2.1986.0003>
9. Stefan Lauffenburger, Thèse présentée pour obtenir le grade de docteur de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications, Characterization of microwave Gallium Arsenide integrated circuits with electro-optic probing using a continuous laser beam / *Électronique et Communications* (École Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris, 2004). (In Fr.)
10. Blistanov A. A., *Kristally kvantovoy i nelineynoy optiki* [Crystals in quantum and nonlinear optics], Moscow, MISIS Publ., 2000, 432 p. (In Russ.)

Статья поступила в редакцию 09.11.2021; одобрена после рецензирования 20.11.2021; принята к публикации 01.12.2021.
The article was submitted 09.11.2021; approved after reviewing 20.11.2021; accepted for publication 01.12.2021.