

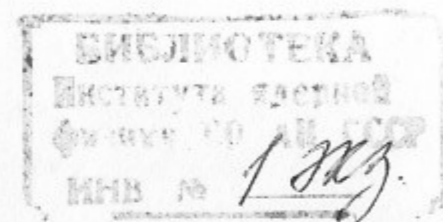


*К. 88*

Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера

В.В. Кубарев, Е.А. Куренский

СВЕРХМАЛОШУМЯЩИЙ 118,8 мкм  
H<sub>2</sub>O-ЛАЗЕР  
С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКОЙ



ИЯФ 95-38



НОВОСИБИРСК

*v*

Сверхмалозумящий 118,6 мкм  $H_2O$  – лазер  
с высокочастотной накачкой

*В.В.Кубарев, Е.А.Куренский*

Впервые высокочастотный разряд (27,5 МГц) применяется для накачки непрерывного 118,6 мкм  $H_2O$ -лазера, что позволяет более чем на два порядка снизить шумы лазера по сравнению с лазерами на постоянном токе. Приводятся результаты оптимизации активной среды с использованием различных добавочных газов ( $H_2$ , He, Xe), типа и геометрии резонатора лазера. Для оптимизированного лазера измерены ненасыщенный коэффициент усиления и интенсивность насыщения активной среды, внутренние потери резонатора. Максимальная выходная мощность 2,5 м лазера составляет 48 мВт. Шумы лазера в диапазоне частот 0,01÷40 кГц меньше  $10^{-4}$ .

Superlow-Noise 118.6  $\mu m$  RF-Pumped  
 $H_2O$  Laser

*V. V. Kubarev, E. A. Kurensky*

For the first time RF-discharge (27.5 MHz) is used for pumping of CW 118.6  $\mu m$   $H_2O$  laser, that allow to decrease a noise of the laser by more than two order of value as compared with continuons current lasers. The optimization of amplifying medium with using verious additional gases ( $H_2$ , He, Xe), type and geometry of laser resonator are discribed. The unsaturated gain, the saturation intensity and the resonator loss of optimized laser are measured. Maximum output power 2.5 m long laser is 48 mW. The laser noise in frequency range 0.01 ÷ 40 kHz is smaller than  $10^{-4}$ .

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики"  
им. Г.И. Будкера СО РАН

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение определенных 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 линия  $\lambda=118,6$  мкм. Можно показать, что эта длина волны близка к оптимальной по соотношению сигнал/шум для интерферометрии на крупных установках "ТОКАМАК" следующего поколения, а также на открытых амбиполярных и газодинамических ловушках. Поскольку существуют различные высокочувствительные детекторы 118,6 мкм излучения [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). Величина обратная этому отношению в дальнейшем называется шумом лазера.

Непрерывные 118,6 мкм  $H_2O$ -лазеры описаны в [4÷10]. Во всех этих работах для накачки лазера использовался разряд постоянного тока. Выходная мощность на единицу длины резонатора в лазерах [4÷8] составляет 1÷5 мВт/м. Автору работ [9,10] за счет тщательной оптимизации удалось поднять этот параметр до 21 мВт/м. При этом максимальная выходная мощность лазера длиной 3,2 м составила 67 мВт. Значительный прирост мощности этого лазера был получен за счет использования водорода в качестве добавочного газа. Впервые повышение выходной мощности  $H_2O$ -лазера при использовании  $H_2O:H_2$  смеси наблюдалось авторами [4].

Шумы  $H_2O$  лазера на постоянном токе подробно исследовались в работе [6] и в ограниченном диапазоне частот в работе [9]. Согласно [6],

наибольший уровень шумов равный  $8 \cdot 10^{-2}$  наблюдался в частотном интервале  $\Delta f = 0,1 \div 10$  кГц. В диапазоне  $\Delta f = 10$  кГц  $\div 1$  МГц шум имел величину  $10^{-2}$ . Автор [9] измерил шумы только в узком диапазоне частот  $\Delta f = 8 \div 12$  кГц. Они оказались равными  $10^{-2}$ . Используя данные работы [6], можно предположить, что шумы лазера [9] в диапазоне частот  $\Delta f = 0 \div 12$  кГц по крайней мере в несколько раз больше, то есть  $\sim (3 \div 5) \cdot 10^{-2}$ . Заметим, что в обеих работах шумы лазера были обусловлены разрядом и авторами предпринимались специальные меры для его стабилизации, как то: полые катоды специальной конструкции, оптимальные режимы разряда, в которых не наблюдалось видимых страт и т.д.. Поскольку шумы лазера на постоянном токе располагаются в измеряемом при диагностике плазмы диапазоне частот, их уровень накладывает прямое ограничение на чувствительность измерений.

Ниже описывается  $H_2O$ -лазер с высокочастотной накачкой, который имеет удельную и выходную мощности близкие к лазеру, описанному в [9,10], но более чем на два порядка меньший уровень шумов.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В отличие от лазеров на постоянном токе шумы описываемого лазера практически независимо от условий эксперимента были предельно малы. Поэтому основные усилия были направлены на получение максимальной выходной мощности лазера. Для этого последовательно оптимизировались сначала усиливающая среда и затем геометрия резонатора.<sup>1</sup>

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 длиной  $l=2,5$  м при помощи емкостных ВЧ электродов, соединенных через один полуволновыми кабелями с противоположными полюсами двухтактного ВЧ генератора.

В лазере испытывались волноводный и открытый Фабри-Перо резонаторы. Волноводный резонатор с доминирующими  $EH_{11}$  и  $TE_{01}$  модами получался при установке плоского полупрозрачного (радиус кривизны зеркала  $R_1 = \infty$ ) и глухого ( $R_2 = \infty$ ) зеркал. Как известно, в этом случае существенная доля излучения из-за дифракционной расходимости попадает на стенку разрядной трубки и, отражаясь от нее, образует

<sup>1</sup>Хотя в действительности оптимизация усиливающей среды лазера проводилась на неоптимизированном резонаторе, здесь приводятся зависимости для оптимальных резонаторов. Эти зависимости сняты после оптимизации резонатора и имеют большую практическую ценность.

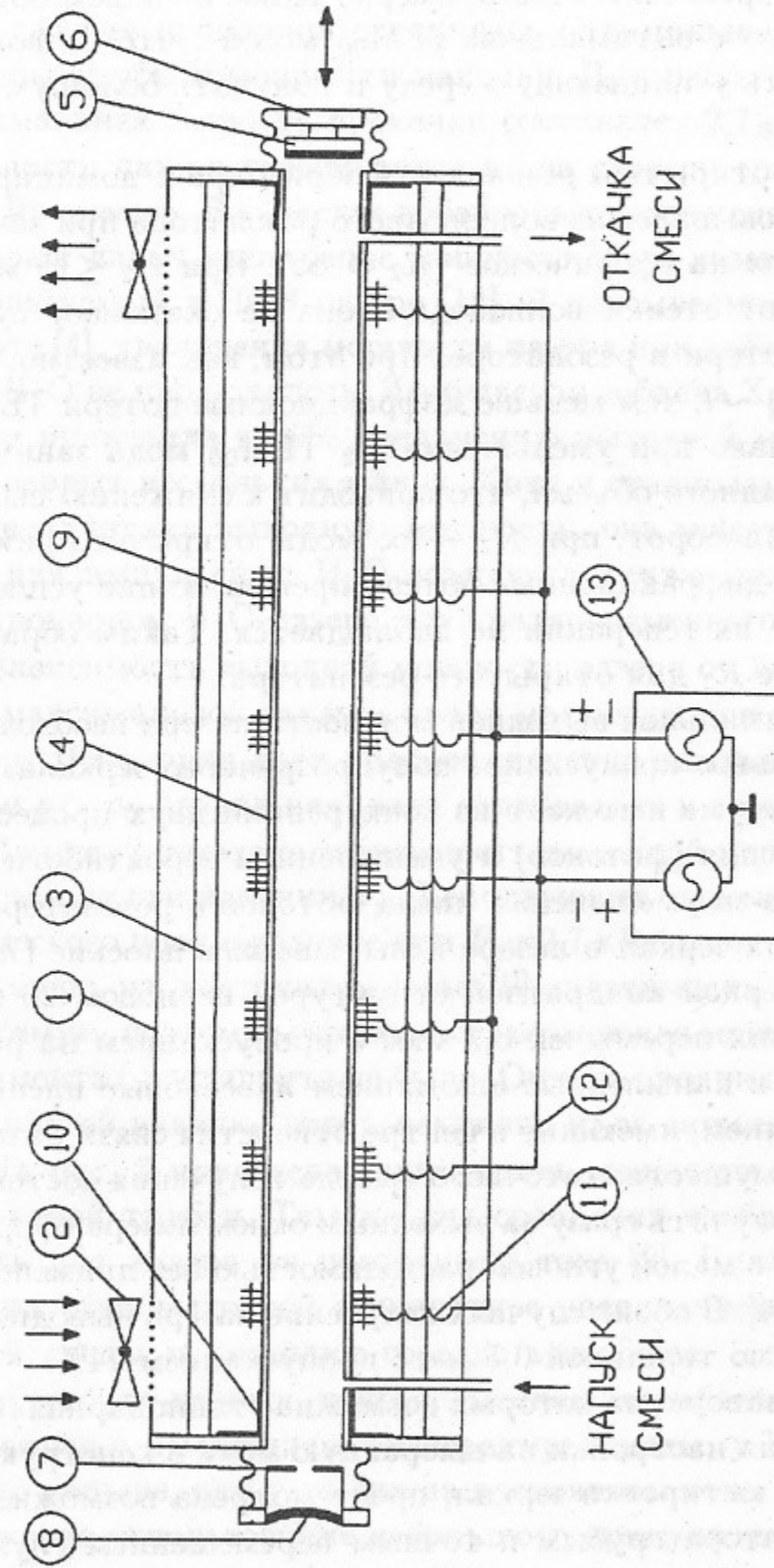


Рис. 1. Конструкция лазера: 1 - кожух, 2 - вентиляторы воздушного охлаждения, 3 - инварные стержни, 4 - волновод-разрядная трубка, 5 - глухое зеркало, 6 - полупрозрачное зеркало, 7 - пьезокорректор, 8 - выходное окно, 9 - ВЧ электроды, 10 - заземленные концевые электроды, 11 - компенсирующие индуктивности, 12 - полуволновые кабели, 13 - ВЧ генератор.

волноводные моды [11]. В этом случае разрядная трубка является частью резонатора — волноводом, что накладывает жесткие требования на ее качество. Преимущество этого типа резонатора перед оптимальным открытым резонатором 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 лазера.

Полусимметричный открытый резонатор Фабри-Перо с доминирующей  $TEM_{00}$  модой образовывался из волноводного резонатора при замене плоского глухого зеркала на сферическое ( $R_2 \neq \infty$ ). При  $R_2 \leq 15$  м излучение "отрывается" от стенки волновода и она не оказывает существенного влияния на потери в резонаторе. При этом, как известно, чем меньше  $R_2$  вплоть до  $R_2 \sim l$ , тем меньше дифракционные потери  $TEM_{00}$  и высших мод [12]. Однако при уменьшении  $R_2$   $TEM_{00}$  мода занимает все меньшую долю разрядного объема, что приводит к снижению выходной мощности лазера. Наоборот, при  $R_2 \rightarrow \infty$  моды открытого резонатора  $H_2O$ -лазера имеют дифракционные потери превышающие усиление в среде и в этом случае их генерации не наблюдается. Таким образом, существует оптимальное  $R_2$  для открытого резонатора.

Для получения максимальной выходной мощности лазера необходимо выбрать также оптимальное пропускание полупрозрачного зеркала. Существование этого оптимума вытекает из конкуренции двух процессов: полезного вывода излучения (фотонов) и уменьшением вероятности вынужденных переходов из-за уменьшения числа фотонов в резонаторе. В качестве полупрозрачных зеркал в лазере испытывались плоские ( $R_1 = \infty$ )  $Cu-Ni$  сетка с двумерной квадратной структурой периодом 20 мкм и шириной металлических перемычек 6,3 мкм с пропусканием на рабочей длине волны 1,44% и напыленные алюминием лавсановые пленки с близким к 100% отражением, имеющие в центре отверстия связи различных диаметров  $d_c$ . 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 полиэтиленовое окно толщиной 0,5 мм с пропусканием 94%.

Для снятия мод резонатора, на которых возможна стационарная генерация лазера, а также для настройки на выбранную моду в конструкции лазера, помимо угловой юстировки зеркал, предусмотрена возможность изменения длины резонатора грубым и точным перемещением глухого зеркала при помощи механического устройства и пьезокорректора соответственно.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Максимальное усиление линии  $\lambda=118,6$  мкм наблюдалось для разряда в смеси  $H_2O:H_2=1:1,82$ , прокачиваемой со скоростью 1,35 л·Торр/мин. Эта газовая пропорция оставалась оптимальной при изменении температуры трубы и мощности накачки. При работе на чистых парах воды оптимальная скорость прокачки составляет 2,7 л·Торр/мин, а выходная мощность лазера уменьшается в два раза по сравнению с оптимальной  $H_2O:H_2$  смесью. В качестве добавочных газов испытывались также гелий, который давал увеличение мощности  $H_2O$ -лазера в работе [7] и ксенон, используемый в  $HCN$ -лазере [14]. В описываемом лазере, также как и в работе [4], увеличения мощности лазера при добавлении He к чистым парам  $H_2O$  не наблюдалось. Импульсная добавка Xe к оптимальной  $H_2O:H_2$  смеси приводила к 30% увеличению выходной мощности лазера в течение первых нескольких минут. Хотя в стационарном режиме добавка Xe не увеличивала выходную мощность, она может оказаться перспективной для импульсных  $H_2O$ -лазеров, а также может использоваться и в стационарном  $H_2O$ -лазере для кратковременного повышения мощности.

Зависимость выходной мощности лазера от давления рабочей смеси  $p$  при максимальной накачке имеет максимум при  $p = p_0 = 0,95$  Торр. При  $p \leq p_0$  ВЧ-разряд дает красное свечение однородное по сечению трубы, а при  $p > p_0$  разряд начинает стягиваться к осевой области.

На рис. 2 показана зависимость выходной мощности лазера  $P$  и к.п.д.  $\eta$  от мощности накачки  $P_p$ . Действующее значение напряженности электрического поля в разряде при  $P_p=2,7$  кВт равно  $E=7,5$  В/см. В отличие от лазера на постоянном токе [9] зависимость 1 имеет очень пологий максимум, поэтому максимально возможная мощность лазера в этих экспериментах достигнута не была. Однако продвижение в область больших мощностей накачки неперспективно из-за снижения к.п.д. лазера.

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 ВЧ лазера должна быть много меньше, чем у лазера на постоянном токе. Во-вторых, у ВЧ лазера возможно использование небольшого принудительного или даже конвективного воздушного охлаждения вместо водяного, требуемого для лазеров на постоянном токе.

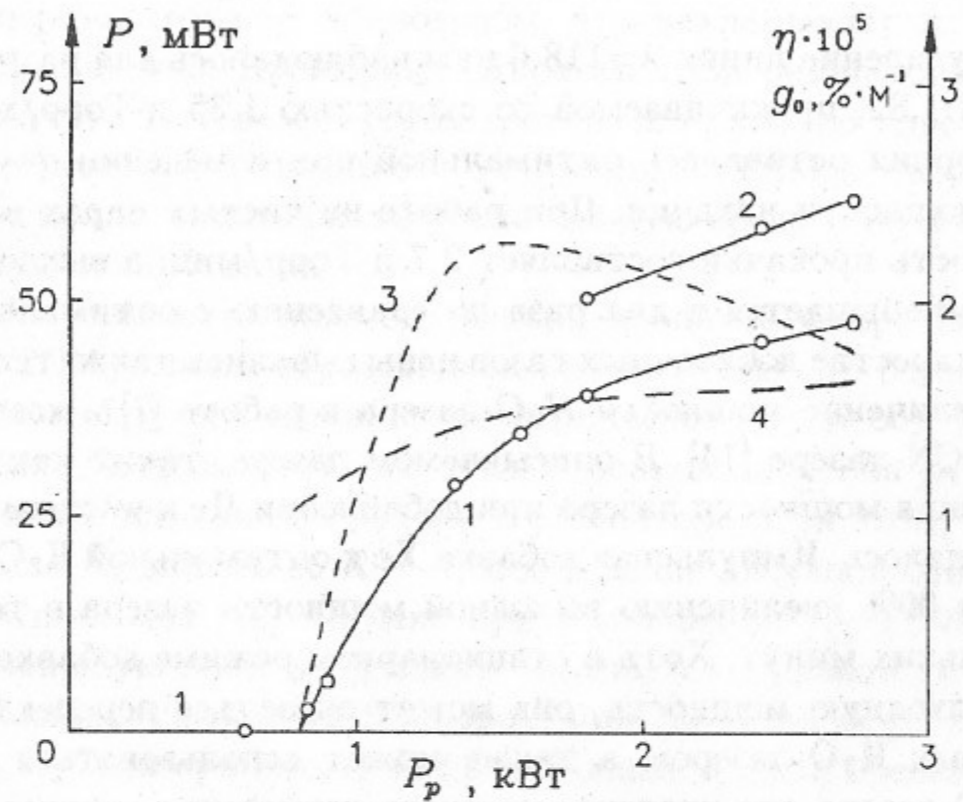


Рис. 2. Зависимости выходной мощности лазера (1,2), к.п.д. (3) и ненасыщенного коэффициента усиления среды (4) от мощности накачки: 1,3,4 -  $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2$  смесь, 2 -  $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2:\text{Xe}$  смесь. Резонатор:  $R_1 = R_2 = \infty$ ;  $d_c = 3,3$  мм.

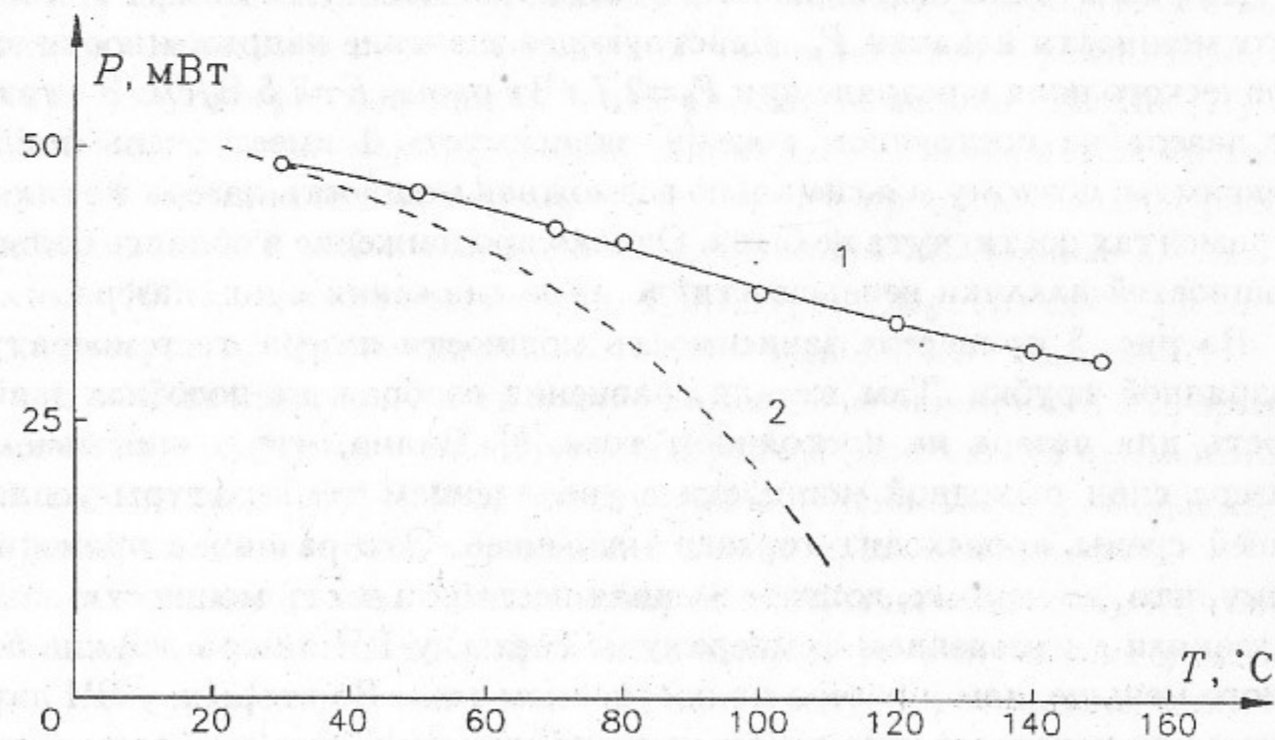


Рис. 3. Зависимость выходной мощности лазера от температуры разрядной трубки: 1 - описываемый лазер, 2 - лазер [9].

Переходя к оптимизации резонатора, получим общее выражение для выходной мощности лазера. Для этого необходимо знать вид зависимости коэффициента усиления среды на единицу длины  $g$  от интенсивности излучения в резонаторе  $I$ . Эта зависимость различна для разных типов частотного уширения контура усиления среды лазера. Для двух крайних случаев чисто неоднородного (доплеровского) и чисто однородного (лоренцовского) уширений [15]:

$$g = g_0 \left\{ \frac{1}{1 + I/I_0} \right\}^{1/n}; \quad n = [1; 2] \quad (1)$$

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

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

где  $S$  - среднее поперечное сечение моды резонатора;  $\gamma$ ,  $\alpha_d$  и  $2\alpha_m$  - нормированные на "1" коэффициенты полезных, дифракционных и омических потерь на зеркалах лазера соответственно,  $\beta$  - волноводные потери на единицу длины,  $l$  и  $l_d$  - длины резонатора и разряда. Принимая во внимание, что  $\gamma + \alpha_d + 2\alpha_m \ll 1$  во всех описываемых экспериментах, и объединяя внутренние потери на зеркалах и волноводные потери посредством  $\alpha = 2\beta l + \alpha_d + 2\alpha_m$ , выражение (2) можно привести к виду:

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

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

Поскольку выражение (3) имеет существенно различный вид в зависимости от величины  $n$ , 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

по уровню "1/2" равно:

$$\Delta\nu_d = 2\nu_0 \left( \frac{2kT}{Mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} \quad (4)$$

где  $\nu_0$  – частота лазера,  $T$  и  $M$  – температура и масса молекулы  $H_2O$  соответственно. Подставляя для усредненной температуры значение  $T \simeq 400^\circ K$ , получаем  $\Delta\nu_d \simeq 8$  МГц.

Аналогичная величина для столкновительного уширения  $\Delta\nu_c = \nu_c/\pi$ , где  $\nu_c$  – характерная частота столкновений. Величина  $\nu_c \sim \sum_i \sigma_i p_i$ , где  $\sigma_i$  – характерное сечение столкновений и  $p_i$  – давление компонента газовой смеси. Точные экспериментальные величины  $\sigma_i$  для  $H_2O-H_2O$  и  $H_2O-H_2$  столкновений неизвестны. Грубые оценки показывают, что величина  $\Delta\nu_c/p \sim 1$  МГц/Торр.

Более точную информацию о типе уширения, однако, можно получить непосредственно из эксперимента на лазере. На рис.4а) показана интерферограмма лазера – зависимость выходной мощности лазера от приращения длины резонатора. В данном случае использовался резонатор открытого типа ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = 10$  м,  $d_c = 2$  мм), поэтому наблюдаемые четыре поперечные моды идентифицируются как:  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{20}$ ,  $TEM_{01}$ .<sup>2</sup> Период интерферограммы равный  $\lambda/2$  соответствует частотному интервалу  $c/(2l) = 60$  МГц. Из интерферограммы видно, что, во-первых, ширина линии усиления для  $TEM_{00}$  моды  $\Delta\nu$  практически совпадает с доплеровской шириной  $\Delta\nu \simeq \Delta\nu_d \simeq 8$  МГц. Во-вторых, на всех продольных  $TEM_{00}$  модах при используемом давлении  $p = 0,7$  Торр, которое только на 30% меньше оптимального, отчетливо виден лэмбовский провал. Этот провал, снятый более подробно при помощи пьезокорректора, в увеличенном масштабе показан на рис.4б). 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]:

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_c (1 + I/I_0)^{1/2} \quad (5)$$

В данном эксперименте  $I/I_0 = 2,7$  и  $\Delta\nu_c = 0,52 \Delta\nu_L = 0,83$  МГц.

<sup>2</sup>В этом и в других экспериментах с излучением 118,6 мкм сопутствующее ему более мощное 28 мкм излучение отфильтровывалось при помощи сеток или пластин из кристаллического кварца.

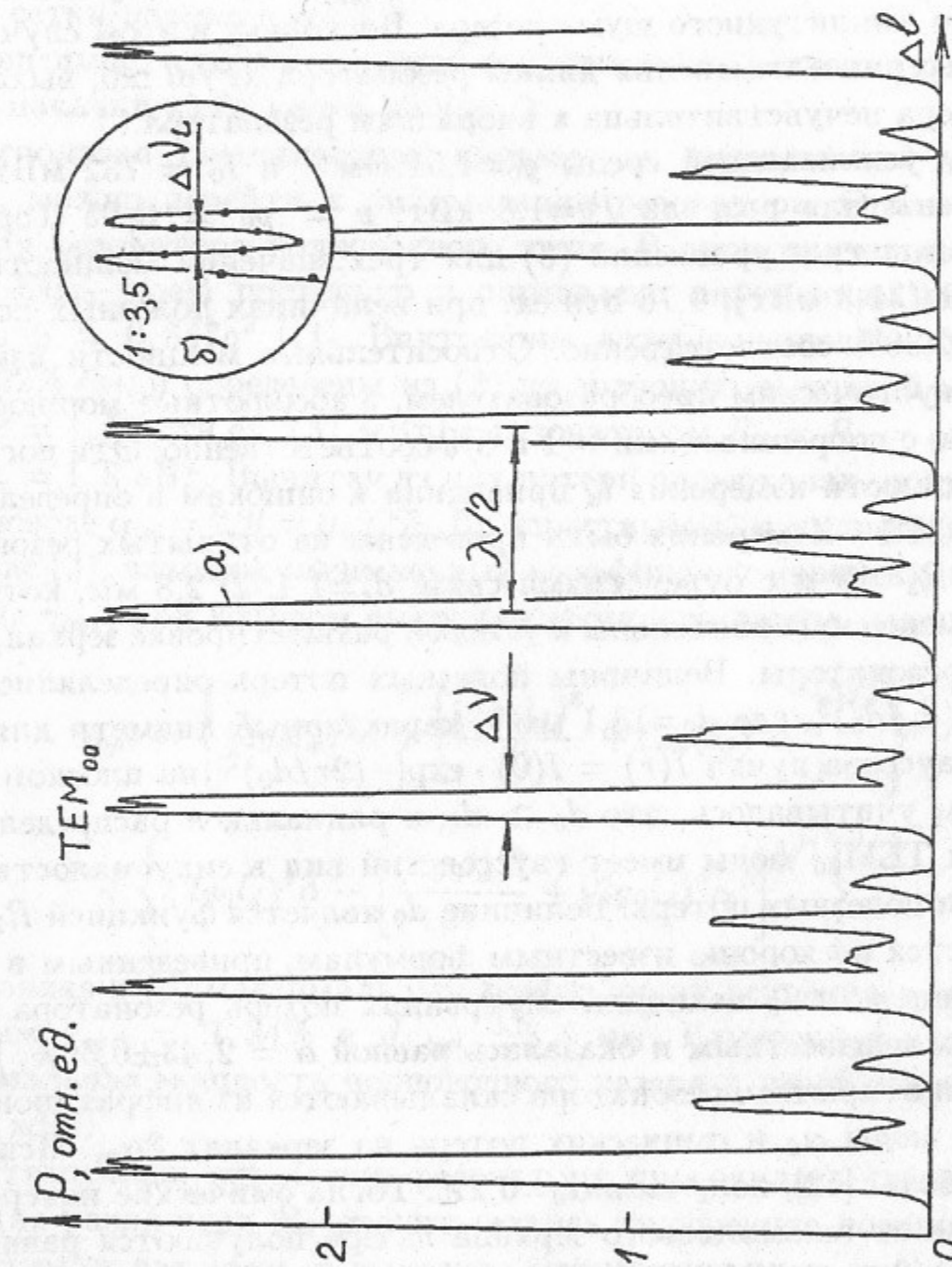


Рис. 4. Интерферограмма лазера (а), лэмбовский провал  $TEM_{00}$  моды в увеличенном в 3,5 раза масштабе (б).

Таким образом, само наличие лэмбовского провала, а также численный расчет 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  $p_0 = 0,95$  Торр мощность лазера увеличивается примерно на 20%, а лэмбовский провал постепенно вырождается в уплощение вершин ТЕМ<sub>00</sub> и ЕН<sub>11</sub> мод. Режим лазера с хорошо выраженным лэмбовским провалом можно использовать для долговременной стабилизации частоты лазера, а режим с плоской вершиной весьма благоприятен для получения предельно низкого амплитудного шума лазера. Поскольку в этом случае на небольшом интервале изменения длины резонатора  $dP/dl \simeq 0$ , выходная мощность лазера нечувствительна к вибрациям резонатора.

Параметры усиливающей среды  $g_0 = 1,51\% \cdot \text{м}^{-1}$  и  $I_0 = 732$  мВт/см<sup>2</sup> были определены для разряда  $P_p = 1,8$  кВт;  $p = p_0 = 0,95$  Торр из решения системы трех уравнений (3) для трех значений мощности лазера  $P = 0,81; 1$  (31,3 мВт);  $0,76$  отн.ед. при величинах полезных потерь  $\gamma = 0,60; 1,22; 2,39\%$  соответственно. Относительные мощности измерялись оптико-акустическим преобразователем, а абсолютные мощности — калориметром с погрешностями  $\sim 1$  и  $5\%$  соответственно. Эти погрешности и погрешности измерения  $l_d$  приводили к ошибкам в определении  $g_0 - 5\%$ ,  $I_0 - 35\%$ . Измерения были проведены на открытых резонаторах  $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = 10$  м с отверстиями связи  $d_c = 1,4; 2; 2,8$  мм, которые были гораздо менее чувствительны к угловой разъюстировке зеркал, чем волноводные резонаторы. Величины полезных потерь определялись по формуле  $\gamma = (d_c/d_0)^2$ , где  $d_0 = 18,1$  мм — характерный диаметр для интенсивности гауссова пучка  $I(r) = I(0) \cdot \exp[-(2r/d_0)^2]$  на плоском зеркале. При этом учитывалось, что  $d_0 \gg d_c$ , а радиальное распределение интенсивности ТЕМ<sub>00</sub> моды имеет гауссовский вид в силу малости дифракционных и полезных потерь. Величина  $d_0$  является функцией  $R_1$ ,  $R_2$  и  $l$  и вычисляется по хорошо известным формулам, приведенным в [16]. При вычислении  $g_0$  и  $I_0$  величина внутренних потерь резонатора считалась третьим неизвестным и оказалась равной  $\alpha = 2,43 \pm 0,36\%$ . Внутренние потери открытого резонатора складываются из дифракционных потерь ТЕМ<sub>00</sub> моды  $\alpha_d$  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 лазера получаются равными  $\alpha_m = (\alpha - \alpha_d)/2 = 1,12 \pm 0,18\%$ . Это значение хорошо соответствует литературным данным. В работе [17] измерены потери при отражении от зеркал из Au, Ni, и Pb для различных длин волн. Для  $\lambda = 118,6$  мкм эти потери составляют  $0,95; 1,7; 3,7\%$  соответственно. Адекватное зна-

чение  $\alpha_m$  является косвенным подтверждением правильности выбранной расчетной модели. Так, если обрабатывать экспериментальные данные по модели с  $n = 1$ , как это делается например в работе [6], получаем  $\alpha_m \simeq 0,5\%$ , что не может соответствовать действительности.

Когда в резонаторе  $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = 10$  м в качестве выходного зеркала использовалась двумерная сетка, мощность лазера уменьшалась в 10 раз. Из (3) можно получить потери на сетке  $\alpha_m = 3,2\%$ . Это значение также хорошо согласуется с экспериментально измеренными в [18] потерями Cu-Ni сетки 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 ЕН<sub>11</sub> моды постоянно и определено внутренним радиусом волновода  $S = 0,847a^2$  [11]. Внутренние потери волноводного резонатора  $\alpha = 3,22\%$  были определены из (3) по значению выходной мощности лазера  $P = 1,18$  отн.ед. (37 мВт) с резонатором  $R_1 = R_2 = \infty$ ;  $d_c = 2,8$  мм при  $P_p = 1,8$  кВт. Вычитая из них потери на зеркалах, получаем потери в волноводе  $\alpha_w = 2\beta l = 0,99\%$ . По известным  $g_0$  и  $\alpha$ , дифференцируя выражение (3), находим оптимальный коэффициент пропускания выходного зеркала  $\gamma_{opt}$ , при котором выходная мощность лазера максимальна:

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

Подставляя в (6) максимальный коэффициент усиления  $g_0 = 1,62\% \cdot \text{м}^{-1}$ , находим  $\gamma_{opt} = 1,34\%$  и  $d_{c,opt} \simeq 3,3$  мм. Измеренная калориметром максимальная мощность волноводного лазера с такой связью составила  $48 \pm 2$  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 приводятся экспериментальные точки для двух стандартных радиусов. Оптимальное значение радиуса  $R_2 \simeq 10$  м. Измеренная калориметром

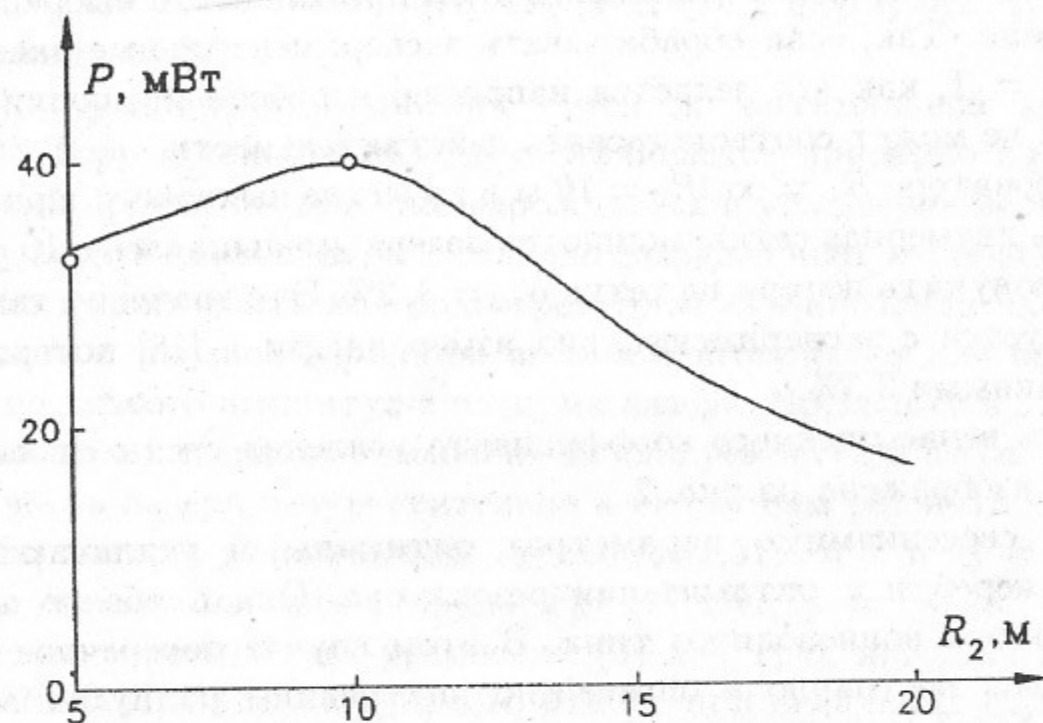


Рис. 5. Зависимость выходной мощности лазера от радиуса кривизны глухого зеркала для открытого резонатора: сплошная линия – расчет, точки – эксперимент.

максимальная выходная мощность лазера с оптимальным открытым резонатором  $R_1 = \infty$ ;  $R_2 = 10$  м;  $d_c = 2,1$  мм составила  $40 \pm 2$  мВт.

Сравнение полученных на волноводном и открытом резонаторах мощностей лазера показывает, что первый из них позволяет получить на 18% большую мощность. Таким образом, преимущество волноводного резонатора, состоящее в 2,22 раза большем модовом объеме, реализовано лишь частично. Причиной этого являются большие внутренние потери волноводного резонатора. Заметим, что преимущество волноводного резонатора практически полностью реализуется для 337 мкм HCN-лазера [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  $\sim a^3/(\lambda^2 R^2)$  (где  $R$  – радиус кривизны волновода) [11]. Величина  $R$ , приводящая к наблюдаемым значениям  $\alpha_w = 0,99\%$ ;  $\beta = 0,198\% \cdot \text{м}^{-1}$ , равна  $2 \cdot 10^4$  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, что в 1,9 раза больше достигнутой в этой работе мощности.

В силу ряда описанных выше особенностей наиболее выгодный путь увеличения мощности  $H_2O$ -лазера – это увеличение его длины. На рис. 6 показаны расчетные зависимости выходной мощности лазера в зависимости от длины его резонатора. Длина разряда в этих расчетах  $l_d = l - 30$  см, радиус трубки  $a = 28$  мм, а величины  $d_c$  и  $R_1, R_2$  (в случае открытого резонатора) имеют оптимальные значения. При длине сопоставимой резонатора 3,3 м выходная мощность волноводного ВЧ лазера составляет 104 мВт, что в 1,6 раза превышает мощность лазера на постоянном токе [10]. Заметим, что получение малых потерь в длинном волноводном резонаторе сопряжено с определенными трудностями. В то же время, расчетные потери резонатора Фабри-Перо легко реализуемы.

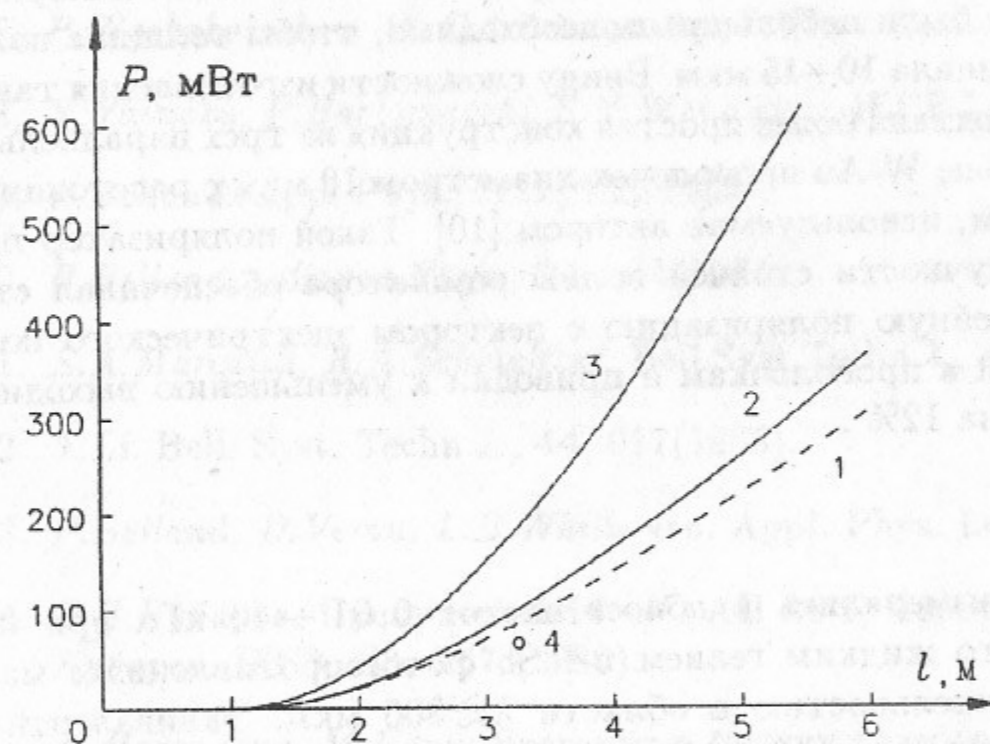


Рис. 6. Зависимость выходной мощности лазера от длины резонатора: 1 – открытый резонатор; 2 – волноводный резонатор,  $\beta = 0,198\% \cdot \text{м}^{-1}$ ; 3 – идеальный волноводный резонатор,  $\beta = 0,03\% \cdot \text{м}^{-1}$ ; 4 – лазер [10].

Малый коэффициент усиления среды  $H_2O$ -лазера является причиной неэффективности сеточного вывода излучения, успешно применяемого в HCN-лазерах [13, 14].

Излучение лазера, выводимое через отверстие связи, как показали измерения, имеет классическое угловое распределение для дифракции на круглом отверстии [19]. Основная доля мощности пучка (83%) излучается в главный лепесток с половинным углом расходимости по основанию



$1,22 \lambda/d_c$ . При помощи параболического зеркала этот лепесток с малыми потерями может быть преобразован в гауссов пучок или  $TEM_{00}$  моду свободного пространства, имеющую малую угловую расходимость.

При использовании лазера для диагностики плазмы его излучение должно иметь стабильную во времени линейную поляризацию. Поскольку все элементы резонатора лазера аксиально-симметричны, для достижения этой цели требуется введение в резонатор анизотропного элемента – поляризатора. В HCN-лазере [14] 100% линейную поляризацию задавала тонкая (50 мкм) медная полоска с шириной вдоль оси резонатора в несколько длин волн, натянутая по диаметру кольца перед глухим зеркалом. Для того, чтобы потери мощности на таком поляризаторе в H<sub>2</sub>O-лазере были небольшими, необходимо, чтобы толщина поляризатора не превышала 10÷15 мкм. Ввиду сложности изготовления такой системы, была испытана более простая конструкция из трех параллельно натянутых на кольцо W-Au проволочек диаметром 10 мкм с расстоянием между ними 10 мм, используемая автором [10]. Такой поляризатор при расположении в пучности стоячей волны резонатора обеспечивал стабильную 95% линейную поляризацию с вектором электрического поля перпендикулярным к проволочкам и приводил к уменьшению выходной мощности лазера на 12%.

Шумы лазера измерялись в полосе частот 0,01 ÷ 40 кГц при помощи охлаждаемого жидким гелием *n*-InSb фотосопротивления с максимальной чувствительностью в области  $\lambda \gtrsim 300$  мкм. Эквивалентная мощность шума детектора для 118,6 мкм излучения равнялась  $NEP \simeq 10^{-8}$  Вт·Гц<sup>-1/2</sup>, 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 диапазоне частот  $< 10^{-4}$ .

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

### Литература

1. *E.E.Haller*. Infrared Phys., **25**, 257(1985).
2. *E.H.Putley*. Applied Optics, **25**, 649(1965).
3. *H.Shenker, W.J.Moore, E.M.Swiggard*. J.Appl.Phys., **35**, 2965(1964).
4. *С.Ф.Дюбко, В.А.Свуч, Р.А.Валитов*. ЖТФ, **38**, 1988(1968).
5. *K.M.Evenson, J.S.Wells, L.M.Matarrese et.al*. Appl. Phys. Lett., **16**, 1233(1970).
6. *C.C.Bradley*. Infrared Phys., **12**, 287(1972).
7. *P.Woskoboynikov, W.C.Jennings*. Appl. Phys. Lett., **27**, 658(1975).
8. *Y.Yasuoka, P.Burlamacchi, S.Y.Wang et.al*. IEEE J.QE-15, 614(1979).
9. *P.Belland*. Appl.Phys., **B27**, 123(1982).
10. *P.Belland*. Infrared.Phys., **24**, 381(1984).
11. *E.A.Marcatili, R.A.Schmeltzer*. Bell.Syst.Techn.J., **43**, 1783(1964).
12. *T.Li*. Bell. Syst. Techn.J., **44**, 917(1965).
13. *P.Belland, D.Veron, L.B.Whitbourn*. Appl. Phys. Lett., **8**, 2113(1975).
14. *В.В.Кубарев*. Препринт ИЯФ СО АН 84-9, Новосибирск 1984. *В.В.Кубарев*. ПТЭ, **N3**, 177 (1986).
15. *А.Мэйтланд, М.Дани*. Введение в физику лазеров (М.,Наука, 1978).
16. *H.Kogelnik, T.Li*. Applied Optics, **5**, 1550(1966).
17. *M.A.Ordal, R.J.Bell, R.W.Alexander et.al*. Applied Optics, **4**, 744(1987).
18. *R.Ulrich*. Infrared Phys., **7**, 37(1967).
19. *М.Борн, Э.Вольф*. Основы оптики (М., Наука, 1973).

*В.В. Кубарев, Е.А. Куренский*

**Сверхмалошумящий 118,6 мкм Н<sub>2</sub>О-лазер  
с высокочастотной накачкой**

ИЯФ 95-38

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 20.03.1995 г.

---

Сдано в набор 20.03.1995 г.

Подписано в печать 06.04.1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 38

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.