

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.37

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ He—Ne-ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,52 мкм
ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ*С. Н. Атутов^{1,2}, В. А. Сорокин^{1,2}¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

E-mail: vlad_sorokin@ngs.ru

Представлены результаты детального исследования газоразрядного He—Ne-лазера с длиной волны 1,52 мкм для телекоммуникационных систем. Измерен ряд важных параметров лазера, таких как расходимость лазерного излучения (M^2), мощность лазера в зависимости от температуры, стабильность мощности лазера, шумовые характеристики излучения и др. Указано на возможность микроминиатюризации лазера, что представляет интерес при применении его в условиях высокого уровня электромагнитных помех.

Ключевые слова: лазер, усиление, длина волны 1,52 мкм, гауссов пучок, модовый состав.

Введение. В настоящее время происходит бурное развитие оптических телекоммуникационных систем и многоканальных средств передачи информации со скоростью до нескольких десятков гигабит в секунду. Прогресс в этой области тесно связан с разработкой новых модуляторов на основе электрооптических полимерных материалов, содержащих внедрённый краситель и подвергшихся процедуре полинга [1]. Такие среды имеют большие значения электрооптических коэффициентов и позволяют создавать тонкоплёночные модуляторы света с высоким быстродействием и относительно низким управляющим электрическим напряжением.

Благодаря современным достижениям органической химии в области синтеза создан широкий набор красителей и полимерных матриц и остро стоит проблема их тестирования. Наибольший интерес вызывают электрооптические модуляторы света с волоконным входом и выходом, поэтому требуется тестирование образцов материалов, состыкованных с оптическим одномодовым волокном. (Многомодовое волокно не годится из-за деполяризации лазерного излучения в волокне.) Поскольку принцип работы электрооптического модулятора основан на воздействии на фазы нормальных волн, то для тестирования требуется монохроматический источник с хорошими поляризационными и пространственными характеристиками. Для минимизации потерь при согласовании лазерного пучка с одномодовым волокном необходимо излучение, близкое по параметрам к гауссову пучку с круглым сечением.

Одна из наиболее привлекательных спектральных областей работы модулятора находится около длины волны $\lambda = 1,55$ мкм, что соответствует окну прозрачности оптического телекоммуникационного волокна, минимальным потерям на рэлеевское рассеяние и

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-29-08134) и Совета по грантам Президента РФ (№ НШ-4447.2014.2).

нулевой волноводной дисперсии. Тестирование образцов материалов предполагает многократные процедуры юстировки оптической установки, замены оптических элементов. В качестве источников могут служить полупроводниковые DFB-лазеры [2], полупроводниковые гибридные [3], волоконные [2] или газовые [4] лазеры. Одночастотный с узким спектром генерации DFB-лазер и полупроводниковый гибридный лазер — устройства достаточно дорогие и «капризные». Они чувствительны к оптической обратной связи, особенно от оптических разъемов, которые служат интерфейсами между лазером и волокном основной линии связи. Даже относительно небольшая обратная связь (с уровнем меньше 0,1 %) может сильно дестабилизировать лазер, повлиять на характеристики системы и вывести лазер из строя. Эти лазеры могут легко выйти из строя и в условиях высокого уровня электромагнитных помех. Выходной (расходящийся) пучок полупроводниковых лазеров имеет в поперечном сечении эллипс. Он плохо стыкуется с цилиндрической формой сердцевины оптоволокна, требует дополнительной оптики для согласования. Недорогие DFB-лазеры (например, "Photon 363" с $\lambda = 1,55$ мкм) имеют ширину спектра около 1 нм, что совершенно не подходит для электрооптического модулятора с интерферометром.

Волоконные лазеры также достаточно дороги, требуют источники излучения для накачки активного волокна. Параметры излучения волоконных лазеров в значительной степени подвержены влиянию окружающей среды, поскольку активное волокно лазера имеет, как правило, обширную боковую поверхность и поэтому предрасположено к воздействию акустических помех.

В связи с вышеизложенным идеальным источником излучения для тестирования электрооптических тонкопленочных модуляторов света может служить газовый лазер. Среди многообразия газовых лазеров практически единственным подходящим является гелий-неоновый лазер, имеющий линию усиления с длиной волны 1,52 мкм (переход $2s_2-2p_1$ в обозначениях Пашена) [5]. Существуют коммерческие специализированные He—Ne-лазеры с длиной волны генерации 1,52 мкм. Самый дешёвый из них — это лазер R-33141 фирмы "Newport" стоимостью 2266 евро [6].

Цель данной работы — продемонстрировать возможность реконструкции стандартного He—Ne-лазера, генерирующего излучение на длине волны 0,6328 мкм, а также детальное исследование параметров лазерного излучения.

Реконструкция стандартного He—Ne-лазера с длиной волны генерации 0,6328 мкм. В качестве прототипа был выбран распространённый лазер ЛГ-52-1 с газоразрядной трубкой длиной около 72 см и диаметром $D = 2,13$ мм, заполненной смесью гелия и неона и оптимизированной для генерации излучения с длиной волны 0,6328 мкм. Газоразрядная трубка имеет окна из плавленого кварца, приклеенные под углом Брюстера. Резонатор этого лазера длиной $L = 75$ см образован плоским «глухим» зеркалом с пропусканием менее 0,1 % и сферическим вогнутым зеркалом с пропусканием $T_m = 2,4$ %. Мощность генерации лазера на длине волны 0,6328 мкм соответствовала паспортному значению 12 мВт при токе разряда около 10 мА.

Реконструкция лазера заключалась в замене исходных зеркал резонатора спектрально-селективными, имеющими большой коэффициент отражения лишь в спектральной области вблизи длины волны 1,52 мкм. Требуемая высокая спектральная селективность зеркал обусловлена наличием конкурирующих переходов. Генерация излучения 1,52 мкм осуществляется на переходе неона $2s_2-2p_1$. При этом на самой сильной лазерной линии $2s_2-2p_4$ (среди переходов $2s_2-2p_j$) также может происходить конкурирующая генерация с длиной волны 1,15228 мкм. Дополнительными конкурирующими лазерными переходами являются: $2s_2-2p_{10}$ ($\lambda = 0,88653$ мкм), $2s_2-2p_8$ ($\lambda = 1,0295$ мкм), $2s_2-2p_7$ ($\lambda = 1,0621$ мкм), $2s_2-2p_6$ ($\lambda = 1,0844$ мкм), $2s_2-2p_6$ ($\lambda = 1,1409$ мкм), $2s_2-2p_2$ ($\lambda = 1,1767$ мкм).

Возбуждение уровня $2s_2$ в неоне осуществляется столкновениями второго рода (см. [43–46] в работе [4]) атомов неона с возбуждёнными в метастабильное состояние 2^3S_1 ато-

мами гелия. Разность энергий $E(2^3S_1, \text{He}) - E(2s_2, \text{Ne})$ составляет 313 см^{-1} , что близко к величине $k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) для комнатных температур. Вследствие этого имеет место достаточно сильный рост эффективности возбуждения уровня $2s_2$ при увеличении температуры газоразрядной трубки.

Условия генерации моды TEM_{00} на длине волны 1,52 мкм. При выборе кривизны и коэффициентов отражения зеркал имелась некоторая неопределённость, связанная с неоднозначной информацией относительно коэффициента усиления для перехода $2s_2 \rightarrow 2p_1$. Значения для коэффициента усиления варьируются от 6 % на метр [4] до 10 % на метр [5]. Неоптимальные параметры газовой смеси для данной линии генерации также вносят свою лепту. Для генерации излучения на длине волны 0,6328 мкм требуемое давление смеси $\text{He} + \text{Ne}$ удовлетворяет соотношению $pD = 3,6 \text{ мм рт. ст.} \cdot \text{мм}$ при соотношении парциальных давлений $p(\text{He})/p(\text{Ne}) = 5/1$. Для генерации излучения на длине волны 1,52 мкм лучшие условия возникают при $pD = 7\text{--}14 \text{ мм рт. ст.} \cdot \text{мм}$ и отношении $p(\text{He})/p(\text{Ne}) = 10/1$ [7]. Более высокое давление и большая концентрация гелия требуются из-за нарушения закона сохранения спина при передаче возбуждения от метастабильного состояния 2^3S_1 гелия (спин $S = 1$) на уровень $2s_2$ неона (спин $S = 0$). Если усиление излучения для длины волны 1,52 мкм достаточно большое, имеется опасность генерации поперечных мод (при малых дифракционных потерях). Для исключения генерации радиусы кривизны зеркал были выбраны одинаковыми и равными 2 м. Тогда дифракционные потери для мод TEM_{00} и TEM_{01} можно оценить по номограммам, приведённым в [8] для симметричных резонаторов, используя значения числа Френеля $N = D^2/4L\lambda$ и параметра $q = 1 - L/r$ (r — радиус кривизны зеркал). Для $\lambda = 1,52 \text{ мкм}$ при $D = 2,13 \text{ мм}$, $r = 2 \text{ м}$ и $L = 75 \text{ см}$ величины $N = 0,995$, $q = 0,625$. Дифракционные потери α_{00} для моды TEM_{00} по номограмме из [8] оцениваются в 2,3 % на один обход резонатора. Дифракционные потери α_{01} для моды TEM_{01} по номограмме из [8] оцениваются уже в 15 %. Минимальное значение дифракционных потерь достигается при $r = 0,75 \text{ м}$, когда резонатор становится конфокальным, но при этом существенно уменьшаются потери и для поперечных мод. Выбор кривизны зеркал $r = 2 \text{ м}$ представляется наиболее удачным с точки зрения гарантированного подавления генерации высших поперечных мод.

Дополнительные потери могут возникать из-за дисперсии показателя преломления выходных окон активного элемента лазера. Такой дисперсией обладает плавленый кварц, из которого изготовлены выходные окна. Для излучения с $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ величина показателя преломления $n = 1,457156$, а для $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$ — $n = 1,444687$ [9]. Соответствующие углы Брюстера $\Theta_B = \text{arctg}(n)$ равны $55,54^\circ$ и $55,31^\circ$. Коэффициент отражения от каждой поверхности окон для $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$ и $\Theta_B = 55,54^\circ$ будет иметь величину $5 \cdot 10^{-6}$, и суммарными потерями на отражение можно пренебречь.

Усиление излучения на длине волны 1,52 мкм и мощностные характеристики лазерной генерации. Точные данные коэффициента усиления перехода $2s_2 \rightarrow 2p_1$ смеси гелия и неона, которая оптимизирована для генерации излучения с длиной волны 0,6328 мкм в трубке с $D = 2,13 \text{ мм}$, в литературе отсутствуют. Поэтому для получения гарантированной генерации на длине волны 1,52 мкм необходимо использовать зеркала с высоким коэффициентом отражения. Были изготовлены несколько зеркал с пропусканием T_m от 0,5 до 1,1 % и плотные зеркала с $T_m < 0,1 \%$. Они устанавливались в резонатор в разных комбинациях, и измерялась полная выходная мощность генерации. Зависимость мощности генерации (при токе разряда $J = 8,4 \text{ мА}$) от суммарного пропускания зеркал (рис. 1) аппроксимировалась методом наименьших квадратов с помощью выражения

$$W = CT_m \left\{ \left[\frac{-2g_0L}{\ln(1 - T_m - a)} \right]^2 - 1 \right\}, \quad (1)$$

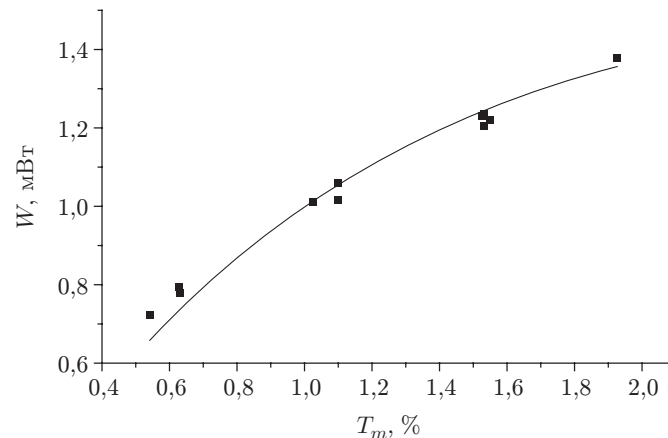


Рис. 1. Зависимость мощности генерации He—Ne-лазера от суммарного пропускания зеркал

где C — коэффициент пропорциональности; g_0 — ненасыщенный коэффициент усиления; $a > \alpha_{00}$ — суммарные неселективные потери в резонаторе. Параметры C и g_0 являлись подгоночными.

Формула (1) следует из условия баланса усиления и потерь для лазерных сред с неоднородным уширением [10]:

$$\exp(2gL)(1 - T_m - a) = 1, \quad g = g_0 / (1 + W/T_m W_0)^{1/2}.$$

Здесь W_0 — мощность насыщения усиления, входящая множителем в параметр C . Величина a выбиралась равной 0,035 ($\alpha_{00} + 1,2$ % дополнительных потерь). При этом значении функция (1) наиболее правдоподобно аппроксимировала экспериментальные данные. Значение g_0 оказалось равным 18 % на метр, что является оценкой снизу, поскольку режим генерации лазера не одночастотный. Оптимальное значение пропускания $T_{m \text{opt}} \approx 2,5$ % должно обеспечить максимальную мощность генерации около 2 мВт. Ток разряда $J = 8,4$ мА, при котором проводились измерения, не являлся оптимальным по мощности генерации. Он был выбран несколько меньше граничного значения тока $J_{\text{th}} = 8,5$ мА, при превышении которого возникали страты в газоразрядной трубке и резко возрастали амплитудные флуктуации выходной мощности лазера.

Для того чтобы удостовериться в правильности значения коэффициента усиления, были проведены прямые измерения усиления с использованием дополнительного активного элемента лазера ЛГ-52-1, генерировавшего излучение с длиной волны 0,6328 мкм. Инфракрасное излучение, периодически прерываемое с помощью обтюратора, пропускалось через активный элемент, в котором можно было включать или выключать разряд. Далее интенсивность инфракрасного излучения регистрировалась фотодетектором на основе PbS-фоторезистора (область спектральной чувствительности 1–2,5 мкм при температуре 20 °С). Сигнал фотодетектора измерялся селективным нановольтметром "Unipan 237" на частоте прерывания около 40 Гц. Отношение сигналов фотодетектора при включенном и выключенном разрядах в дополнительном активном элементе (длиной 72 см) составило $1,12 \pm 0,01$, что приводит к величине усиления $(16,6 \pm 1,6)$ % на метр.

На рис. 2, а приведены графики, демонстрирующие поведение мощности генерации в течение достаточно длительного времени при токе разряда $J > J_{\text{th}}$ и $J < J_{\text{th}}$. На рис. 2, б построены соответствующие гистограммы, представляющие статистику флуктуаций мощности при $J > J_{\text{th}}$ и $J < J_{\text{th}}$. При $J > J_{\text{th}}$ средняя амплитуда флуктуаций

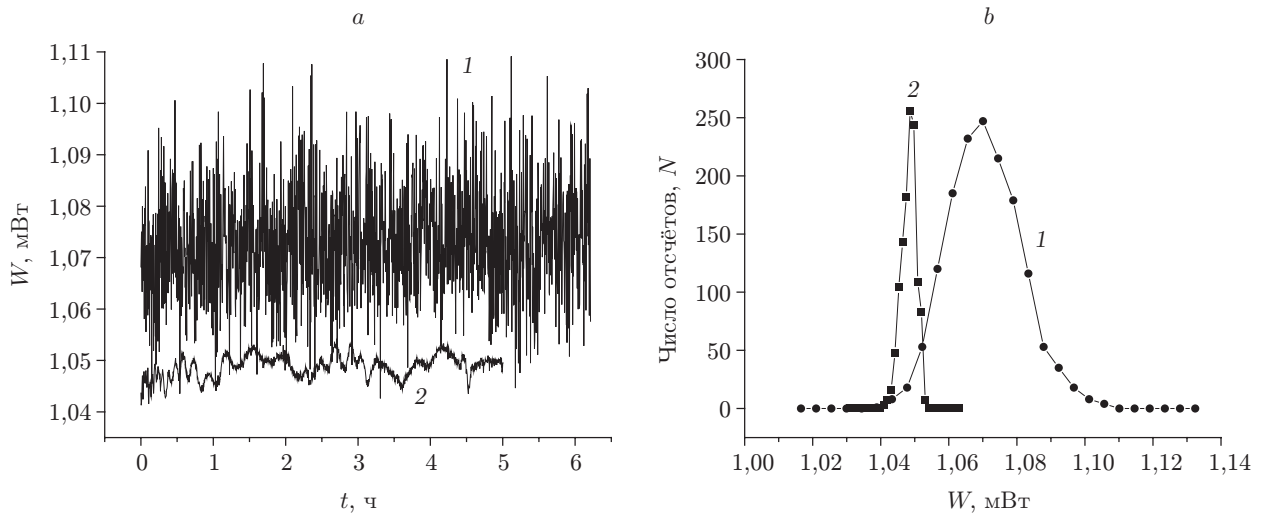


Рис. 2. Поведение мощности генерации: *a* — изменение мощности генерации лазера в зависимости от времени, *b* — распределение флуктуации мощности генерации. Графики 1: $J = 9$ мА, $\langle W \rangle = 1,07$ мВт, $\sigma = 0,011$, $d\langle W \rangle/dt = 0,00063$ мВт/ч (выше порога стратификации); графики 2: $J = 8,4$ мА, $\langle W \rangle = 1,05$ мВт, $\sigma = 0,002$, $d\langle W \rangle/dt = 0,00047$ мВт/ч (ниже порога стратификации)

мощности, определяемая дисперсией σ , имеет значение около 1 %, а при $J < J_{th}$ — примерно в 5 раз меньше и задаётся остаточными пульсациями тока разряда, среднее значение которых $\sqrt{\langle \Delta J^2 \rangle} \approx 0,1$ мА. Относительная стабильность тока $\sqrt{\langle \Delta J^2 \rangle}/J \approx 0,012$ определялась качеством источника питания. Средний дрейф мощности генерации при $J > J_{th}$ равнялся 0,063 % в час, при $J < J_{th}$ — 0,05 % в час. Наблюдаемая неплохая долговременная стабильность — следствие достаточно большого превышения накачки над пороговым значением, когда используются заведомо плотные зеркала.

На рис. 3 приведена зависимость мощности генерации от тока разряда при установке плотного зеркала с $T_m < 0,1$ % и пропускающего — с $T_m = 1,1$ %. Она получена по шести сериям измерений при изменении тока разряда с достаточно малым шагом (менее 0,1 мА). Измерения проводились при изменении тока от меньших значений к бóльшим, и наоборот. Затем было произведено усреднение результатов и определена дисперсия величины мощности для каждого значения тока разряда. График на рисунке при токе около

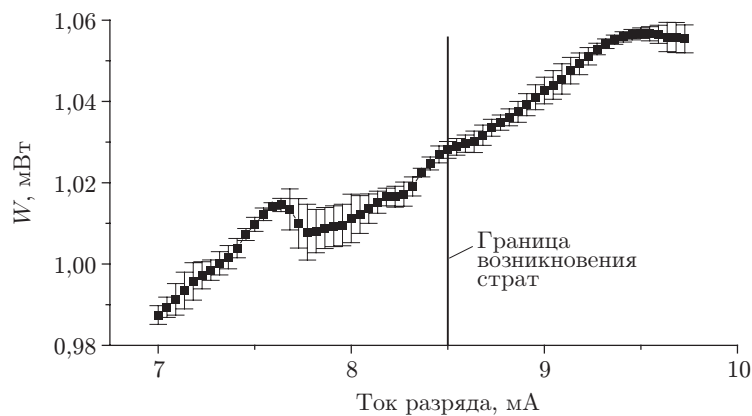


Рис. 3. Зависимость мощности генерации He—Ne-лазера на длине волны 1,52 мкм от тока разряда

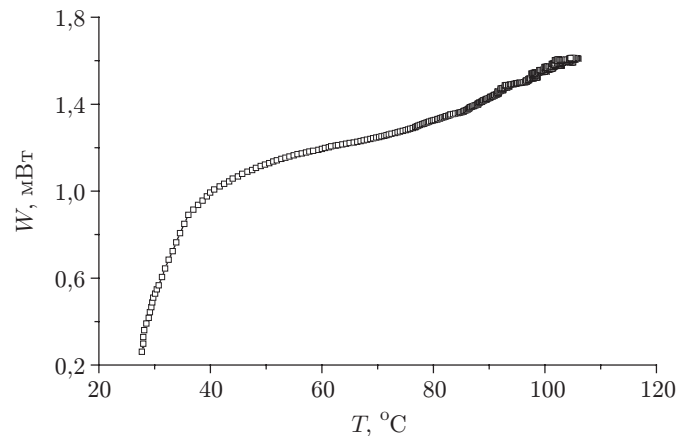


Рис. 4. Изменение мощности генерации He—Ne-лазера на длине волны 1,52 мкм с ростом температуры газоразрядной трубки

$J = 7,7$ мА имеет локальный максимум с малой дисперсией. В этой точке происходит смена фазы пульсаций мощности, связанных с пульсациями тока разряда, и наблюдается минимальная амплитуда флуктуаций мощности лазера.

На рис. 4 приведён график зависимости мощности генерации от температуры разрядной трубки. График получен путём одновременной регистрации мощности генерации и температуры. Рост мощности наблюдается до температуры 105 °С, при этом он совершенно не связан с нарушением и восстановлением юстировки резонатора вследствие температурного расширения элементов резонатора.

Качество пучка лазерного излучения на длине волны 1,52 мкм. Для минимизации оптических потерь очень важной характеристикой лазерного пучка является его расходимость, особенно когда требуется заведение пучка в одмодовое волокно. Идеален в таком случае гауссов пучок, обладающий дифракционной расходимостью, и тогда возможно точное согласование пучка с модой оптического волновода с минимальными потерями.

При определении качества пучка используются несколько параметров, основной из которых — величина M^2 , измеряемая по распределению интенсивности в различных сечениях пучка:

$$\Theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0}.$$

Здесь Θ — расходимость пучка, w_0 — радиус пучка в перетяжке. Для определения величины M^2 был применён прибор "Thorlabs Beam Profiler M2MS-BP209", который позволяет измерять распределение интенсивности вдоль светового пучка на длине до 200 мм с шагом менее 1 мм. Вычисления, выполненные с помощью программного обеспечения прибора M2MS-BP209, дали значение $M^2 = 0,99$ в вертикальном и горизонтальном сечениях пучка, что свидетельствует о практически идеальном его качестве. Наблюдались лишь небольшая «некруглость» лазерного пучка порядка 1 % и астигматизм 0,7 мм, что меньше шага сканирования профиля пучка. Эти искажения возникли вследствие применения ослабляющих светофильтров, имевших небольшой клин. Значение M^2 , практически равное единице, также свидетельствует об отсутствии волноводного режима генерации [11], опасность возникновения которого при большом усилении вполне вероятна.

Спектральные характеристики лазерного излучения на длине волны 1,52 мкм. Спектр генерации лазера проанализирован несколькими способами. Сначала было проверено количество линий генерации с помощью дифракционной решётки. Изме-

рения проводилось методом сравнения со спектром, наблюдаемым от He—Ne-лазера, генерирующего излучение с длиной волны 0,6328 мкм. Красное излучение было пропущено через газоразрядную трубку инфракрасного лазера, что обеспечивало пространственное совмещение обоих пучков. Суммарное излучение направлялось на отражательную дифракционную решётку (эшелет), имеющую 600 штрихов/мм. Под углом блеска в нулевом порядке наблюдалось излучение с обеими длинами волн. Первый порядок дифракции для излучения инфракрасного лазера был обнаружен лишь под углом, отвечающим приблизительно 2,5 порядка дифракции излучения красного лазера. Следовательно, лазер генерировал лишь одну линию, а более коротковолновое излучение с сильного лазерного перехода $2s_2—2p_4$ с $\lambda = 1,15$ мкм отсутствовало. Точное измерение длины волны осуществлялось прибором "Wavelength Meter WS6" компании "Angstrom". Результат измерения показал, что длина волны инфракрасного излучения равнялась 1523,4883 нм. Это значение длины волны несколько отличается от величины, приведённой в [12], где для перехода $2s_2—2p_1$ неона дано значение 15234,4 Å. Однако, если взять разность энергий для уровней $2s_2$ ($159539,57 \text{ см}^{-1}$) и $2p_1$ ($152972,697 \text{ см}^{-1}$) из [13], получается весьма близкое к результатам измерений значение $\lambda = 1523,490$ нм.

Более детально спектр излучения лазера с $\lambda = 1523,4883$ нм изучался с помощью сканирующего интерферометра Фабри — Перо. Интерферометр был образован двумя одинаковыми сферическими зеркалами с радиусами кривизны 2 м и коэффициентами отражения 99,4 %. Расстояние между зеркалами выбиралось равным 15 см, что давало величину свободного спектрального интервала в 1 ГГц. Одно из зеркал закреплялось на пьезотрансляторе типа КП1, на который подавалось периодически меняющееся напряжение треугольной формы. Амплитуда напряжения позволяла изменять расстояние между зеркалами на величину нескольких λ . Сигнал пропускания интерферометра регистрировался фотодетектором с германиевым фотодиодом на экране осциллографа, X-вход которого соединялся с генератором напряжения треугольной формы. Поскольку в данном интерферометре Фабри — Перо могли возбуждаться как продольные, так и поперечные моды, то для выделения лишь продольных мод перед фотодетектором устанавливалась диафрагма диаметром 0,2 мм. Характерные наблюдаемые осциллограммы показаны на рис. 5. Из них видно, что спектр излучения лазера мог иметь две или три продольные моды с частотным межмодовым интервалом около 200 МГц, в которых содержится практически вся мощность генерации лазера. Спектральные свойства излучения с $\lambda = 1,52$ мкм вполне соответствуют неоднородно уширенному вследствие движения атомов контуру усиления. Ширина контура

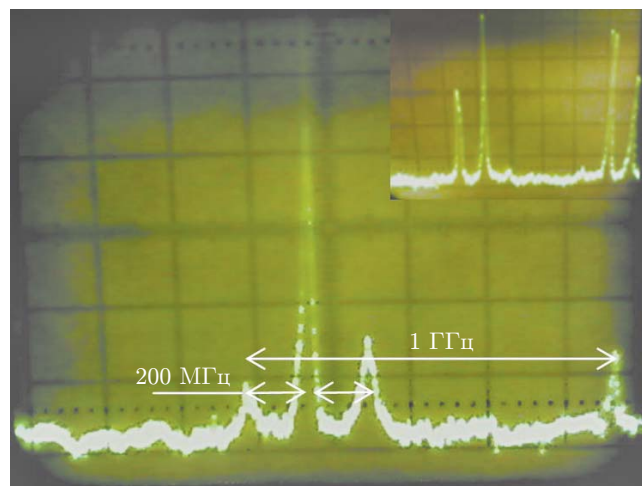


Рис. 5. Модовый состав излучения He—Ne-лазера на длине волны 1,52 мкм

$\Delta\nu_D = 2(V_T/\lambda) = (2/\lambda)\sqrt{(2k_B T)/m_{\text{Ne}}}$, равная 734 МГц при $T = (273 + 105)$ К, практически исключает выход в генерацию больше трёх продольных мод, спектральный интервал между которыми при $L = 75$ см близок к 200 МГц.

Заключение. Таким образом, нами продемонстрирована возможность сравнительно простого пути создания лазера с длиной волны генерации $\lambda = 1,52$ мкм. Поскольку усиление на переходе $\text{Ne } 2s_2 \rightarrow 2p_1$ оказалось достаточно большим, то подойдёт практически любой He-Ne -лазер, конструкция которого допускает замену зеркал. Для подавления конкурирующих переходов следует устанавливать спектрально-селективные зеркала. Коэффициенты пропускания и радиусы кривизны зеркал можно выбирать, исходя из наших оценок. Излучение с $\lambda = 1,52$ мкм будет иметь дифракционную расходимость и достаточно узкий спектр, определяемый доплеровским уширением спектральной линии перехода $2s_2 \rightarrow 2p_1$. Следует также отметить, что поскольку значение pD для перехода $2s_2 \rightarrow 2p_1$ велико, то может наблюдаться дополнительное сужение спектра вследствие конкуренции продольных мод, если однородное уширение линии усиления будет превышать межмодовый интервал.

Неожиданно большой коэффициент усиления на переходе $2s_2 \rightarrow 2p_1$ открывает путь для микроминиатюризации лазера. Действительно миниатюрный лазер с длиной разрядного промежутка 5 мм будет иметь коэффициент усиления за один обход резонатора не менее 0,16 %. Число Френеля для короткого лазера составит около 150 при $D = 2$ мм, 75 при $D = 1$ мм или 37,5 при $D = 0,5$ мм. Дифракционные потери в коротком резонаторе в диапазоне значений параметра $0 \leq q < 0,9$ пренебрежимо малы. Применение СВЧ-возбуждения даст дополнительное увеличение коэффициента усиления. Использование зеркал с коэффициентом пропускания 0,05 % позволит достичь, как минимум, двухкратного превышения усиления над порогом и выходной мощности порядка нескольких микроватт. Этого вполне достаточно для ряда приложений. Например, микроваттное излучение, сфокусированное в световод с диаметром 1 мкм, обеспечит плотность мощности ~ 100 Вт/см². Кроме этого, миниатюрный одномодовый He-Ne -лазер в сочетании с полупроводниковым усилителем позволит генерировать мощное и высококачественное монохроматическое излучение.

Авторы выражают благодарность д-ру физ.-мат. наук П. Л. Чаповскому за помощь в проведении измерений и полезные советы при обсуждении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Myers R. A., Mukherjee N., Brueck S. R. J. Large second-order nonlinearity in poled fused silica // Opt. Lett. 1991. **16**, Is. 22. P. 1732–1734.
2. Звелто О. Принципы лазеров. С.-Пб.: Лань, 2008. 491 с.
3. Дураев В. П., Лутц Г. Б., Неделин Е. Т. и др. Дискретно перестраиваемый одночастотный лазер с волоконными брэгговскими решетками // Квантовая электроника. 2007. **57**, № 12. С. 1143–1145.
4. Беннетт В. Р. Газовые оптические квантовые генераторы // УФН. 1963. **81**, вып. 1. С. 119–184.
5. Бондарчук Я. М., Возняк Р. М., Привалов В. Е. Исследование энергетических характеристик He-Ne -лазера на 1.5231 мкм // Оптика и спектроскопия. 1991. **70**, вып. 1. С. 244–245.
6. Бондарчук Я. М. Разработка и исследование лазера для телекоммуникационных систем // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2006. № 3. С. 12–13.
7. Справочник по лазерам /Под ред. А. М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 1. 27 с.
8. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 92 с.

9. **Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П.** Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 147 с.
10. **Rigrod W. W.** Gain saturation and output power of optical masers // Journ. Appl. Phys. 1963. **34**, Is. 9. P. 2602–2609.
11. **Бабин С. А., Еременко Т. Ю., Куклин А. Е., Хорев С. В.** Волноводный режим генерации широкоапертурного Ag^+ -лазера // Квантовая электроника. 1994. **21**, № 9. С. 817–821.
12. **Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С.** Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. М.: Атомиздат, 1966. 199 с.
13. **Moore Ch. E.** Atomic Energy Levels. Circular of National Bureau of Standards 467. Washington: U. S. Government Printing Office, 1949. Vol. 1. 77 p.

Поступила в редакцию 9 февраля 2015 г.
