

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

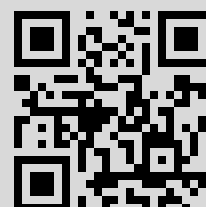
В. В. Кубарев, Е. А. Куренский, *Квантовая электроника*, 1995, том 22, номер 12, 1179–1183

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 84.237.42.47

14 ноября 2022 г., 09:58:14



Сверхмалозумящий H_2O -лазер с высокочастотной накачкой

В.В.Кубарев, Е.А.Куренский

Впервые высокочастотный разряд (27.5 МГц) применен для накачки непрерывного H_2O -лазера с $\lambda = 118.6$ мкм, что позволило более чем на два порядка снизить шумы лазера по сравнению с лазерами на постоянном токе. Проведена оптимизация активной среды с использованием различных добавочных газов (H_2 , He , Xe), типа и геометрии резонатора лазера. Измерены ненасыщенный коэффициент усиления, интенсивность насыщения активной среды и внутренние потери резонатора. Показано, что максимальная выходная мощность лазера составляет 48 мВт при длине резонатора 2.5 м, а шумы лазера в диапазоне частот 0.01–40 кГц меньше 10^{-4} .

Введение

Использование возбужденных колебательно-вращательных переходов молекулы воды позволяет получить непрерывную лазерную генерацию на длинах волн $\lambda = 28, 47, 79, 119$ и 220 мкм. В частности, для диагностики плазмы наибольший интерес представляет излучение с $\lambda = 118.6$ мкм. Поскольку на эту длину волны существуют различные высокочувствительные детекторы [1–3], основным параметром лазера во многих экспериментах является не выходная мощность, а отношение постоянной составляющей выходной мощности к мощности шума (отношение сигнал/шум лазера). В дальнейшем обратное отношение будем называть шумом лазера.

Непрерывные H_2O -лазеры с $\lambda = 118.6$ мкм описаны в [4–10]. Во всех этих работах для накачки лазера использовался разряд постоянного тока. Выходная мощность на единицу длины резонатора в лазерах из [4–8] составляет 1–5 мВт/м. В работах [9, 10] за счет тщательной оптимизации удалось увеличить этот параметр до 21 мВт/м. Значительный прирост мощности был получен при использовании водорода в качестве добавочного газа. Впервые повышение выходной мощности H_2O -лазера при использовании смеси $\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2$ наблюдалось в [4].

Шумы H_2O -лазера на постоянном токе исследовались в работах [6, 9]. Согласно [6], наибольший уровень шумов, равный $8 \cdot 10^{-2}$, наблюдался в частотном интервале $\Delta f = 1-10$ кГц. В диапазоне $\Delta f = 10$ кГц–1 МГц шум составил 10^{-2} . В [9] шумы измерялись только в диапазоне частот $\Delta f = 8-12$ кГц. Они оказались равными 10^{-2} . Используя данные работы [6], можно предположить, что шумы лазера [9] в диапазоне частот $\Delta f = 0-12$ кГц по крайней мере в несколько раз больше, т. е. $\sim (3-5) \cdot 10^{-2}$. Заметим, что в обеих работах шумы лазера были обусловлены нестабильностью разряда, для стабилизации которого принимались специальные меры (использовались полые катоды специальной конструкции, оптималь-

ные режимы разряда, в которых не наблюдалось видимых страт, и т. д.). Поскольку шумы лазера на постоянном токе располагаются в используемом при диагностике плазмы диапазоне частот, их уровень накладывает ограничение на чувствительность измерений.

Ниже описан H_2O -лазер с высокочастотной накачкой, энергетические характеристики которого близки к характеристикам лазера из [9, 10], но с более чем на два порядка меньшим уровнем шумов.

1. Постановка задачи и описание установки

В отличие от лазеров на постоянном токе шумы описываемого лазера в широком диапазоне условий эксперимента были предельно малы. По этой причине основные усилия были направлены на получение максимальной выходной мощности лазера, для чего последовательно оптимизировались сначала усиливающая среда, а затем геометрия резонатора.

Конструкция лазера показана на рис. 1. Усиливающая среда лазера представляет собой стационарный ВЧ разряд (27.5 МГц) в смеси паров воды и добавочных газов (H_2 , He , Xe). Разряд поджигался в стеклянной трубе с внутренним радиусом $a = 28$ мм и длиной $l = 2.5$ м при помощи емкостных ВЧ электродов, соединенных через

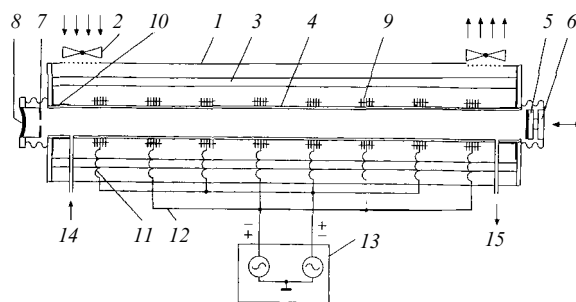


Рис. 1. Конструкция лазера:

1 – кожух; 2 – вентиляторы воздушного охлаждения; 3 – инваровые стержни; 4 – волновод–разрядная трубка; 5 – глухое зеркало; 6 – пьезокорректор; 7 – полупрозрачное зеркало; 8 – выходное окно; 9 – ВЧ электроды; 10 – заземленные концевые электроды; 11 – компенсирующие индуктивности; 12 – полуволновые кабели; 13 – ВЧ генератор; 14 – напуск смеси; 15 – откачка смеси.

один полуволновыми кабелями с противоположными полюсами двухтактного ВЧ генератора.

В лазере испытывались волноводный резонатор и открытый резонатор Фабри – Перо. В волноводном резонаторе с доминирующими EH_{11} - и TE_{01} -модами использовались плоские полупрозрачное и глухое зеркала [11]. Разрядная трубка в этом случае является частью волноводного резонатора, что предъявляет жесткие требования к ее качеству. Преимущество волноводного резонатора перед оптимальным открытым состоит в примерно вдвое большем объеме EH_{11} -моды по сравнению с оптимальной TEM_{00} -модой, что позволяет более полно использовать усиливающую среду и получать большую выходную мощность.

Полусимметричный открытый резонатор Фабри – Перо с доминирующей TEM_{00} -модой можно получить из волноводного резонатора, заменив плоское глухое зеркало сферическим [12]. При радиусе кривизны зеркала $R_2 \leq 15$ м излучение «отрывается» от стенки волновода и она не оказывает существенного влияния на потери в резонаторе. В этом случае выходная мощность лазера максимальна при некотором оптимальном R_2 , которое должно удовлетворять противоречивым требованиям увеличения модового объема и уменьшения дифракционных потерь.

Для получения максимальной выходной мощности лазера необходимо выбрать также оптимальное пропускание полупрозрачного зеркала. В качестве таких зеркал в лазере испытывались $Cu-Ni$ -сетка с двумерной квадратной структурой с периодом 20 мкм и шириной перемычек 6.3 мкм, обеспечивающая пропускание на рабочей длине волны 1.44 %, и напыленные алюминидом лавсановые пленки с близким к 100 % отражением, имеющие в центре отверстия связи с различными диаметрами d_c . Преимущество сеточного вывода излучения состоит в том, что он позволяет получить сразу за выходным окном лазера сформированный гауссов пучок с малой угловой расходимостью без применения какой-либо оптики [13, 14]. В обоих случаях излучение лазера выводилось через окно, закрытое полиэтиленовой пленкой толщиной 0.5 мм с пропусканием 94 %.

2. Результаты и обработка эксперимента

Максимальное усиление линии с $\lambda = 118.6$ мкм наблюдалось для разряда в смеси $H_2O:H_2 = 1:1.82$, прокачиваемой со скоростью 1.35 л·мм рт. ст./мин. При работе на чистых парах воды максимальная выходная мощность лазера уменьшается в два раза. В качестве добавочных газов испытывались также гелий, который давал увеличение мощности H_2O -лазера [7] и ксенон, используемый в H_2O -лазере [14]. В описываемом лазере, так же как и в работе [4], увеличения мощности лазера при добавлении He не наблюдалось. Импульсная добавка He к оптимальной смеси H_2O-H_2 приводила к увеличению выходной мощности лазера на 30 % в течение первых нескольких минут. Хотя в стационарном режиме добавка He не увеличивает выходную мощность, она может оказаться перспективной для импульсных H_2O -лазеров, а также может использоваться в непрерывном H_2O -лазере для кратковременного повышения мощности.

Зависимость выходной мощности лазера от давления рабочей смеси p при максимальной накачке имеет максимум при $p = p_0 = 0.95$ мм рт. ст.

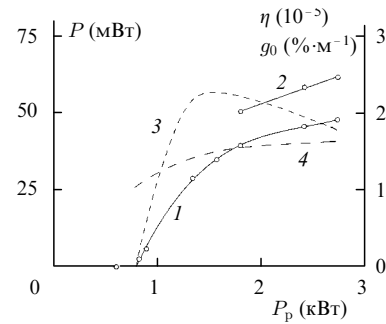


Рис.2. Зависимости выходной мощности лазера (1, 2), КПД (3) и ненасыщенного коэффициента усиления среды (4) от мощности накачки для смесей H_2O-H_2 (1, 3, 4) и H_2O-H_2-He (2). Резонатор: $R_1 = R_2 = \infty$; $d_c = 3.1$ мм.

На рис.2 показаны зависимости выходной мощности лазера P и КПД η от мощности накачки P_p . В отличие от лазера на постоянном токе [9] зависимость $P = f(P_p)$ здесь имеет очень пологий максимум, поэтому максимально возможная мощность лазера в наших экспериментах достигнута не была.

На рис.3 приведена зависимость мощности лазера от температуры разрядной трубки. Там же для сравнения изображена подобная зависимость для лазера на постоянном токе [9]. Видно, что у описываемого лазера спад выходной мощности с увеличением температуры усиливающей среды происходит гораздо медленнее. Это различие приводит к тому, что, во-первых, долговременная нестабильность мощности лазера, связанная с изменением температуры среды, у лазера с ВЧ накачкой должна быть много меньше, чем у лазера на постоянном токе. Во-вторых, возможно использование принудительного или даже конвективного воздушного охлаждения вместо водяного, требуемого для лазеров на постоянном токе.

Для оптимизации резонатора необходимо знать зависимость коэффициента усиления среды на единицу длины g от интенсивности излучения в резонаторе I . Для двух крайних случаев чисто неоднородного (доплеровского) и чисто однородного (лоренцовского) уширений контура усиления среды лазера эта зависимость имеет вид [15]

$$g = g_0 \left(\frac{1}{1 + I/I_0} \right)^{1/n}, \quad (1)$$

где g_0 — коэффициент усиления среды для малого сигнала или ненасыщенный коэффициент; I_0 — интенсивность насыщения; $n = 1$ и 2 для однородного и неоднородного уширения соответственно. Обобщая приводимые в [15] результаты расчета выходной мощности однородно уширенного лазера на случай произвольного n , а также учитывая волноводные потери, получаем

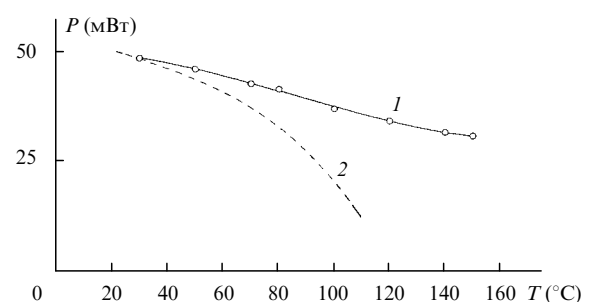


Рис.3. Зависимости выходной мощности лазера от температуры разрядной трубки для описываемого лазера (1) и лазера из работы [9] (2).

$$P = \frac{1}{2} S \gamma I = \frac{1}{2} S \gamma I_0 \left\{ \left[\frac{2g_0 l_d}{2\beta l - \ln(1 - \gamma - \alpha_d - 2\alpha_m)} \right]^n - 1 \right\}, \quad (2)$$

где S – среднее поперечное сечение моды резонатора; γ , α_d и $2\alpha_m$ – нормированные коэффициенты полезных, дифракционных и омических потерь на зеркалах лазера соответственно; β – волноводные потери на единицу длины; l и l_d – длины резонатора и разряда. Принимая во внимание то, что $\gamma + \alpha_d + 2\alpha_m \ll 1$ во всех описываемых экспериментах, выражение (2) можно привести к следующему виду:

$$P = \frac{1}{2} S \gamma I_0 \left\{ \left[\frac{2g_0 l_d}{\gamma + \alpha} \right]^n - 1 \right\}, \quad (3)$$

где $\alpha = 2\beta l + \alpha_d + 2\alpha_m$.

Легко показать, что для волноводного резонатора можно считать $\alpha_d = 0$, а для близкого к оптимальному открытого резонатора $\beta = 0$.

Поскольку выражение (3) существенно различается при разных n , необходимо определить, какой именно вид уширения контура усиления среды имеет место в описываемом лазере. Так как субмиллиметровые лазеры имеют очень большое спонтанное время перехода, естественное уширение контура усиления для них много меньше доплеровского и столкновительного уширений. Доплеровское уширение при газовой температуре разряда ~ 400 К равно $\Delta\nu_d \simeq 8$ МГц [15].

В случае столкновительного уширения $\Delta\nu_c = \nu_c/\pi$, где $\nu_c \sim \sum_i \sigma_i p_i$ – характерная частота столкновений; σ_i – характерное сечение столкновений; p_i – давление компонента газовой смеси. Точные значения σ_i для смесей H₂O–H₂O и H₂O–H₂ неизвестны. Грубые оценки показывают, что $\Delta\nu_c/p \sim 1$ МГц/мм рт. ст.

Информацию о типе уширения можно получить непосредственно из эксперимента. На рис.4,а показана интерферограмма лазера – зависимость выходной мощности лазера от небольшого изменения длины резонатора, снятая при помощи механического перемещения глухого зеркала. В данном случае использовался резонатор открытого типа, поэтому наблюдаемые четыре поперечные моды идентифицируются как TEM₀₀, TEM₁₀, TEM₂₀ и TEM₀₁ (в этом и других экспериментах с излучением 118.6 мкм сопутствующее ему более мощное излучение с $\lambda = 28$ мкм отфильтровывалось при помощи сеток или пластин из кристаллического кварца). Период интерферограммы, равный $\lambda/2$, соответствует час-

точному интервалу $c/(2l) = 60$ МГц. Из интерферограммы видно, что, во-первых, ширина линии усиления для TEM₀₀-моды $\Delta\nu$ практически совпадает с доплеровской шириной $\Delta\nu_d \simeq 8$ МГц. Во-вторых, на всех продольных TEM₀₀-модах при используемом давлении $p = 0.7$ мм рт. ст., которое только на 30 % меньше оптимального, отчетливо виден лэмбовский провал. Этот провал, снятый более подробно при помощи пьезокорректора, в увеличенном масштабе показан на рис.4,б. Ширина провала $\Delta\nu_L \simeq 0.2\Delta\nu \simeq 1.6$ МГц. Как известно, лэмбовский провал образуется в центре линии усиления, когда ее однородное уширение по крайней мере в несколько раз меньше неоднородного. Ширина провала и однородное уширение связаны соотношением [15]

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_c (1 + I/I_0)^{1/2}. \quad (4)$$

В данном эксперименте $I/I_0 = 2.7$ и $\Delta\nu_c = 0.52\Delta\nu_L = 0.83$ МГц.

Таким образом, само наличие лэмбовского провала, а также численные оценки показывают, что $\Delta\nu_d \gg \Delta\nu_c$, и в формулах (1)–(3) следует положить $n = 2$.

При увеличении давления смеси до оптимальной величины $p_0 = 0.95$ мм рт. ст. мощность лазера увеличивается примерно на 20 %, а лэмбовский провал постепенно вырождается в уплощение вершин TEM₀₀- и EH₁₁-мод. Режим генерации лазера с хорошо выраженным лэмбовским провалом можно использовать для долговременной стабилизации частоты лазера, а режим, при котором вершины мод плоские, благоприятен для получения предельно низкого амплитудного шума лазера. В этом случае при небольших изменениях длины резонатора $dP/dl \simeq 0$, т. е. выходная мощность нечувствительна к вариациям длины резонатора из-за вибраций.

Параметры усиливающей среды $g_0 = 1.51 \pm 0.07 \cdot \text{м}^{-1}$ и $I_0 = 732 \pm 250$ мВт/см² были определены для разряда $P_p = 1.8$ кВт, $p = p_0 = 0.95$ мм рт. ст. из решения системы трех уравнений (3) для трех мощностей лазера при различных полезных потерях. Измерения были проведены на открытых резонаторах с $R_1 = \infty$, $R_2 = 10$ м с отверстиями связи $d_c = 1.4, 2$ и 2.8 мм, которые были гораздо менее чувствительны к угловой разъюстировке зеркал, чем волноводные резонаторы. Полезные потери определялись по формуле $\gamma = (d_c/d_0)^2$, где $d_0 = 18.1$ мм – характерный диаметр по интенсивности гауссова пучка на плоском зеркале. При этом учитывалось, что $d_0 \gg d_c$, а радиальное распределение интенсивности TEM₀₀-моды имеет гауссов вид в силу малости дифракционных и полезных потерь. Величина d_0 зависит от R_1, R_2 и l и вычисляется по хорошо известным формулам, приведенным в [16]. Внутренние потери резонатора α в этих экспериментах оказались равными 2.43 ± 0.36 %. Внутренние потери открытого резонатора складываются из дифракционных потерь TEM₀₀-моды α_d и омических потерь на зеркалах $2\alpha_m$. Используя данные работы [12], получаем $\alpha_d = 0.2$ %. Тогда омические потери на одно отражение от алюминиевого зеркала $\alpha_m = 1.12 \pm 0.18$ %, что хорошо соответствует литературным данным. Согласно [17] потери при отражении от зеркал из Au, Ni и Pb для $\lambda = 118.6$ мкм составляют 0.95, 1.7 и 3.7 % соответственно. Адекватное значение α_m является косвенным подтверждением правильности выбранной расчетной модели. Так, если обрабатывать экспериментальные данные по модели с $n = 1$, как это делается, например, в

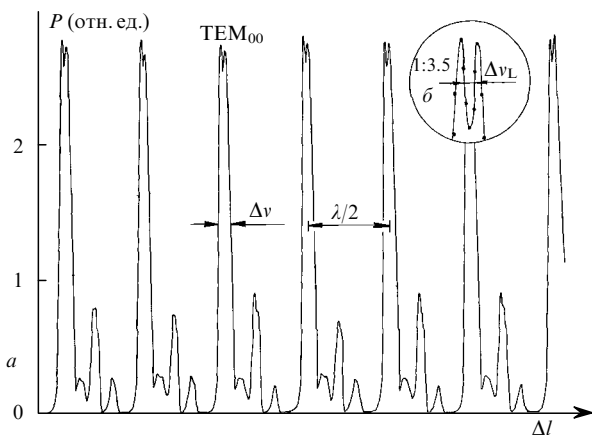


Рис.4. Интерферограмма лазера (а) и лэмбовский провал TEM₀₀-моды в увеличенном в 3.5 раза масштабе (б).

работе [6], получаем $\alpha_m \approx 0.5\%$, что не может соответствовать действительности.

Когда в резонаторе с $R_1 = \infty$, $R_2 = 10$ м в качестве выходного зеркала использовалась двумерная сетка, мощность лазера уменьшалась в 10 раз. Из (3) можно получить потери на сетке $\alpha_m = 3.2\%$, которые также хорошо согласуются с экспериментально измеренными в [18] потерями на Cu-Ni-сетке, равными 3.3%. Зависимость ненасыщенного коэффициента усиления среды от мощности накачки изображена на рис. 2.

Располагая сведениями о параметрах оптимальной усиливающей среды, можно перейти к оптимизации резонатора. Она наиболее проста для резонатора волноводного типа. В этом случае поперечное сечение моды EH_{11} постоянно и определено внутренним радиусом волновода $S = 0.847a^2$ [11]. Внутренние потери волноводного резонатора $\alpha = 3.22\%$ были найдены из выражения (3). Вычитая из них потери на зеркалах, получаем потери в волноводе $\alpha_w = 2\beta l = 0.99\%$. Дифференцируя выражение (3), находим оптимальный коэффициент пропускания выходного зеркала γ_{opt} , при котором выходная мощность лазера максимальна:

$$\gamma_{opt} = \left\{ (2g_0 l_d)^2 \alpha + \left[\frac{(2g_0 l_d)^6}{27} + (2g_0 l_d)^4 \alpha^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ (2g_0 l_d)^2 \alpha - \left[\frac{(2g_0 l_d)^6}{27} + (2g_0 l_d)^4 \alpha^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} - \alpha. \quad (5)$$

Подставляя в (5) максимальный коэффициент усиления $g_0 = 1.62\% \cdot \text{м}^{-1}$, находим $\gamma_{opt} = 1.34\%$ и $d_c^{opt} \approx 3.3$ мм. Измеренная калориметром максимальная выходная мощность волноводного лазера с такой связью составила 48 ± 2 мВт.

Оптимизация открытого резонатора проводилась следующим образом. Для различных R_2 рассчитывались внутренние потери резонатора, его оптимальная связь и выходная мощность лазера при максимальной мощности накачки. Результаты расчета показаны на рис. 5. Там же приведены экспериментальные точки для двух стандартных радиусов кривизны R_2 . Оптимальное $R_2 \approx 10$ м. Измеренная калориметром максимальная выходная мощность лазера с оптимальным открытым резонатором $R_1 = \infty$, $R_2 = 10$ м, $d_c = 2.1$ мм составила 40 ± 2 мВт.

Сравнение полученных на волноводном и открытом резонаторах мощностей излучения лазера показывает, что первый из них позволяет получить на 20% большую мощность, т. е. преимущество волноводного резонатора реализовано лишь частично. Причиной этого являются большие внутренние потери волноводного резонатора. Заметим, что преимущество волноводного резонатора практически полностью реализуется для HCN-лазера с

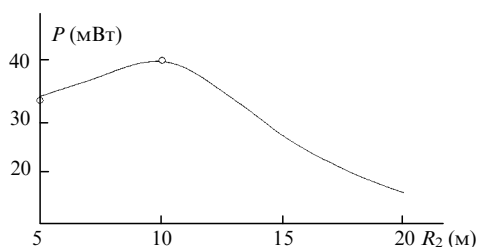


Рис. 5. Зависимость выходной мощности лазера от радиуса кривизны глухого зеркала для открытого резонатора: сплошная линия – расчет, точки – эксперимент.

$\lambda = 337$ мкм [13, 14]. В волноводе H_2O -лазера из-за уменьшения длины волны доминирующую роль играют не классические волноводные потери идеального прямолинейного волновода $\sim \lambda^2/a^3$, как в HCN-лазере, а потери, связанные с неидеальностью волновода, в частности с кривизной его оси $\sim a^3/(\lambda^2 R^2)$ (R – радиус кривизны волновода) [11]. К наблюдаемым $\alpha_w = 0.99\%$ и $\beta = 0.198\% \cdot \text{м}^{-1}$ приводит $R = 2 \cdot 10^4$ м, что соответствует прогибу оси волновода всего 0.2 мм.

Внутренние потери идеального прямолинейного волновода для $\lambda = 118.6$ мкм исключительно малы: $\alpha_w = 0.15\%$, $\beta = 0.03\% \cdot \text{м}^{-1}$. Выходная мощность лазера, которую можно получить с таким волноводом, равна 89 мВт.

В силу ряда описанных выше особенностей наиболее выгодный путь роста мощности H_2O -лазера – это увеличение его длины. На рис. 6 показаны расчетные зависимости выходной мощности лазера от длины его резонатора. В этих расчетах длина разряда $l_d = l - 30$ см, радиус трубки $a = 28$ мм, а d_c и R_1, R_2 (в случае открытого резонатора) имеют оптимальные значения. При сравнимой длине резонатора 3.3 м выходная мощность волноводного лазера с ВЧ накачкой составляет 104 мВт, что в 1.6 раза превышает мощность лазера на постоянном токе [10].

Излучение лазера, выводимое через отверстие связи, как показали измерения, имеет классическое угловое распределение для дифракции на круглом отверстии [19]. При использовании лазера для диагностики плазмы его излучение должно иметь стабильную во времени линейную поляризацию. Она задавалась при помощи конструкции, расположенной перед глухим зеркалом и состоящей из трех параллельно натянутых проволочек из W-Au диаметром 10 мкм с расстоянием между ними 10 мм, аналогичной устройствам, используемым в [10, 14]. Такой поляризатор обеспечивал стабильную 95%-ную линейную поляризацию и приводил к уменьшению выходной мощности лазера на 12%.

Шумы лазера измерялись в полосе частот 0.01–40 кГц при помощи охлаждаемого жидким гелием фотосопроотивления n -InSb с максимальной чувствительностью в области $\lambda \geq 300$ мкм. Эквивалентная мощность шума детектора для излучения с $\lambda = 118.6$ мкм равнялась $\sim 10^{-8}$ Вт/Гц^{1/2}, что позволяло регистрировать флуктуации мощности лазера $\sim 10^{-4}$. Специально проверялась линейность измерительной системы, т. е. ее способность точно измерять малые шумы излучения на фоне большой постоянной составляющей. Эксперимент показал, что излучение лазера не давало приращения шумов детектора. Таким образом, шумы лазера в указанном

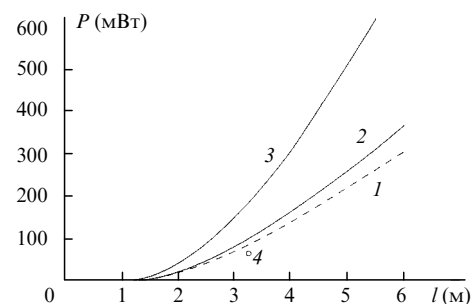


Рис. 6. Зависимость выходной мощности лазера от длины резонатора: 1 – открытый резонатор; 2 – волноводный резонатор, $\beta = 0.198\% \cdot \text{м}^{-1}$; 3 – идеальный волноводный резонатор, $\beta = 0.03\% \cdot \text{м}^{-1}$; 4 – лазер из работы [10].

диапазоне частот меньше 10^{-4} .

Авторы благодарны А.В.Белобородову за помощь при измерении шумов лазера.

1. Haller E.E. *Infrared Phys.*, **25**, 257 (1985).
2. Putley E.H. *Appl. Optics*, **4**, 649 (1965).
3. Shenker H., Moore W.J., Swiggard E.M. *J. Appl. Phys.*, **35**, 2965 (1964).
4. Дюбко С.Ф., Свич В.А., Валитов Р.А. *ЖТФ*, **38**, 1988 (1968).
5. Evenson K.M., Wells J.S., Matarrese L.M. et al. *Appl. Phys. Letts*, **16**, 159 (1970).
6. Bradley C.C. *Infrared Phys.*, **12**, 287 (1972).
7. Woskoboinikov P., Jennings W.C. *Appl. Phys. Letts*, **27**, 658 (1975).
8. Yasuoka Y., Burlamacchi P., Wang S.Y. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 614 (1979).
9. Belland P. *Appl. Phys. B*, **27**, 123 (1982).
10. Belland P. *Infrared. Phys.*, **24**, 381 (1984).
11. Marcatili E.A., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
12. Li T. *Bell. Syst. Techn. J.*, **44**, 917 (1965).
13. Belland P., Veron D., Whitbourn L.B. *J. Phys. D*, **8**, 2113 (1975).
14. Кубарев В.В. *ПТЭ*, № 3, 177 (1986).
15. Мэйтлэнд А., Данн М. *Введение в физику лазеров* (М., Наука, 1978).
16. Kogelnik H., Li T. *Appl. Optics*, **5**, 1550 (1966).
17. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. et al. *Appl. Optics*, **26**, 744 (1987).
18. Ulrich R. *Infrared Phys.*, **7**, 37 (1967).
19. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1973).

V.V.Kubarev, E.A.Kurensky. Very-low-noise H₂O laser with rf pump.

An rf (27.5 MHz) discharge was used for the first time to pump a cw H₂O laser emitting at $\lambda = 118.6 \mu\text{m}$. This made it possible to reduce the noise by more than two orders of magnitude compared with dc lasers. Optimisation of the composition of the active medium, by adding various gases (H₂, He, Xe), and of the type and geometry of the laser cavity, was carried out. The unsaturated gain, the saturation intensity of the active medium, and the internal cavity losses were measured. The maximum output power of a laser was 48 mW when the cavity was 2.5 m long. The noise/signal ratio was less than 10^{-4} in the frequency range 0.01–40 kHz.