

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ТРАКТОВ ВОЛНОВОДНЫХ CO₂-ЛАЗЕРОВ

© 2019 г. А. И. Карапузиков^{а,*}, А. А. Маркелов^{а,**}

^а Институт лазерной физики СО РАН

Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 15Б

*e-mail: ir@laser.nsc.ru

**e-mail: markellexa@mail.ru

Поступила в редакцию 16.10.2018 г.

После доработки 16.10.2018 г.

Принята к публикации 01.11.2018 г.

Рассмотрены особенности высокочастотных (в.ч.) трактов волноводных CO₂-лазеров с поперечным емкостным разрядом с целью увеличения эффективности передачи энергии и уменьшения неустойчивости поджига разряда. В теоретической модели в.ч.-тракта лазера учитываются свойства оптического волновода как длинной линии, а также влияние материала корпуса излучателя и схемы согласования на параметры в.ч.-тракта. Показана зависимость стабильности энергии импульсов излучения от добротности внутреннего контура лазера. Результаты моделирования в отсутствие плазмы разряда сравниваются с экспериментальными данными. Проведено моделирование в.ч.-тракта в условиях наличия плазмы разряда и построены зависимости эффективности введения мощности в разряд от элементов схемы согласования.

DOI: 10.1134/S0032816219030066

ВВЕДЕНИЕ

Волноводные CO₂-лазеры с в.ч.-возбуждением отличаются компактностью и отсутствием высокого напряжения. Наиболее распространены лазеры со средней мощностью излучения от единиц до десятков ватт. Особенностью таких лазеров является волноводное распространение излучения внутри резонатора, что повышает коэффициент использования активного объема. Подобные лазеры могут работать в непрерывном и импульсно-периодическом режиме генерации, наиболее востребованном при разработке переносных лазерных приборов с автономным питанием [1, 2].

Исследованию таких лазеров посвящен ряд работ [3–5], в которых рассматриваются вопросы энергетики, формирования в.ч.-разряда в протяженных волноводных структурах, особенности работы в непрерывном и импульсно-периодическом режиме генерации. С появлением коммерческих образцов лазеров становятся актуальными инженерные аспекты разработки конструкции, в частности в.ч.-трактов, от которых во многом зависят параметры лазерного излучения.

Вопросы согласования активной среды лазера с в.ч.-генератором для повышения эффективности введения в разряд в.ч.-мощности обсуждались в работах [6–9]. Как правило, в ранних рабо-

тах по CO₂-лазерам с в.ч.-возбуждением рассматривались отдельные элементы в.ч.-тракта, в частности оптический волновод, на котором устанавливались электроды для зажигания в.ч.-разряда. К электродам подключались катушки индуктивности, выравнивающие распределение напряжения по длине и образующие резонансный колебательный контур, позволяющий облегчить зажигание разряда. Ряд работ посвящен разработке в.ч.-тракта и высокочастотного генератора для подобных лазеров [10, 11].

В нашей модели учитываются все элементы схемы от в.ч.-генератора до активной среды лазера, определяющие эффективность передачи в.ч.-мощности. Как будет показано, такой подход позволяет задавать параметры элементов в.ч.-тракта, обеспечивающие максимальную эффективность возбуждения активной среды и создающие наилучшие условия для зажигания разряда в волноводе. Последнее особенно важно для лазеров, работающих в импульсно-периодическом режиме генерации, поскольку неустойчивость зажигания разряда влияет на стабильность лазерных импульсов и, как следствие, определяет флуктуации средней мощности лазера.

В этом случае важную роль играет начальная стадия, во время которой происходит электриче-

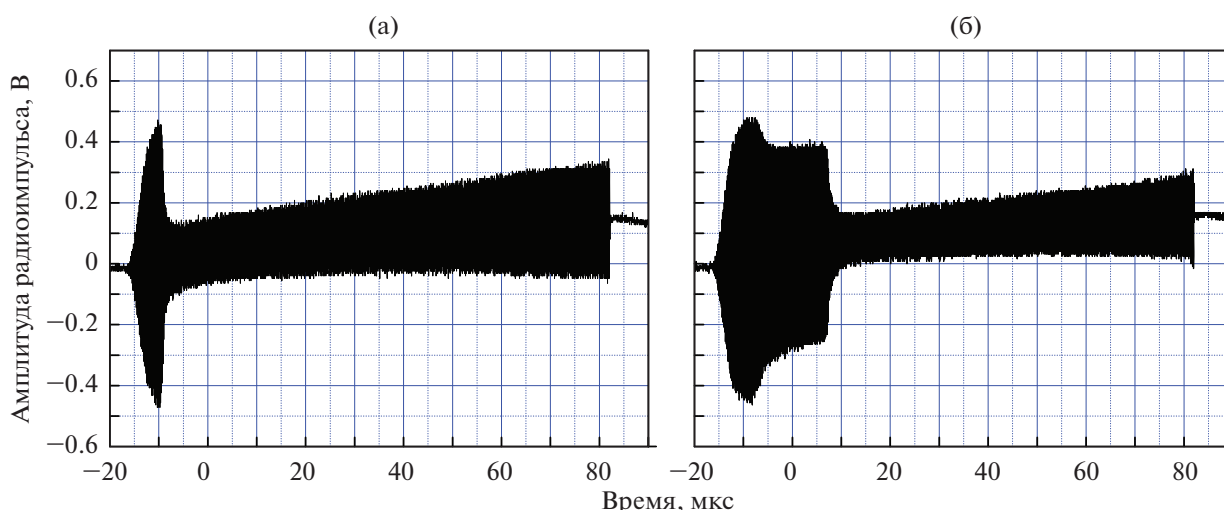


Рис. 1. Осциллограммы в.ч.-радиоимпульсов отраженной волны с различным уровнем временного “джиттера”: **а** – время задержки “поджига” разряда 7 мкс, **б** – 23 мкс.

ский пробой разрядного промежутка и формируется объемный тлеющий разряд емкостного типа. При низкой частоте повторения (1–200 Гц) импульсов в.ч.-накачки условия пробоя во многом зависят от напряжения на разрядном промежутке, которое определяется добротностью внутреннего резонансного контура в.ч.-тракта лазера. Диэлектрические потери в материале волновода вызывают снижение добротности внутреннего контура, что обуславливает рост временной нестабильности пробоя разрядного промежутка. Такой же эффект наблюдается при уменьшении мощности в.ч.-импульса накачки. Такая нестабильность проявляется в виде временного “джиттера” импульса напряжения на разрядном промежутке в момент формирования разряда.

Типичные осциллограммы подобных импульсов для лазера на основе стеклянного волновода Ø 2.5 и длиной 150 мм представлены на рис. 1. Осциллограммы получены с помощью радиочастотного рефлектометра проходящей мощности и соответствуют в.ч.-импульсу отраженной волны от схемы согласования лазера. На осциллограмме рис. 1а временной “джиттер” (задержка “поджига” – 7 мкс) минимальный, на рис. 1б задержка поджига возрастает до 23 мкс. Обе осциллограммы получены при работе лазера с частотой следования импульсов 100 Гц. Длительность в.ч.-импульсов накачки составляла 100 мкс, мощность – 300 Вт, частота в.ч.-генератора – 144 МГц. Временной “джиттер” в данном случае зависит от частоты следования импульсов накачки и мощности радиоимпульсов.

Изучение факторов, влияющих на временной “джиттер” импульсов накачки и импульсов излучения лазера, предусматривает разработку теоре-

тической модели в.ч.-тракта лазера с последующей ее экспериментальной проверкой, что фактически является целью данной работы.

В.Ч.-ТРАКТ CO₂-ЛАЗЕРА

В.ч.-тракт в предлагаемой модели содержит в.ч.-генератор накачки, передающий кабель, схему согласования, вакуумный в.ч.-ввод и электродный узел. Электродный узел это диэлектрический или металлодиэлектрический оптический волновод с электродами для возбуждения поперечного в.ч.-разряда в активной среде лазера. В то же время волновод представляет собой длинную линию с потерями за счет наличия плазмы в.ч.-разряда и образует параллельный колебательный контур (за счет установленных выравнивающих индуктивностей [7, 9]) с резонансной частотой вблизи частоты в.ч.-генератора.

Для моделирования были выбраны типичные конфигурации волноводных CO₂-лазеров с в.ч.-возбуждением, представленные на рис. 2. Основными элементами конструкции являются электродный узел, включающий потенциальный и “земляной” электроды, диэлектрический или металлодиэлектрический волновод, вакуумный в.ч.-ввод и металлический корпус. В случае металлодиэлектрического волновода один или оба электрода являются элементами оптического волновода.

Эквивалентная схема в.ч.-тракта, учитывающая параметры элементов волновода, приведена на рис. 3. Схема содержит в.ч.-генератор накачки мощностью 300 Вт на нагрузке 50 Ом, работающий на частоте 144 МГц, коаксиальный кабель для подключения к нагрузке, LC-схему согласования, вакуумный в.ч.-ввод и активный элемент

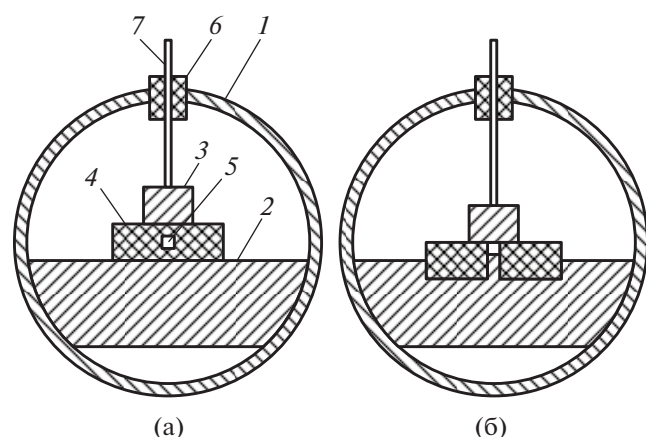


Рис. 2. Поперечное сечение излучателя волноводного CO_2 -лазера с в.ч.-возбуждением. 1 – металлический герметизированный корпус; 2 – земляной электрод; 3 – потенциальный электрод; 4 – волновод (а – диэлектрический, б – металлодиэлектрический); 5 – оптический канал волновода; 6 – вакуумный в.ч.-ввод; 7 – токопровод.

лазера. В.ч.-генератор накачки характеризуется внутренним сопротивлением R_r и напряжением U_r (э.д.с.). Для удобства расчета коаксиальный кабель на схеме представлен Т-образной схемой замещения с элементами:

$$Z_{1v} = Z_0 \operatorname{th} \left(\frac{G_k l}{2} \right) \quad \text{и} \quad Z_{2v} = Z_0 / \operatorname{sh}(G_k l),$$

где Z_0 , G_k – соответственно волновое сопротивление и постоянная распространения кабеля, l – длина кабеля. Схема согласования содержит две индуктивности L_1 и L_2 с соответствующими сопротивлениями потерь R_1 и R_2 , определяемыми добротностью, а также подстроечный конденсатор C_1 . Аналогичным образом задавались остальные индуктивности в схеме в.ч.-тракта. Вакуумный в.ч.-ввод задан собственной емкостью C_4 и индуктивностью L_4 .

В данной модели подвод в.ч.-мощности осуществляется в центре волновода, образующего активный элемент лазера. Параметрами активного элемента являются распределенная по длине линии емкость оптического волновода C_3 с потерями в диэлектрике ($\operatorname{tg} \delta$), индуктивность L_3 с потерями R_3 , состоящая из нескольких индуктивностей, подключенных симметрично относительно центра для уменьшения неравномерности распределения напряжения по длине волновода.

Импеданс активной среды лазера задается сопротивлением разрядного промежутка $R_{пл}$ и емкостью $C_{пл}$. В этом случае речь идет о емкости плазменных слоев емкостного тлеющего в.ч.-разряда [12]. Для волноводных лазеров с обычной линейной конфигурацией волновода влияние плазменных слоев, как это показано в [6], можно не учитывать. Тем не менее, в модели этот параметр присутствует, а для волноводов с разрядом через диэлектрик его наличие обязательно.

При выполнении данной работы была возможность сравнивать результаты расчета по разработанной модели с результатами измерений параметров в.ч.-тракта в отсутствие разряда с помощью векторного рефлектометра SAVAN R-140. В этом случае сопротивление плазмы разряда принималось равным 400 кОм, что исключало ее влияние на результаты расчетов. Такое состояние в.ч.-тракта имеет место до момента пробоя разрядного промежутка при подаче на активный элемент лазера в.ч.-импульса. Возможность сравнения результатов расчетов и прямых измерений характеристик в.ч.-тракта в указанном режиме позволяет задавать значения параметров реактивных элементов схемы, при которых наблюдается наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных данных.

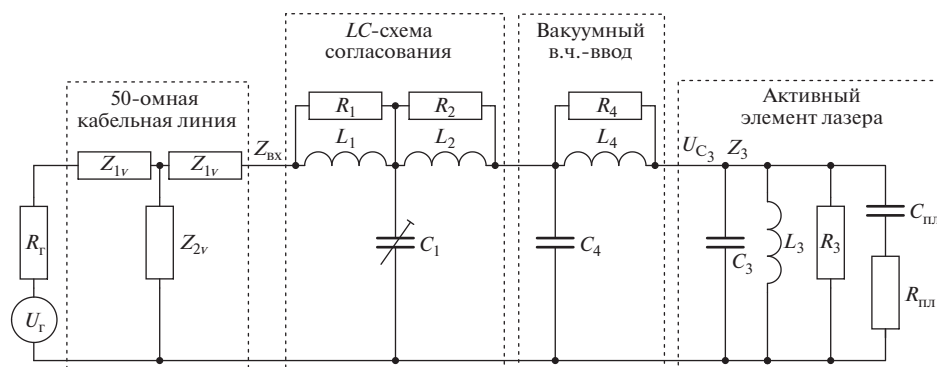


Рис. 3. Эквивалентная схема в.ч.-тракта волноводного CO_2 -лазера.

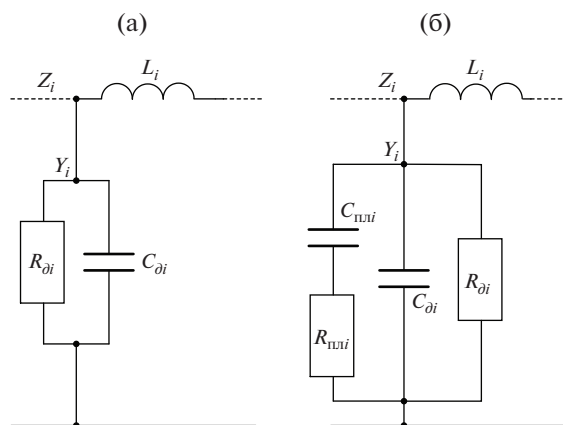


Рис. 4. Элементарные звенья искусственных длинных линий: **а** – до зажигания разряда в канале волновода, **б** – после зажигания разряда.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ В.Ч.-ТРАКТА ЛАЗЕРА

Для расчета параметров волновода как длинной линии была использована электрическая схема искусственной длинной линии, состоящей из n звеньев. На рис. 4 показаны элементарные звенья таких линий с комплексной проводимостью Y_i для двух случаев:

1) линия до зажигания разряда в волноводе:

$R_{oi} = \frac{1}{2\pi f_r C_3 \text{tg}(\delta)n}$ – характеризует потери в диэлектрике за счет $\text{tg}\delta$, где $C_{oi} = C_3/n$ – емкость звена линии, f_r – частота в.ч.-генератора, n – число звеньев на половину длины линии;

2) линия после зажигания разряда в волноводе: $C_{\text{пл}i} = C_{\text{пл}}/n$ – характеризует емкость звена линии за счет плазменных слоев разряда и диэлектрика (для линии с разрядом через диэлектрик), $R_{\text{пл}i} = R_{\text{пл}}/n$ – характеризует потери одного звена за счет сопротивления плазмы разряда.

Любая длинная линия характеризуется двумя параметрами: постоянной распространения γ и волновым или характеристическим сопротивлением Z_c :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(r_0 + j\omega L_0)(g_0 + j\omega C_0)} \quad (1)$$

$$Z_c = \sqrt{(r_0 + j\omega L_0)/(g_0 + j\omega C_0)}, \quad (2)$$

где α и β – соответственно коэффициенты затухания и фазы, r_0 , L_0 , g_0 и C_0 – вторичные параметры или волновые постоянные.

В первом приближении для определения погонной индуктивности линии L_0 воспользуемся тем фактом, что фазовая скорость волны v в линии при высоких частотах стремится к значению:

$v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, где c – скорость света, ϵ , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала линии. С другой стороны, при высоких частотах фазовую скорость можно определить как $v = 1/\sqrt{L_0 C_0}$. Приравнявая эти значения фазовой скорости и считая $\mu = 1$, можно найти L_0 :

$$L_0 = \frac{\epsilon}{c^2 C_0}, \quad (3)$$

и волновое сопротивление линии

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}. \quad (4)$$

Другим способом определения L_0 является прямое измерение индуктивности линии, как это сделано в [7]. Однако для исключения ошибок, связанных со сделанными выше предположениями, необходимо знать частотные зависимости данных параметров. Для определения частотных зависимостей L_0 и Z_c нами использовано экспериментальное определение Z_c через измерение импедансов линии при коротком замыкании ($Z_{кз}$) и при отсутствии нагрузки ($Z_{хх}$) с использованием соотношения:

$$Z_c = \sqrt{Z_{кз} Z_{хх}}. \quad (5)$$

Расчет параметров элементов в.ч.-тракта начинался с определения импеданса одного звена линии в том или ином режиме с использованием значений L_0 и Z_c в соответствии с формулами (4) и (5). Далее рассчитывался входной импеданс линии Z_3 с учетом подключаемых в определенных местах индуктивностей, образующих индуктивность L_3 , и симметричного расположения двух половин линии относительно центра волновода. Затем определялся входной импеданс $Z_{вх}$ в.ч.-тракта с учетом характеристик элементов вакуумного в.ч.-ввода и схемы согласования.

Зная величины импедансов в различных участках линии и задавая напряжение в.ч.-генератора U_r , рассчитывались напряжения и токи на всех элементах схемы, а также мощность, вкладываемая в плазму (при наличии разряда в канале волновода) и рассеиваемая на катушках индуктивности и емкости диэлектрика. В результате можно было рассчитывать частотные зависимости импедансов, напряжений и других параметров в.ч.-тракта, а также распределение напряжений по длине волновода.

При проведении расчетов задавались различные режимы работы лазера, включая режим без разряда. Особое внимание уделялось расчетам характеристик в.ч.-тракта без разряда на различных этапах сборки лазера. Результаты расчетов срав-

нивались с аналогичными измеренными величинами. Сопоставляя результаты расчетов и измерений, можно было уточнять параметры отдельных элементов в.ч.-тракта. Например, было выяснено, что резонансная частота внутреннего контура повышается при помещении электродного узла в корпус лазера, что связано с уменьшением индуктивности катушек из-за экранировки.

Сравнивая частотные зависимости импедансов линии в режимах холостого хода и короткого замыкания, а также зависимость характеристического сопротивления Z_c , полученную с помощью формулы (5), можно было уточнять параметры элементов в.ч.-тракта в теоретической модели. Возможности данного метода определения Z_c иллюстрируются на рис. 5, где представлены расчетные и измеренные зависимости импедансов линии в режимах короткого замыкания и холостого хода для волноводного лазера со стеклянным волноводом длиной 136 мм и диаметром канала 2.5 мм (далее все рассчитанные и измеренные величины приводятся для данного лазера).

Для достижения такого совпадения экспериментальных и теоретических кривых подбирались величины L_4 и L_3 (рис. 3), а также значение $\epsilon_{эфф}$, которое оказалось равным ~ 3 , что примерно в два раза меньше диэлектрической проницаемости используемого материала волновода. Такое различие можно объяснить тем, что не вся площадь электродов прилегает к диэлектрику, почему волновод нельзя считать плоским конденсатором или полосковой линией, что осложняет расчет его вторичных параметров.

Отметим, что при измерении импедансов Z_{xx} и $Z_{кз}$ измерительный прибор подключался к началу линии без выравнивающих индуктивностей. Противоположный конец линии оставался разомкнутым для Z_{xx} и закорачивался полоской медной фольги для $Z_{кз}$. В теоретической модели индуктивность при коротком замыкании составляла ~ 1 нГн. Тангенс угла диэлектрических потерь стекла принимался в расчетах равным 0.002.

Необходимо отметить, что полученное значение волнового сопротивления, равное 29.6 Ом, несколько отличается от величины, получаемой согласно (4) для высоких частот f , которая для данного значения $\epsilon_{эфф}$ оказывается равной 28.6 Ом.

Подобные измерения волнового сопротивления были выполнены для волноводов других размеров и конструкции. Характер зависимостей в ряде случаев существенно отличался, однако теоретические и экспериментальные значения также хорошо совпадали, а $\epsilon_{эфф}$ во всех случаях была существенно меньше диэлектрической проницаемости реального диэлектрика.

Определив таким образом волновое сопротивление линии, можно проводить детальный расчет

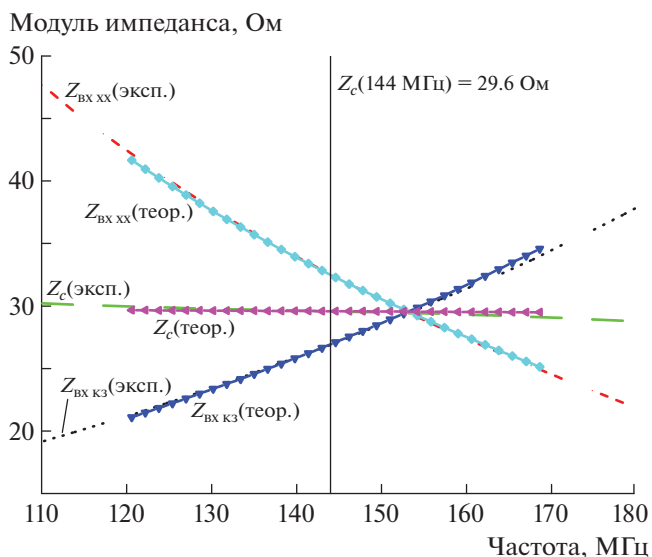


Рис. 5. Частотные зависимости расчетных и измеренных значений входных импедансов линии (стеклянный волновод длиной 136 мм) в режимах короткого замыкания $Z_{кз}$ (эксп.), $Z_{кз}$ (теор.) и холостого хода Z_{xx} (эксп.), Z_{xx} (теор.) и волновых сопротивлений Z_c (эксп.), Z_c (теор.).

параметров схемы в.ч.-тракта лазеров на различных стадиях сборки, сопровождая результаты моделирования экспериментальной проверкой, позволяющей уточнить параметры отдельных элементов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

По разработанной методике с измерением и коррекцией недостающих параметров в теоретической модели был построен ряд частотных зависимостей импеданса внутреннего контура. На рис. 6 представлены экспериментальная и теоретическая зависимости модуля импеданса лазера. Как и для волновых сопротивлений, наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, что говорит о работоспособности модели и позволяет проводить расчеты для случаев, имеющих практическую значимость и сложных для проверки прямыми измерениями.

Была проведена серия измерений модуля импеданса волноводных узлов различных лазеров: одного на основе керамики из оксида бериллия (BeO) и другого на основе стеклянного волновода. В обоих случаях длина волновода была равна 150 мм. Из графиков на рис. 7 видно, что максимум модуля импеданса почти вдвое выше для волновода из BeO-керамики, что связано с меньшими потерями высокочастотного поля в материале диэлектрика по сравнению со стеклянными волноводами.

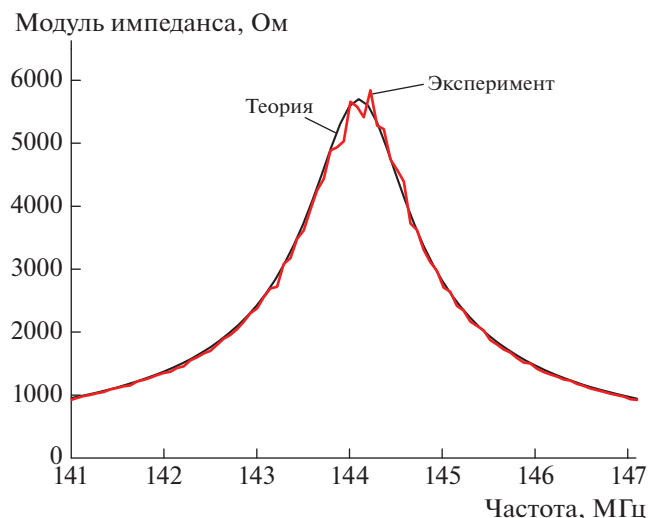


Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная зависимости модуля импеданса для лазера с диэлектрическим круглым волноводом (стекло).

Более высокая добротность внутреннего контура позволяет минимизировать “джиттер” лазерных импульсов, связанный с нестабильностью поджига разряда. Данный факт проявляется при записи мощности излучения. У лазера на основе стеклянного волновода относительное стандартное отклонение энергии импульсов находилось в районе 5–6%, а у лазера на основе BeO-керамики всего 2.5%. Однако у волновода из BeO-керамики более высокие потери для оптического излучения и поэтому у лазера на его основе мощность излучения в полтора раза ниже.

В общем случае добротность внутреннего контура лазера зависит от множества величин, таких как потери в материале диэлектрика, добротности катушек индуктивности, омических потерь в материалах горячего и земляного электрода и в самом корпусе лазера. В представленных выше экспериментах в качестве материала корпуса использовалась нержавеющая сталь 12Х18Н10Т. Для изучения влияния материала корпуса на потери в колебательном контуре был изготовлен макет лазера с корпусом из алюминиевого сплава Д16Т и стеклянным волноводом такой же длины. Предварительные эксперименты показали, что для такого лазера максимум модуля импеданса составил 12 кОм, что выше по сравнению с лазером на основе стеклянного волновода, но ниже чем у лазера на основе BeO-керамики, в корпусах из нержавеющей стали. Тем не менее, относительное стандартное отклонение энергии импульсов данного лазера оказалось менее 1.5%, а мощность излучения была выше, чем у лазеров в корпусах из нержавеющей стали. Данный факт

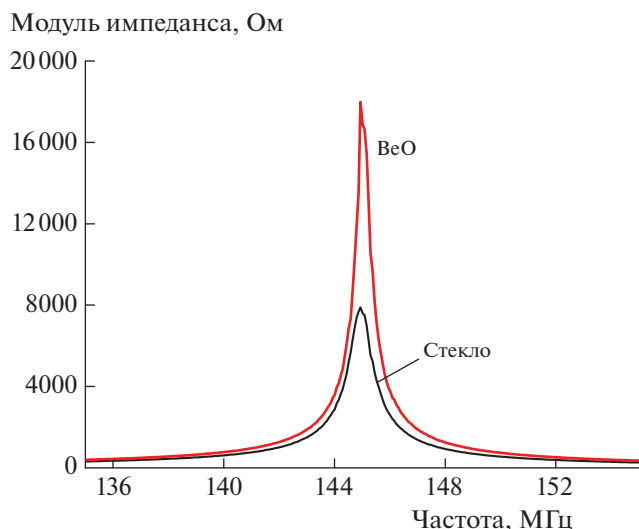


Рис. 7. Частотные зависимости модуля импеданса внутреннего контура лазера для волноводного узла лазера на основе керамики BeO и для волновода из электривакуумного стекла С52-1.

позволяет говорить о перспективности перехода к корпусам из алюминиевого сплава.

При настройке в.ч.-трактов лазеров важно знать диапазон вариаций параметров схемы согласования и внутреннего контура. К таким параметрам относятся частота внутреннего контура, а также величины индуктивности L_1 и емкости C_1 . В качестве критерия был выбран к.п.д. по вводимой в разряд в.ч.-мощности накачки. Расчет был выполнен для рассмотренного выше лазера с длиной волновода 150 мм с учетом и без учета свойств волновода как длинной линии. Сравнительные зависимости представлены на рис. 8.

Сравнение графиков на рис. 8 позволяет сделать следующие выводы:

- отклонение частоты настройки внутреннего контура на ± 2 МГц не приводит к радикальному изменению параметров элементов схемы согласования и существенному изменению максимального к.п.д. по вводимой в разряд в.ч.-мощности накачки;

- учет свойств волновода как длинной линии приводит к некоторому уменьшению ($\sim 5\%$) максимальных значений к.п.д. за счет учета распределенных потерь в диэлектрике; диапазон вариаций значений индуктивности L_1 меняется незначительно;

- при меньших резонансных частотах внутреннего контура емкости C_1 уменьшаются и становятся сравнимыми с емкостями конструктивных элементов, что нежелательно для долговременной стабильности схемы согласования.

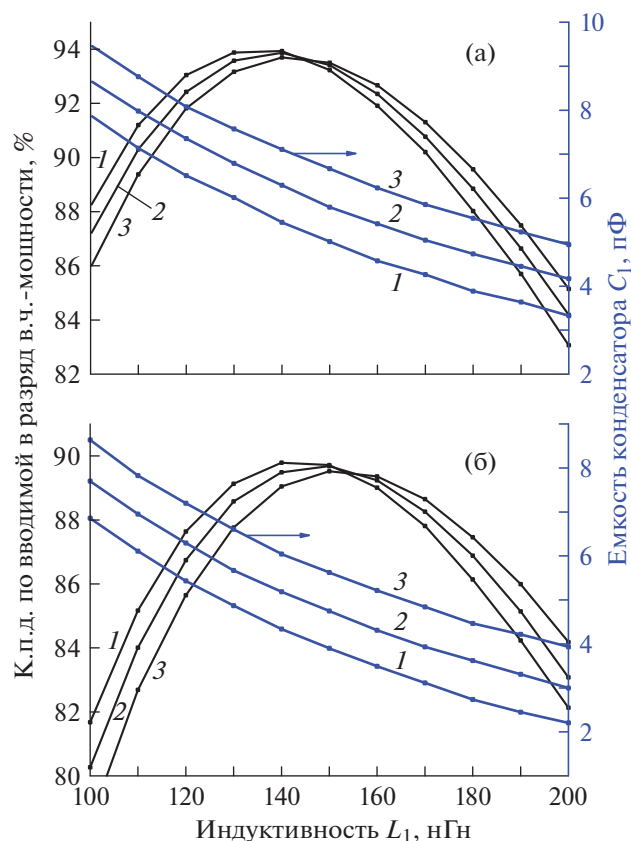


Рис. 8. Зависимости от L_1 к.п.д. по вводимой в разряд в.ч.-мощности и оптимальной емкости конденсатора C_1 с учетом (а) и без учета (б) свойств волновода как длинной линии для различных резонансных частот внутреннего контура лазера: 1 – 142 МГц, 2 – 144 МГц, 3 – 146 МГц.

Отметим, что представленные зависимости были получены при задании сопротивления плазмы разряда равным 400 Ом, емкости плазменных слоев (диэлектрика) – 6 пФ. Величина индуктивности L_2 во всех случаях оставалась равной ~ 20 нГн.

Еще одним важным параметром, влияющим на стабильность работы лазера в импульсно-периодическом режиме генерации, как отмечалось выше, является максимальное напряжение U_3 в центре “горячего” электрода в момент зажигания разряда. Зависимости U_3 для трех частот настройки внутреннего контура представлены на рис. 9. Там же приведены кривые эффективности по вводимой в разряд в.ч.-мощности, полученные при условиях, соответствующих зависимостям на рис. 8.

При построении зависимостей напряжения U_3 сопротивление плазмы задавалось равным 400 кОм, что соответствовало отсутствию разряда в канале. В данном случае (см. рис. 9) более высокие значения U_3 соответствуют настройке внутреннего

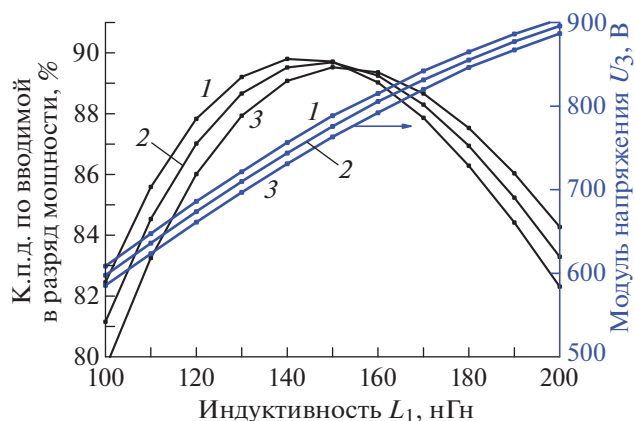


Рис. 9. Зависимости от L_1 к.п.д. по вводимой в разряд в.ч.-мощности при сопротивлении плазмы 400 Ом и напряжения U_3 для линии без разряда для различных резонансных частот внутреннего контура лазера: 1 – 142 МГц, 2 – 144 МГц, 3 – 146 МГц.

контура на меньшую частоту и бóльшим значениям индуктивности L_1 , что можно использовать на практике для уменьшения “джиттера” разряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная модель в.ч.-тракта дает возможность моделировать различные режимы работы волноводных лазеров и применима к большинству практически важных случаев. Математическая модель в сочетании с измерениями параметров в.ч.-трактов позволяет оперативно определять параметры элементов в.ч.-трактов для волноводных лазеров различных конструктивных модификаций, с различными типами и длиной волноводов. Предварительные исследования амплитудной стабильности излучения для нескольких лазеров с одинаковой длиной волновода показали зависимость величины “джиттера” от потерь диэлектрика и материала корпуса лазера, на основании чего сделан вывод о преимуществах конструкций на основе алюминиевого корпуса. Представленная расчетно-экспериментальная методика в перспективе позволяет уточнять сопротивление плазмы разряда в различных режимах, а также оценивать емкость плазменных слоев, играющих существенную роль в волноводных лазерах с щелевой геометрией разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карапузиков А.А., Карапузиков А.И., Каушанов Д.А., Мирошниченко И.Б., Шерстов И.В. // ПТЭ. 2014. № 2. С. 122. doi 10.7868/S0032816214020098

2. *Шерстов И.В., Васильев В.А., Каранузииков А.И., Зеннов К.Г., Пустовалова Р.В.* // ПТЭ. 2018. № 4. С. 117. doi 10.7868/S0032816216050098
3. *Degnan J.J.* // Rev. Appl. Phys. 1976. № 11. P. 1. doi 10.1007/BF00895012
4. *He D., Hall D.R.* // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. № 8. P. 726. doi 10.1063/1.94491
5. *Plinski E.F.* // Optica Applicata. 1989. V. 19. № 1. P. 63.
6. *Plinski E.F., Wendland J., Krzysztof J., Abramski M.* // Proc. SPIE. 1998. V. 3574. P. 496. doi 10.1117/12.334477
7. *He D., Hall D.R.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 54. Issue 8. P. 4367. doi 10.1063/1.332673
8. *Walter B.* // Proc. SPIE. 1989. V. 1020. P. 57. doi 10.1117/12.950050
9. *Youn Myung Kim, Chan Eui Youn, Jung Woong Ra, Yeong Sik Kim* // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. № 2. P. 1127. doi 10.1063/1.345782
10. *Lopez R., Villagomez R.* // Instrum. Sci. and Technol. 2010. № 38. P. 52. doi 10.1080/10739140903430040
11. *Villagomez R., Lopez R., Cortes R., Coello V.* // Optik. 2007. № 118. P. 110. doi 10.1016/j.ijleo.2006.01.013
12. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 530.