

Расчёт, оптимизация и измерение параметров оптического резонатора Новосибирского терагерцевого лазера на свободных электронах

В.В.Кубарев

Предложенный ранее автором простой аналитический метод расчета открытых устойчивых лазерных резонаторов использован для вычисления потерь и эффективной оптимизации открытого оптического резонатора Новосибирского терагерцевого лазера на свободных электронах. Приведены результаты измерения коэффициента усиления и потерь в резонаторе на разных длинах волн. Показано хорошее согласие эксперимента с теорией. Рассмотрена оптимизация полезных потерь и дана корректная формула для их вычисления в лазерах с однородным насыщением активной среды. Рассмотрена потенциально возможная модернизация резонатора лазера, которая позволит увеличить его выходную мощность более чем в два раза.

Ключевые слова: открытый лазерный резонатор, потери в лазерном резонаторе, оптимальная выходная связь, лазер на свободных электронах.

1. Введение

Для эффективной генерации во многих лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), так же как и в большинстве лазеров других типов, нужен оптический резонатор с малыми потерями. В случае мощных ЛСЭ обычно более предпочтительны открытые резонаторы, в которых легко реализовать требуемое увеличение размеров зеркал и разместить отверстия для ввода/вывода электронного пучка и откачки, а также различные системы – юстировки и контроля зеркал, внутрирезонаторной калориметрии, контроля электронного пучка. Несмотря на «открытость», реальный резонатор ЛСЭ всегда представляет собой некую замкнутую полость сложной конфигурации, стенки которой, за исключением зеркал, имеют неидеальные и плохо предсказуемые оптические параметры [1]. Все это сильно затрудняет или делает вообще невозможным применение известных численных методов для электродинамических расчетов оптических резонаторов. Даже при известных оптических параметрах стенок резонатора численные методы будут неэффективны, т. к. они используются для расчета прямой задачи с известной геометрией. При создании же оптимального резонатора его геометрию как раз и нужно определить. Когда реальная геометрия резонатора достаточно сложна, как в случае ЛСЭ, метод перебора вариантов неэффективен и не гарантирует нахождения действительно оптимального варианта из-за наличия возможных локальных минимумов в потерях. Таким образом, очевидно, что при проектировании таких резонаторов совершенно необходимы приближенные аналитические методы расчета. В дальнейшем они могут быть дополнены или даже уточнены

численными методами при повторном пересчете найденной оптимальной геометрии. Однако для устойчивых резонаторов с малыми потерями такой пересчет чаще всего вообще не требуется, т. к. аналитическое приближение в этом случае тем точнее, чем меньше потери, а именно такие резонаторы и представляют практический интерес.

В работе [2] был предложен универсальный приближенный метод эффективного аналитического расчета открытых устойчивых лазерных резонаторов. Универсальность этого метода обусловлена тем, что в его основу положены общие универсальные принципы. Сравнение расчетов по методу [2] с известными численными расчетами частных случаев резонаторов [3–5] показало хорошее совпадение результатов. Сравнение теории с прямыми экспериментами представлено в этой статье. Заметим, что подобное сравнение для случая дифракционных потерь крайне редко встречается в литературе, поскольку эти потери в обычных лазерах часто являются только одним из компонентов потерь, причем не самым существенным. Кроме того, само измерение потерь из-за инерционности активной среды представляет значительные сложности, и по этой причине они часто определяются в результате неких косвенных расчетов. В этом отношении лазер на свободных электронах предоставляет уникальные возможности. Он имеет практически безынерционную и близкую по характеристикам к однородному вакууму активную среду – электронный пучок с очень низкой плотностью, который легко отключить. Достаточно большая длина резонаторов ЛСЭ также облегчает измерение потерь.

Результаты первых измерений потерь в резонаторе НЛСЭ (Новосибирский ЛСЭ) с минимальными полезными потерями в достаточно узком диапазоне длин волн были опубликованы в [1] и продемонстрировали хорошее совпадение экспериментальных и теоретических данных. В этой же работе подробно описана конструкция резонатора. В настоящей работе измерены потери и другие параметры резонатора, который отличается только существенно большей и близкой к оптимальной долей полез-

В.В.Кубарев. Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 11; e-mail: V.V.Kubarev@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 13 мая 2008 г., после доработки – 7 августа 2008 г.

ных потерь, в максимально широком диапазоне со стороны длинных волн. В этих измерениях представлены все виды дифракционных потерь и выявлено, что на коротких волнах преобладают потери на центральных отверстиях в зеркалах, на длинных – потери на наружных ограничивающих диафрагмах. Для справки: спектральный диапазон первой гармоники НЛСЭ сейчас составляет 110–235 мкм, максимальная средняя мощность на длине волны 130 мкм равна 500 Вт, максимальная импульсная мощность – 0.4 МВт, длительность светового импульса – 100 пс, частота следования световых импульсов составляет 5.6, 11.2 или 22.4 МГц, минимальная спектральная ширина линии излучения – 0.3 %.

2. Теоретический расчет и минимизация внутренних потерь

Дифракционные потери c_i , вызванные различными малыми возмущениями в центре гауссовой ТЕМ₀₀-моды (отверстия) и на её периферии (апертуры зеркал, диафрагмы, подвижные зеркала для частичного вывода излучения из резонатора – далее скреперы) равны, согласно [2], удвоенным геометрическим потерям: $c_i = 1 - (1 - c_g)^2 \approx 2c_g$. Геометрические потери c_g равны доле поперечного сечения моды перекрываемой (вырезаемой) возмущением. Суммарные потери

$$c_{\Sigma} = 1 - \prod_i (1 - c_i) \approx \sum_i c_i. \quad (1)$$

Это свойство аддитивности для потерь на отверстиях и наружной апертуре зеркал получено в [2]. Для однотипных апертурных потерь на периферии пучка (зеркала, диафрагмы, скреперы) (1) удовлетворяется, если элементы, вызывающие потери, разделены расстоянием, превышающим $L_a = a\delta/\lambda$, где a и δ – характерные поперечные размеры моды и возмущения соответственно; λ – длина волны (мода заполняет вырезанную диафрагмой часть её периферии на расстоянии L_a). В рассматриваемом резонаторе это условие выполняется для основных компонентов потерь. Потери в других частях резонатора можно не учитывать из-за экспоненциальной чувствительности гауссовых пучков к наиболее узким диафрагмам.

Расчетная модель оптического резонатора НЛСЭ (после некоторой предварительной оптимизации) показана на рис.1. Диаметры элементов потерь и их расстояния от центра резонатора (осевое положение перетяжки пучка) вдоль его оси представлены в табл.1. Предполагается, что диафрагмы являются полностью поглощающими, поскольку многие из них имеют специальное поглощающее керамическое покрытие [1] и диаметры вакуумных труб резонатора достаточно велики. Таким образом, суммарные потери резонатора за круговой обход (при убранных скреперах и симметричном расположении диафрагм относительно центра резонатора)

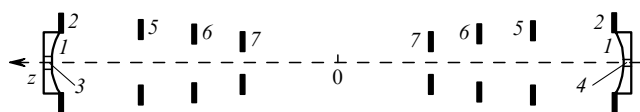


Рис.1. Расчетная схема оптического резонатора НЛСЭ: 1 – зеркала; 2 – наружные диафрагмы зеркал; 3, 4 – отверстия в зеркалах; 5–7 – диафрагмы.

Табл.1. Диаметры и положение на оси элементов, вызывающих потери.

Номер элемента	Диаметр (мм)	Положение на оси (мм)
2	190	±13294.5
3	9	+13294.5
4	3.5	-13294.5
5	105	±7500
6	101	±6300
7	78	±4500

$$c_{\Sigma} = 1 - (1 - c_{mo})^2 (1 - c_{md})^4 (1 - c_{mh1})^2 (1 - c_{mh2})^2 \times (1 - c_{d1})^8 (1 - c_{d2})^8 (1 - c_{d3})^8, \quad (2)$$

где c_{mo} и c_{md} – омические потери и потери на внешних апертурах зеркал; c_{mh1} и c_{mh2} – потери на отверстиях в зеркалах; c_{d1} , c_{d2} и c_{d3} – потери на диафрагмах (датчик положения электронного пучка, апертура камеры поворотного магнита и апертура ондулятора соответственно).

Зеркала резонатора имеют золотое покрытие, оптимальное с точки зрения как минимизации поглощения, так и его долговременной стабильности в атмосферных условиях. Из хорошо известных экспериментальных данных для оптических параметров золота [6] можно получить эмпирическую формулу для омических потерь зеркала: $c_{mo} = 10^{-2}(0.71 - 1.2\lambda)$, где λ берется в миллиметрах.

Для потерь ТЕМ₀₀-моды с радиальным распределением поля $E \sim \exp(-r^2/r_0^2)$, где $r_0 = \{(\lambda L_R/\pi)[1 + (z/L_R)^2]\}^{1/2}$, L_R – длина Рэлея, можно получить следующие формулы [2]:

$$c_{dk,md} = \exp\left[-\frac{\pi d_k^2 L_R}{2\lambda(L_R^2 + z_{dk,md}^2)}\right], \quad (3)$$

$$c_{mh} = \frac{\pi d_{mh}^2}{2\lambda L_R [1 + (L_0/2L_R)^2]}, \quad (4)$$

где $k = 1, 2, 3$; $L_0 = 26.589$ м – длина резонатора, заданная условием синхронизма между терагерцевым и электронным пучками при частоте 5.6 МГц; d – диаметр элемента с потерями.

Все компоненты потерь в формуле (2) можно разделить на две группы. Первую группу потерь, не связанных с выводом излучения (отверстиями), назовем внутренними потерями. Ко второй группе относятся потери, непосредственно связанные с выводом излучения (способы их оптимизации рассматриваются в следующем разделе). Что касается внутренних потерь, то желательно, чтобы они были минимальны. Зависимости внутренних потерь от длины волны для различных длин Рэлея показаны на рис.2. Видно, что они минимальны при $L_R = 6$ м. Из численного моделирования следует, что для повышения эффективности взаимодействия электронного и терагерцевого пучков выгодно уменьшать длину Рэлея [7]. В принципе в общем виде задача оптимизации оптического резонатора должна включать в себя и повышение эффективности. Однако наши оценки, а также данные авторов [7] показывают, что для используемой геометрии и терагерцевого диапазона изменение внутренних потерь в рассматриваемом диапазоне изменения чисел Френеля (рис.2) значительно превышает изменение коэффициента усиления. Благодаря этому в нашем случае можно оптимизировать только потери, считая коэффициент усиления постоянной величиной. Из рис.2 вид-

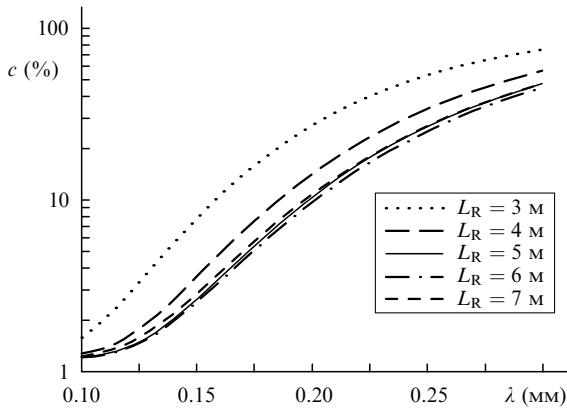


Рис.2. Внутренние потери за круговой обход в оптическом резонаторе НЛСЭ как функция длины волны для разных значений L_R .

но, что для НЛСЭ продвижение в область малых значений L_R невозможно, т.к. при этом сильно возрастают внутренние потери. Кроме того, возникают очень серьезные проблемы с устойчивостью и юстировкой резонатора. Поэтому для НЛСЭ выбраны следующие параметры, при которых эти проблемы заметно не проявляются: $L_R = 5$ м, радиус зеркал $R = L_0[1 + (2L_R/L_0)^2]/2 = 15$ м и параметр устойчивости $g = 1 - L_0/R = -0.75$.

3. Оптимизация вывода излучения и полезных потерь резонатора

В этом разделе обсуждается оптимизация потерь, обусловленных выводом излучения, – полезных и связанных с ними дополнительных дифракционных потерь. Дополнительные дифракционные потери возникают при неоднородном способе вывода излучения, т.е. при выводе с помощью отверстий, скреперов и других устройств, возмущающих структуру моды. Согласно вышеизложенной теории, эти потери в точности равны полезным потерям. Таким образом, простая замена неоднородного вывода однородным сразу даст увеличение выходной мощности лазера в два раза. Однородный вывод излучения легко реализовать в оптическом и ИК диапазонах при помощи полупрозрачных многослойных диэлектрических зеркал. К сожалению, для мощного субмиллиметрового излучения этот вариант невозможен из-за отсутствия подходящих пар материалов.

Другой способ вывода излучения – при помощи интерферометра Майкельсона с делителем из тонкой пленки – давно используется в сравнительно маломощных газовых лазерах [8, 9]. Однако в случае нашего ЛСЭ такой делитель должен находиться в вакууме и выдерживать большую внутрирезонаторную мощность. Единственным материалом, удовлетворяющим этим требованиям, является синтетический CVD-алмаз, максимальный диаметр пленочного образца из которого составляет сейчас 100–120 мм. Однако этот диаметр определяется установками синтеза и постоянно растет. Для НЛСЭ оптимальным является алмазный делитель толщиной 53 мкм, наклоненный под углом 45° таким образом, чтобы поляризация лазерного излучения была перпендикулярна плоскости его падения. Требуемый размер делителя примерно в полтора раза больше доступного в настоящее время. На рис.3 показана зависимость максимального коэффициента связи γ_{\max} при таком способе вывода излучения (полезные потери) от длины волны. При из-

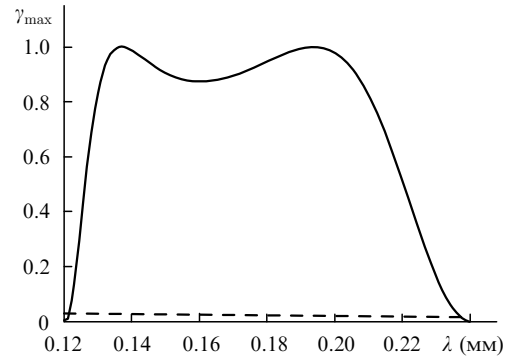


Рис.3. Зависимости максимальной однородной выходной связи на основе интерферометра Майкельсона с делителем из CVD-алмаза (сплошная кривая) и используемой сейчас неоднородной связи в виде отверстий (штриховая линия) от длины волны.

менении длины одного из плеч интерферометра полезные потери изменяются от нуля до этой максимальной величины. Видно, что рассматриваемый способ вывода излучения не только заменяет реализованный сейчас (в виде двух отверстий), но и позволяет легко устанавливать оптимальную связь для каждой длины волны и за счет этого увеличивать выходную мощность лазера более чем в два раза. В расчетах был использован показатель преломления CVD-алмаза $n = 2.378 \pm 0.002$ [10]. В этой же работе с уникальной точностью измерен коэффициент поглощения в CVD-алмазе α , составивший $0.067 \pm 0.003 \text{ см}^{-1}$ на длине волны 130 мкм. Достаточно малое значение α и очень высокая теплопроводность алмаза ($20 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$) собственно и позволяют выдерживать большие лучевые нагрузки.

Полные потери, связанные с выводом излучения, должны быть оптимизированы, как и в случае любого другого непрерывного лазера. Это легко сделать экспериментально при регулируемой выходной связи. Оптимальное значение фиксированной выходной связи, которая применяется в НЛСЭ сейчас, необходимо рассчитать или определить из специальных экспериментов. Поскольку оптимальная выходная связь для разных длин волн различна, дальнейшая оптимизация была проведена для длины волны 150 мкм, которая находится примерно в середине диапазона генерации. Эксперимент проводился на специальном стартовом оптическом резонаторе с минимально возможными полезными потерями (с минимальными одинаковыми отверстиями в зеркалах).

Известно, что оптимальные полезные потери зависят от типа насыщения активной среды, коэффициента усиления K и внутренних потерь c . В НЛСЭ преобладающим спектральным уширением линии усиления является однородное уширение, связанное с конечностью длительности терагерцевого импульса. Насыщение активной среды приводит к следующей зависимости внутрирезонаторной интенсивности от параметров K и c :

$$I \sim \frac{\ln(1+K)}{\ln(1-c_\Sigma)} - 1, \tag{5}$$

где $c_\Sigma = 1 - (1-c)(1-\gamma)^2$ – суммарные потери и $t = 1 - (1-c_{\text{mh2}})^2$ – полезная доля потерь неоднородного вывода излучения в резонаторе с одинаковыми отверстиями. Справедливость зависимости (5) для НЛСЭ подтверждается экспериментом (рис.4), и по ней была определена величина K как подгоночного параметра. Для длины

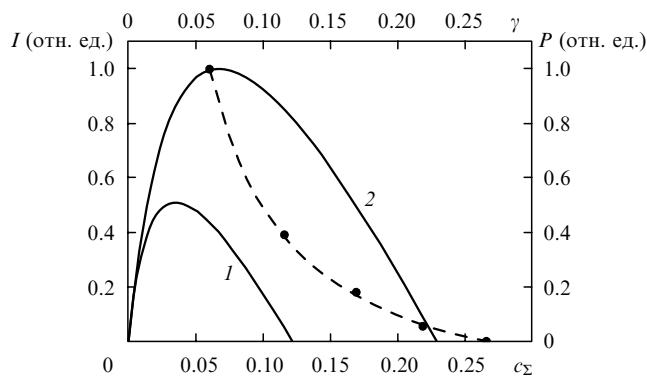


Рис.4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (5) (штриховая кривая) зависимости внутрирезонаторной интенсивности излучения I от суммарных потерь c_{Σ} в резонаторе, а также зависимости выходной мощности лазера от полезных потерь для неоднородного (1) и однородного (2) способов вывода излучения.

волны 150 мкм $K = 0.36$. Хотя конструкция резонатора позволяла осуществить регулируемый вывод излучения во внутренние вакуумные калориметры оптического резонатора при помощи подвижных скреперов [1], мы воспользовались более точным методом. При его использовании выходная мощность НЛСЭ через фиксированное отверстие измерялась как функция кратности частот электронного и терагерцевого импульсов внутри резонатора. При этом очевидно, что если частота следования электронных импульсов в два, три и более раз меньше таковой в случае терагерцевых импульсов, происходит приблизительно двух-, трехкратное и более увеличение потерь в резонаторе при постоянном коэффициенте усиления (реальное увеличение потерь несколько меньше и рассчитывается по формуле (1)).

Выходная мощность лазера зависит от полезных потерь как $P(\gamma) \sim tI(\gamma)$. Максимум этой функции достигается при $t = t_{\text{opt}}$, которое для неоднородного способа вывода излучения находится как корень уравнения

$$\ln(1 + K) = - \frac{(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})^2 \ln^2 [(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})^2]}{2\gamma_{\text{opt}}(1 - \gamma_{\text{opt}}) + (1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})^2 \ln[(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})^2]}, \quad (6)$$

для однородного способа вывода – как корень уравнения

$$\ln(1 + K) = - \frac{(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}}) \ln^2 [(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})]}{\gamma_{\text{opt}} + (1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}}) \ln[(1 - c)(1 - \gamma_{\text{opt}})]}. \quad (7)$$

Заметим, что формула для оптимальной величины полезных потерь в случае однородно насыщающейся активной среды впервые была получена в [11] и далее широко использовалась в литературе [12]. Однако в работе [11] содержится некорректность, связанная с тем, что все формулы в ней фактически записаны для случая малых полезных и внутренних потерь, а графики приведены для полезных потерь до 0.3 (рис.2 из [11]) и даже до 0.85 (рис.4 из [11]), которые никак не могут считаться малыми. Формулы (6) и (7) получены по методике этой работы, но применимы для всех случаев, в том числе тех, когда потери существенны.

Видно, что в случае малых полезных потерь их оптимальное значение при неоднородном выводе излучения в два раза меньше, чем при однородном. Зависимости $P(\gamma)$

показаны на рис.4. Оптимальные полезные потери, оцененные из этого рисунка, которые также можно точно рассчитать по уравнениям (6) и (7), равны соответственно 0.035 и 0.068. Заметим, что из-за пологости максимумов они имеют в значительной мере формальный характер. В связи с этим для резонатора НЛСЭ была выбрана несколько меньшая неоднородная связь, равная 0.025 для длины волны 150 мкм, которая практически не уменьшает его выходную мощность, но расширяет диапазон его генерации. Это важно, т. к. НЛСЭ является источником излучения для разнообразных физических, химических и биологических экспериментов, проводимых в Сибирском центре фотохимических исследований.

В случае однородного вывода излучения при тех же параметрах активной среды и оптимальной выходной связи лазер будет иметь вдвое большую выходную мощность.

4. Экспериментальное измерение потерь

Как и в эксперименте на оптическом резонаторе [1], в описываемом эксперименте использовался детектор на основе матрицы диодов Шоттки с антенной бегущей волны в уголкового отражателе [13]. Для того чтобы на цифровом осциллографе с частотной полосой 0.5 ГГц каждый световой импульс прорисовывался достаточным числом точек, специально использовались не самые быстрые детектор и усилитель. Хотя линейность детектора по отношению к падающей мощности в случае непрерывного излучения проверялась многократно, были выполнены также специальные калибровки для импульсно-периодического сигнала нашего ЛСЭ. Во всем диапазоне амплитуд сигналов, характерных для экспериментов, приведенных ниже, наблюдалась линейная зависимость сигнала детектора от падающей мощности.

Сигналы с детектора $S(t)$ после выключения электронного пучка, пропорциональные внутрирезонаторной мощности НЛСЭ, для разных длин волн показаны на рис.5. Момент выключения пучка обозначен стрелкой. После выключения пучка амплитуды терагерцевых импульсов затухали экспоненциально на всех длинах волн, равных или менее 200 мкм. Для них суммарные потери на круговой обход (период) были таковы: $c_{\Sigma} = 1 - T/\tau$, где $T = 177.4$ нс – период следования терагерцевых импульсов (рабочая частота 5.6 МГц) и τ – характерное время затухания при экспоненциальной интерполяции $P(t) = P_0 \exp(-t/\tau)$, проводимой по вершинам импульсов или по разности максимальных и минимальных значений сигнала.

Когда потери в резонаторе превышали 20 %, наблюдалось затухание, отличное от экспоненциального. Потери как функция номера периода кругового обхода терагерцевого импульса в резонаторе, усредненные по четырем осциллограммам, подобным приведенным на рис.5,2, показаны на рис.6. Очевидно, что в этом случае правильнее всего считать их равными потерям за первый период, т. к. именно этот случай реализуется в нормальном стационарном режиме работы НЛСЭ.

Полученные таким образом потери в резонаторе для $\lambda = 129.8, 152.5, 197.3$ и 229.4 мкм составили 7.7 %, 9.4 %, 13.7 % и 22.4 % соответственно. В более узком диапазоне длин волн аналогичные эксперименты на резонаторе ранее проводились в 2004 г. Для $\lambda = 134, 144$ и 147 мкм они были равны 6.4 %, 8.3 % и 8.7 % соответственно.

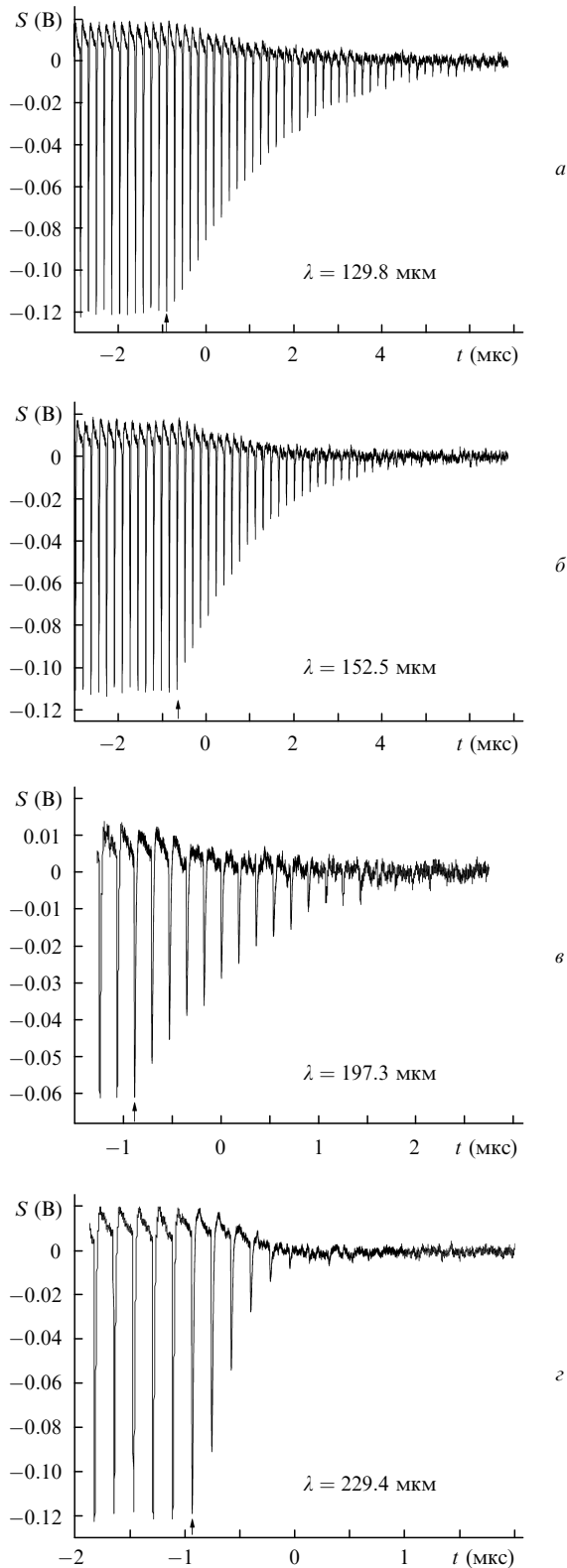


Рис.5. Осциллограммы сигналов детектора от терагерцевых импульсов в резонаторе НЛСЭ после выключения электронного пучка (момент отмечен стрелкой) для разных длин волн.

5. Сравнение теории и эксперимента

Сравнение теоретических и экспериментальных потерь приведено на рис.7. Здесь разные кривые соответствуют различным компонентам потерь (согласно расчетной модели (см. рис.1) и выражениям (1)–(4)). Видно, что на

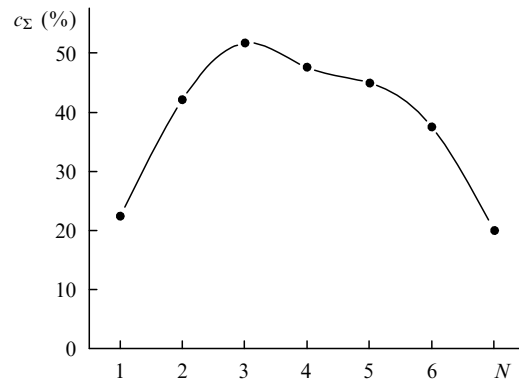


Рис.6. Суммарные потери в оптическом резонаторе НЛСЭ для $\lambda = 229.4$ мкм как функция номера N кругового обхода терагерцевого импульса после выключения электронного пучка.

малых длинах волн наибольшими являются потери на отверстиях, в то время как на больших длинах волн – дифракционные потери на наружных диафрагмах. Две группы экспериментальных точек представляют данные экспериментов 2004 и 2007 гг. Видно, что эксперимент согласуется с теорией в пределах точности расчетов и эксперимента ($\sim 10\%$). В работе [2] отмечалось, что предложенный метод хорошо работает при вычислении потерь до 10% для резонаторов с $|g| = 0.5 - 0.9$. Для резонатора с $|g| = 0.8$ метод давал наилучшее совпадение для потерь до $20\% - 25\%$, что и наблюдается в нашем эксперименте ($|g| = 0.75$).

Тем не менее из рис.7 следует некоторое превышение экспериментальных потерь над расчетными. Предварительное объяснение этого состоит в возможном занижении теоретических омических потерь на зеркалах, особенно для коротковолнового диапазона. В расчетах использовались параметры для массива золота, в то время как наши зеркала представляли собой обработанную алмазным точением медную поверхность с золотым напылением.

Наиболее «выпадающая» экспериментальная точка потерь для $\lambda = 152.5$ мкм была измерена при модуляционной неустойчивости боковых полос, которая могла

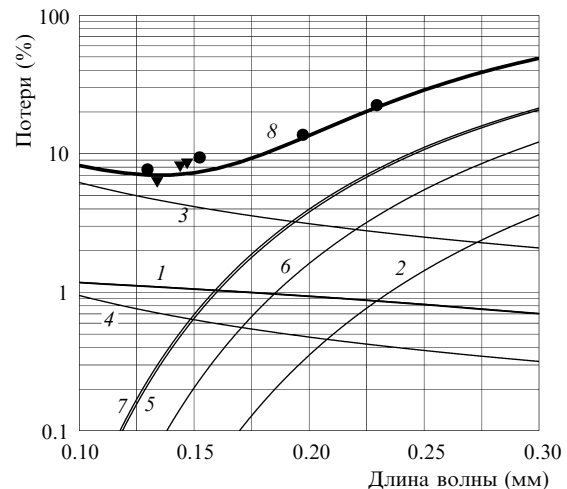


Рис.7. Зависимости расчетных и экспериментальных потерь за круговой обход в резонаторе НЛСЭ от длины волны: 1 – омические потери на зеркалах; 2 – потери на наружных диафрагмах зеркал; 3, 4 – потери на отверстиях в зеркалах; 5–7 – потери на диафрагмах; 8 – суммарные потери; точки – эксперимент 2007 г., треугольники – эксперимент 2004 г.

немного увеличить сечение моды. Мы планируем повторить это измерение в стабилизированном режиме.

Еще одна коррекция расчетов в длинноволновом диапазоне связана с неидеальностью геодезической юстировки осей поглощающих диафрагм (см. рис.1). Возможные поперечные смещения этих диафрагм соответствуют увеличению суммарных потерь на длине волны $\lambda = 200$ мкм, равному 1 %. Эти дополнительные потери элементарно рассчитываются по изложенной выше методике.

6. Заключение

Прямое сравнение простого аналитического метода расчета потерь открытых устойчивых лазерных резонаторов, предложенного ранее автором настоящей работы, и эксперимента показало их хорошее согласие. Таким образом, правильность этого метода подтверждается теперь не только сравнением с различными численными методами, но и с экспериментом.

Указанный метод применен при разработке и оптимизации оптического резонатора Новосибирского терагерцевого лазера на свободных электронах. С его помощью рассчитан оптимальный однородный регулируемый способ вывода излучения с использованием интерферометра Майкельсона с делителем из CVD-алмаза, позволяющий увеличить выходную мощность НЛСЭ более чем в два раза. Приведены корректные формулы для

расчета оптимальной выходной связи лазера при однородном насыщении активной среды.

Особенности НЛСЭ позволили провести прямые эксперименты по определению параметров оптического резонатора и феноменологических параметров активной среды, обычно недоступные для лазеров других типов.

1. Kubarev V.V., Persov B.Z., Vinokurov N.A., Davidov A.V. *Nucl. Instr. & Meth. A*, **528**, 198 (2004).
2. Кубарев В.В. *Квантовая электроника*, **30**, 824 (2000).
3. Li T. *Bell Syst. Techn. J.*, **44**, 917 (1965).
4. McCumber D.E. *Bell Syst. Techn. J.*, **44**, 333 (1965).
5. Любимов В.В., Орлова И.Б. *Оптика и спектроскопия*, **29**, 581 (1970).
6. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., et al. *Appl. Opt.*, **26**, 744 (1987).
7. Colson W.B., Blau J., Armstead R.L., et al. *Phys. Rev. Special Topic – Accelerators and Beams*, **9**, 030703 (2006).
8. Evenson K.M., Wells J.S., Matarrese L.M., Jennings D.A. *J. Appl. Phys.*, **42**, 1233 (1971).
9. Woskoboinkow P., Jennings W.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **12**, 613 (1976).
10. Kubarev V.V., in *Conf. Digest of the Joint 32th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, and 15th International Conference on Terahertz Electronics* (Cardiff, UK, 2007, p. 863).
11. Meneely C.T. *Appl. Opt.*, **6**, 1434 (1967).
12. Мэйтлэнд А., Данн М. *Введение в физику лазеров* (М.: Наука, 1978).
13. Kubarev V.V., Kazakevich G.M., Jeong Y.U., Lee B.J. *Nucl. Instr. & Meth. A*, **507**, 523 (2003).