

54

61 60

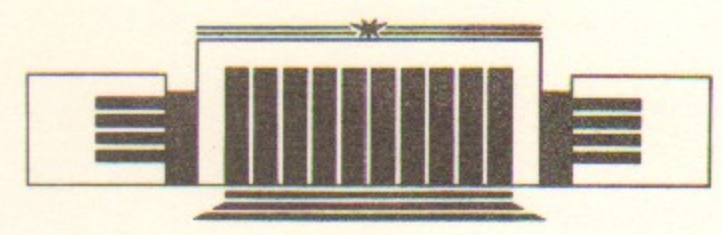


Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера

В.В. Кубарев, Е.А. Куренский

СВЕРХМАЛОШУМЯЩИЙ МОЩНЫЙ  
ДСН-ЛАЗЕР  
С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ НАКАЧКОЙ

ИЯФ 95-94



НОВОСИБИРСК

**Сверхмалозумящий мощный DCN-лазер  
с высокочастотной накачкой**

*В.В.Кубарев, Е.А.Куренский*

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики  
им.Г.И.Будкера СО РАН"  
630090, Новосибирск, Russia

**Аннотация**

Впервые высокочастотный разряд (27.5 МГц) применён для накачки непрерывного DCN-лазера, что позволило снизить его шумы до уровня меньшего  $10^{-4}$  (0.01%). Приводятся результаты оптимизации и измерений параметров активной среды и резонатора лазера. Непрерывная генерация получена на пяти длинах волн вблизи 200 мкм. Рекордная выходная мощность лазера с длиной резонатора 2.5 м достигнута на линии 189.95 мкм и равняется 430 мВт. Газовый расход дорогостоящего дейтерированного этилена ( $C_2D_4$ ) в описываемом лазере в 20 раз меньше расхода дейтерированного метана ( $CD_4$ ) в наиболее мощном DCN-лазере на постоянном токе.

**Very-low-noise powerful RF-pumped DCN laser**

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

The State Scientific Center  
The Budker Institute of Nuclear Physics  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract**

For the first time RF-discharge (27.5 MHz) is used for pumping of CW DCN laser, that allowed to decrease its noises under to lesser level than  $10^{-4}$  (0.01%). The results of optimization and measurements of amplifying medium and resonator parameters are described. Continuous laser generation has been obtained on the five lines near 200  $\mu\text{m}$ . Attained on the 189.95  $\mu\text{m}$  line the record output power of the 2.5 m long laser is equal to 430 mW. The gas expenditure of deuterated ethylene ( $C_2D_4$ ) in the laser is 20 times less than expenditure of deuterated methane ( $CD_4$ ) in the most powerful continuous current laser.

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

**1 Введение**

Среди известных субмиллиметровых электроразрядных лазеров DCN-лазер обладает наибольшей удельной мощностью. Интерес к этому типу лазеров в последнее время связан, в частности, с их применением в системах диагностики плазмы на современных плазменных установках [1, 2].

Анализ показывает, что максимум чувствительности классических интерферометров, измеряющих распределение плотности плазмы в крупных плазменных установках типа ТОКАМАК, а также в открытых ловушках с инъекцией нейтральных атомов, располагается вблизи длины волны излучения  $\lambda \approx 0.2$  мм. При этом увеличение чувствительности интерферометров представляется весьма актуальным, т.к. появляется возможность их использования в более широком диапазоне плотностей плазмы, в частности для измерений пристеночного слоя и в отладочном режиме установки. Лазер, используемый в качестве источника излучения высокочувствительного интерферометра, должен иметь достаточно малый уровень шума  $\leq 10^{-3}$  [3]. Такие же требования возникают и при проведении других точных измерений.

DCN-лазеры описаны в работах [6—15]. Все они имеют накачку разрядом постоянного тока. Наибольшая выходная мощность DCN-лазера, полученная авторами работы [14] в лазере 3.2 м длины на длине волны  $\lambda = 194.70$  мкм, равняется 250 мВт. Выходные мощности остальных лазеров намного меньше этой величины. К сожалению, авторы перечисленных работ не приводят данных по шумам лазеров. Между тем, для высокочувствительных измерений при наличии чувствительного приёмника

основным параметром лазера является не выходная мощность, а её отношение к мощности шума. По данным работ [4, 5] шум субмиллиметрового  $H_2O$ -лазера равен  $(3 \div 8) \cdot 10^{-2}$  и в основном располагается в низкочастотном диапазоне частот  $0.1 \div 10$  кГц. Автором [5] отмечается, что в разряде DCN-лазера на постоянном токе наблюдаются видимые страты, которые отсутствуют в  $H_2O$ -лазере. На основании этого можно предположить, что шумы DCN-лазера [14] не меньше, чем у  $H_2O$ -лазера [5], т.е. составляют несколько процентов.

В статье описывается DCN-лазер с высокочастотной накачкой, имеющий вдвое большую по сравнению с лазером [14] выходную монохроматическую мощность и более чем на два порядка меньший уровень шума.

## 2 Описание установки и цели эксперимента

Конструкция лазера показана на рис.1. Усиливающая среда лазера представляет собой стационарный ВЧ разряд длиной 2.2 м, создаваемый в стеклянной трубе с внутренним радиусом  $a = 28$  мм при помощи ёмкостных ВЧ электродов. ВЧ электроды соединены через один с

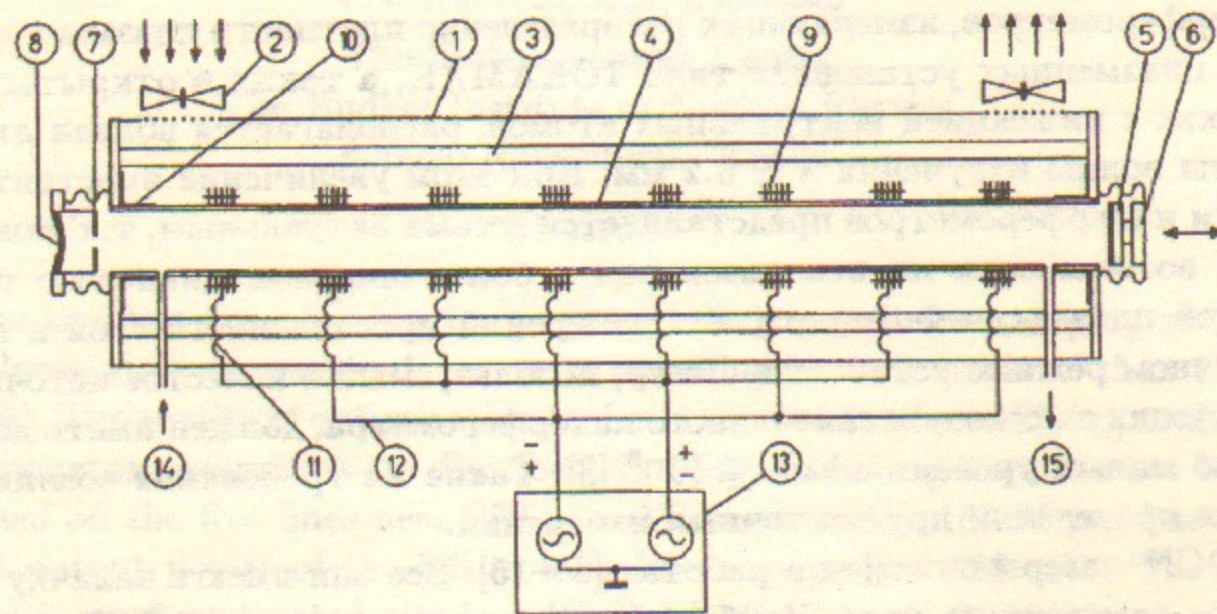


Рис. 1. Конструкция лазера: 1-кожух, 2-вентиляторы воздушного охлаждения, 3-инваровые стержни, 4-волновод-разрядная трубка, 5-глухое зеркало, 6-пьезокорректор, 7-полупрозрачное зеркало, 8-выходное окно, 9-ВЧ электроды, 10-заземлённые концевые электроды, 11-компенсирующие индуктивности, 12-полуволновые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

противоположными полюсами ВЧ генератора. Компоненты газовой смеси непрерывно поступают с различными скоростями потока у одного торца трубы и откачиваются форвакуумным насосом у другого. В лазере используется волноводный резонатор длиной 2.5 м, образуемый внутренней стенкой разрядной трубки и двумя плоскими зеркалами на её торцах. Поперечными модами такого резонатора являются моды полого диэлектрического волновода [16]. Преимущество волноводного резонатора перед открытым резонатором, как известно, состоит в примерно вдвое большем модовом объёме его основной  $EH_{11}$ -моды по сравнению с оптимальной  $TEM_{00}$ -модой открытого резонатора. Для реализации этого преимущества, однако, требуется достаточно прямолинейный волновод. Используемый нами волновод позволял получать вдвое большую мощность волноводного HCN-лазера [17] с  $\lambda = 337$  мкм и увеличение мощности на 20% для волноводного  $H_2O$ -лазера [18] с  $\lambda = 119$  мкм. Поскольку длины волн DCN-лазера располагаются между длинами волн HCN- и  $H_2O$ -лазеров, волноводный резонатор DCN-лазера определенно имеет преимущество перед открытым резонатором Фабри-Перо.

В качестве полупрозрачных зеркал в лазере использовались различные двумерные Cu-Ni-сетки с квадратной структурой и глухие зеркала с алюминиевым напылением, имеющие в центре отверстия связи различных диаметров. Первый тип зеркал позволяет получать на выходе лазера удобный в транспортировке малорасходящийся гауссов пучок без какой-либо оптики [13, 17]. Однако зеркала с отверстиями связи имеют гораздо меньшие омические потери, что делает их более предпочтительными для лазеров с малым усилением активной среды, например  $H_2O$ -лазера [18]. Другое преимущество этих зеркал—зависимость их эффективного пропускания от интенсивности излучения моды в области отверстия, как будет показано ниже, позволяет увеличить эффект взаимоусиления каскадных переходов DCN-лазера. Излучение лазера выводилось через окно, закрытое полиэтиленовой плёнкой толщиной 0.5 мм.

Шумы описываемого лазера были очень малы в широком диапазоне условий эксперимента. Поэтому основные усилия были направлены на получение его максимальной выходной мощности. Поскольку генерируемые DCN-лазером линии достаточно близки, в этих экспериментах ставилась задача получения максимальной монохроматической мощности на одной самой сильной линии. При этом оптимизация лазера для работы на других линиях проводилась менее тщательно. Для фильтрации отдельных линий лазера использовались сеточные интерферометры Фабри-Перо с различными базовыми длинами.

### 3 Результаты эксперимента

Непрерывная генерация лазера наблюдалась на следующих длинах волн:  $\lambda_1 = 189.95$ ,  $\lambda_2 = 190.01$ ,  $\lambda_3 = 194.70$ ,  $\lambda_4 = 194.76$ ,  $\lambda_5 = 204.39$  мкм. В работах [19, 20] показано, что эти длины волн излучаются в результате переходов:  $22^0(J = 22) \rightarrow 09^1(J = 21)$ ,  $22^0(J = 22) \rightarrow 22^0(J = 21)$ ,  $22^0(J = 21) \rightarrow 09^1(J = 20)$ ,  $09^1(J = 21) \rightarrow 09^1(J = 20)$ ,  $09^1(J = 20) \rightarrow 09^1(J = 19)$  соответственно, где первые три цифры обозначают колебательные, а  $J$ -вращательные квантовые числа молекулы DCN (рис.2). Генерация на основных переходах ( $\lambda_1$  и  $\lambda_3$ ) происходит из-за инверсии колебательного состояния  $22^0$  относительно

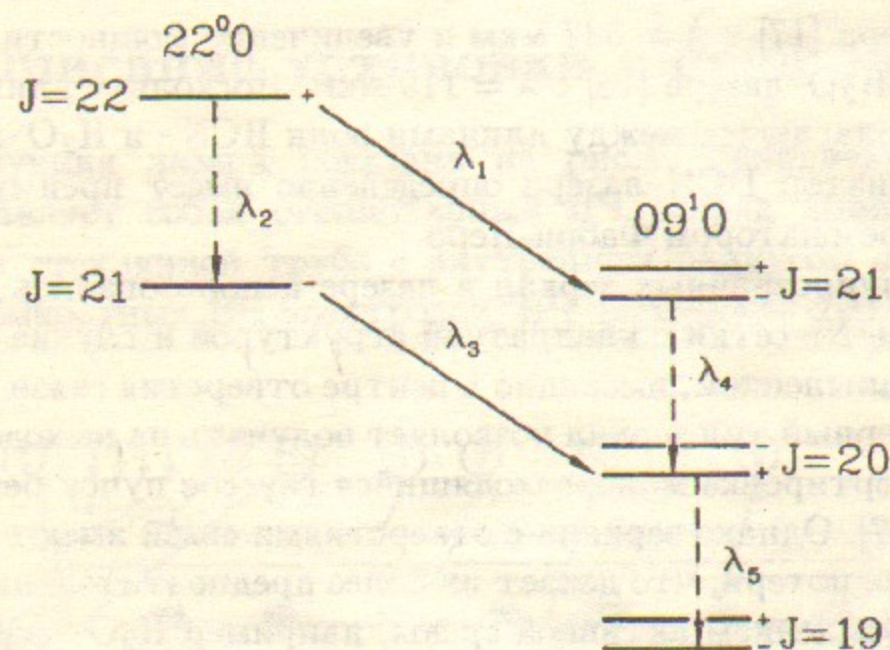


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней молекулы DCN.

состояния  $09^1$  и кориолисова взаимодействия близких по энергии уровней  $22^0(J = 21)$  и  $09^1(J = 21)$ . Генерация на вращательно-вращательных переходах ( $\lambda_2, \lambda_4, \lambda_5$ ) обычно является следствием вынужденного излучения на основных переходах [20]. Авторами работы [14] наблюдалось также обратное влияние: усиление перехода с  $\lambda_1$  излучением на  $\lambda_4$  и усиление перехода с  $\lambda_3$  излучением с  $\lambda_2$  при совпадении резонансных длин резонатора. Такие совпадения происходят для некоторых фиксированных длин резонатора различающихся на  $\lambda_1 \lambda_4 / 2 (\lambda_4 - \lambda_1)$  и  $\lambda_2 \lambda_3 / 2 (\lambda_3 - \lambda_2)$  соответственно. При этом мощность лазера на основных переходах увеличивалась в 1.5 раза. В нашем случае усиление излучения на основных длинах волн было примерно таким же, когда взаимоусиливающие излучения, подобно работе [14], имели одинаковую модовую

конфигурацию  $EH_{11}$ . Значительно больший эффект (рост в 2.2 раза) наблюдался, когда усиливаемое излучение имело конфигурацию  $EH_{11}$ , а усиливающее —  $TE_{01}$  (рис.3). При этом использовалось полупрозрачное зеркало с центральным отверстием связи. Использование в качестве усиливающей  $TE_{01}$ -моды вместо  $EH_{11}$ -моды имеет как положительный, так

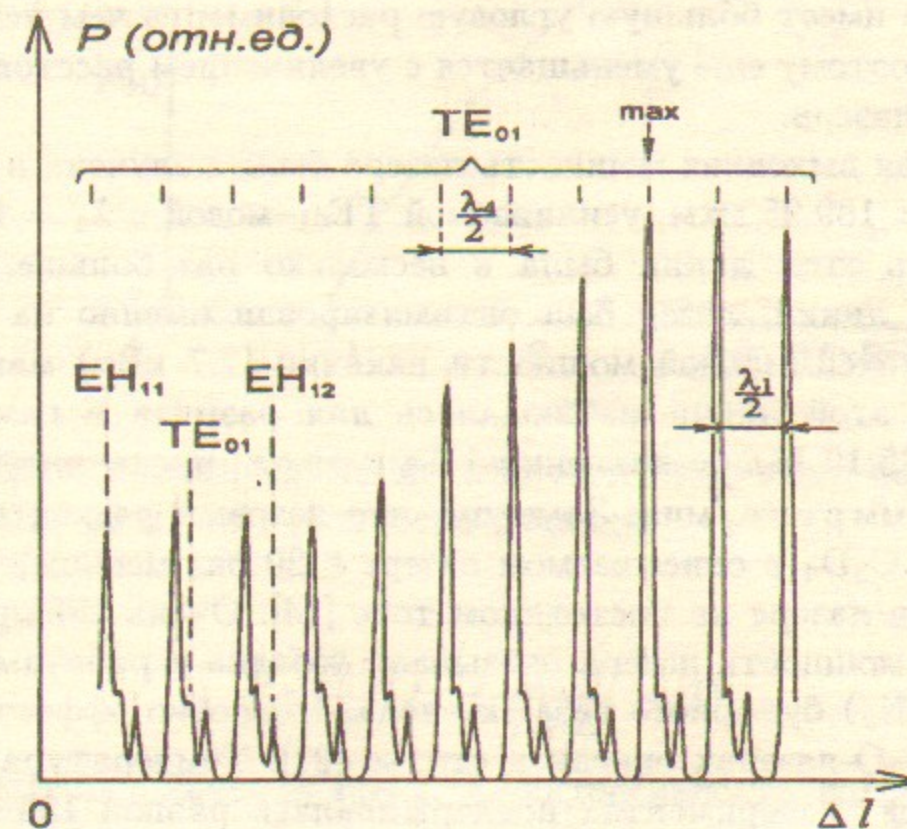


Рис. 3. Интерферограмма лазера—зависимость выходной мощности лазера от приращения длины резонатора на длине волны  $\lambda_1 = 189.95$  мкм. В верхней части рисунка показано расположение максимумов  $TE_{01}$ -мод усиливающего излучения с длиной волны  $\lambda_4 = 194.76$  мкм. Максимальная выходная мощность лазера наблюдается при точном совпадении резонансных длин усиливаемой ( $EH_{11}$ ) и усиливающей ( $TE_{01}$ ) мод.

и отрицательный моменты. К положительному моменту относится гораздо большая интенсивность излучения внутри резонатора на этой моде из-за сильного уменьшения потерь резонатора через отверстие связи, т.к. интенсивность  $TE_{01}$ -моды  $\sim J_1^2(3.832 r/a)$  (где  $J_1$ -функция Бесселя первого порядка) в центре зеркала обращается в нуль в отличие от интенсивности  $EH_{11}$ -моды  $\sim J_0^2(2.405 r/a)$  (где  $J_0$ -функция Бесселя нулевого порядка) с максимумом в центре зеркала. Отрицательным моментом является то, что несовпадение поперечных распределений интен-

сивностей усиливаемого и усиливающего излучений несколько снижает эффективность усиления. Численные оценки, а также прямые экспериментальные измерения, показывают, что в целом эффект от использования  $TE_{01}$ -моды вместо  $EH_{11}$ -моды является положительным. Кроме этого, к достоинствам такой схемы следует отнести также малость примеси усиливающего излучения в выходном пучке лазера (10÷15%), которое к тому же имеет большую угловую расходимость чем усиливающее излучение и поэтому ещё уменьшается с увеличением расстояния от выходного окна лазера.

Наибольшая выходная мощность лазера была получена в  $EH_{11}$ -моды на линии  $\lambda_1 = 189.95$  мкм, усиливаемой  $TE_{01}$ -модой с  $\lambda_2 = 194.76$  мкм. Т.к. мощность этой линии была в несколько раз больше, чем мощности других линий, лазер был оптимизирован именно на эту длину волны. При максимальной мощности накачки (2.7 кВт) максимальная генерация на этой линии наблюдалась для разряда в газовой смеси  $C_2D_4:N_2:Xe=25:10:16$  при давлении 1.6 мм рт.ст., прокачиваемой со скоростью 1.2 л-мм рт.ст./мин. Заметим, что газовый расход дорогостоящего изотопа  $C_2D_4$  в описываемом лазере в 20 раз меньше, чем расход изотопа  $CD_4$  в лазере на постоянном токе [14]. Очень сильное влияние на выходную мощность лазера оказывает добавка к рабочим компонентам ( $C_2D_4$  и  $N_2$ ) буферного газа – ксенона. Подробно эффект ксенона в HCN-, DCN-,  $H_2O$ -лазерах описан в статье [21]. Температура разрядной трубки во всех экспериментах поддерживалась равной 150–160°C, что необходимо для сильного замедления процесса образования полимерного осадка на её стенках [14, 17]. Наряду с высокой температурой стенки, этому также способствует очень малая скорость прокачки рабочих газов, из которых образуется CN-полимер. При незначительном снижении мощности лазера (~30%), эта скорость может быть уменьшена ещё почти на порядок величины. Заметим, что осаждение полимерного осадка на стенках разрядной трубки DCN-лазера [14] приводит к уменьшению его мощности и увеличению шумов и определяет время его непрерывной работы (~10 часов) [2].

На рис.4 показана зависимость выходной мощности  $EH_{11}$ -моды лазера с длиной волны  $\lambda_1 = 189.95$  мкм от мощности накачки. Видно, что эта линия, в отличие от лазера на постоянном токе, ещё не насыщена по накачке и есть перспектива увеличения её мощности.

Оптимизация резонатора лазера проводилась по методике, используемой ранее для HCN- и  $H_2O$ -лазеров [22, 18]. Выходная мощность лазера выражается через параметры усиливающей среды и резонатора

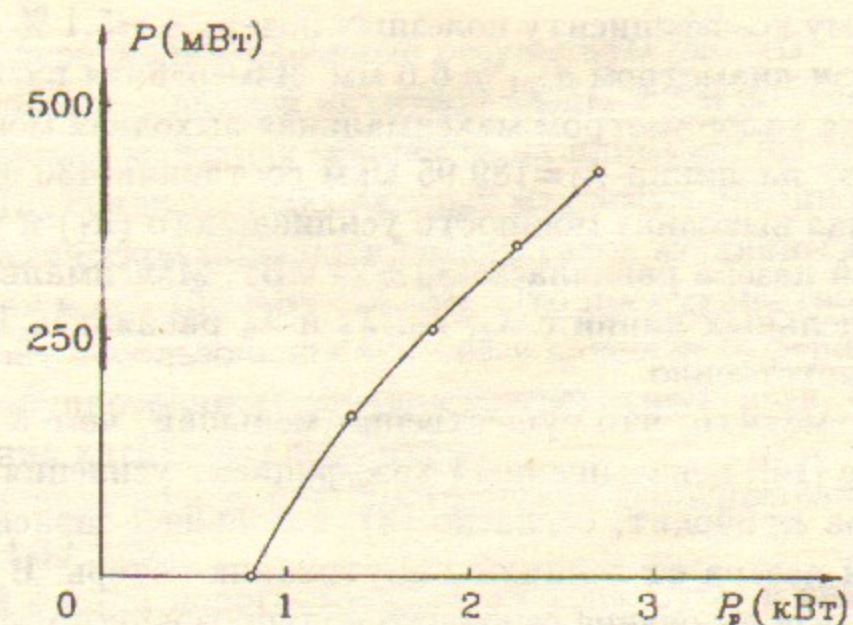


Рис. 4. Зависимость выходной мощности  $EH_{11}$ -моды лазера с длиной волны  $\lambda_1 = 189.95$  мкм от мощности накачки.

посредством:

$$P = \frac{1}{2} S I_0 \gamma \left( \frac{2 g_0 l_d}{\gamma + \alpha} - 1 \right) \quad (1)$$

где  $S$  – поперечное сечение моды,  $I_0$  – интенсивность насыщения активной среды,  $g_0$  – ненасыщенный коэффициент усиления активной среды,  $l_d$  – длина разряда,  $\gamma$  и  $\alpha$  – величины полезных и внутренних потерь резонатора соответственно. Здесь мы полагаем, что аналогично DCN-лазеру на постоянном токе [14], частотный контур усиления среды описываемого имеет в основном однородное столкновительное уширение. С помощью решения системы трёх уравнений (1) для трёх различных  $\gamma$  были определены три величины:  $I_0 = 1.51 \pm 0.60$  Вт·см<sup>-2</sup>,  $g_0 = 5.0 \pm 1.1$  %·м<sup>-1</sup>,  $\alpha = 3.0 \pm 0.6$  %. Внутренние потери лазера складываются из омических потерь на двух зеркалах (2%) [23] и потерь в волноводе (1%) [16].

Выходная мощность лазера (1) максимальна при оптимальном значении полезных потерь:

$$\gamma_{opt} = \sqrt{2 g_0 l_d \alpha} - \alpha \quad (2)$$

$$P_{max} = \frac{1}{2} S I_0 \alpha \left( \sqrt{\frac{2 g_0 l_d}{\alpha}} - 1 \right)^2; \quad (3)$$

В нашем случае для рабочей  $EH_{11}$ -моды резонатора  $S = 0.847 a^2$  [16] и оптимальному коэффициенту полезных потерь  $\gamma = 5.1\%$  соответствует отверстие связи диаметром  $d_{opt} = 6.6$  мм. Измеренная расположенным у выходного окна калориметром максимальная выходная мощность лазера с такой связью на линии  $\lambda_1 = 189.95$  мкм составила  $430 \pm 22$  мВт. При этом суммарная выходная мощность усиливаемого ( $\lambda_1$ ) и усиливающего ( $\lambda_4$ ) излучений лазера равнялась  $480 \pm 24$  мВт. Максимальные выходные мощности отдельных линий с  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ,  $\lambda_4$  и  $\lambda_5$  равнялись 100, 120, 120 и 110 мВт соответственно.

Следует отметить, что существенно меньший, чем в лазере на постоянном токе [14], ненасыщенный коэффициент усиления среды описываемого лазера приводит, согласно (3), к большей зависимости выходной мощности лазера от величины внутренних потерь. В частности, по этой причине использование сеточного полупрозрачного зеркала (потери  $\sim 3\%$ ), наряду с уменьшением описанного выше эффекта усиления излучения, приводит к значительному уменьшению выходной мощности лазера.

Для многих применений, в частности интерферометрии, необходимо, чтобы направление линейной поляризации  $EH_{11}$ -моды лазера было стабильно во времени. Обычно для этого требуется введение в резонатор лазера специального поляризатора, который уменьшает выходную мощность DCN-лазера на 16% [24]. В описываемом лазере стабильная во времени 99% линейная поляризация линии с  $\lambda_1 = 189.95$  мкм наблюдалась без какого-либо поляризатора. Необходимую анизотропию резонатора лазера, по-видимому, создаёт небольшая кривизна волновода. Тогда  $EH_{11}$ -мода с направлением вектора электрического поля перпендикулярным к плоскости кривизны волновода будет иметь наименьшие волноводные потери [16]. Так как описываемый лазер из-за малого коэффициента  $g_0$  весьма чувствителен к изменению  $\alpha$ , этого уменьшения оказывается достаточно для установления стабильной поляризации.

Шумы лазера измерялись в полосе частот 0.01—60 кГц при помощи охлаждаемого жидким гелием фотоспротивления  $n\text{-InSb}$ . Уровень шумов детектора позволял измерять флуктуации мощности лазера  $\geq 10^{-4}$ . Специально проверялась линейность измерительной системы, т.е. её способность измерять малые шумы излучения на фоне большой постоянной составляющей. Так как лазер не давал приращения шумов детектора, его шумы меньше  $10^{-4}$ .

## 4 Заключение

В заключение перечислим основные результаты работы:

1. В DCN-лазере с длиной активной среды 2.2 м получена рекордная монохроматическая выходная мощность на длине волны 189.95 мкм равная 430 мВт. Для сравнения абсолютный максимум линейно поляризованной монохроматической мощности лазера такой же длины на постоянном токе составляет всего 130 мВт [15, 24]. Это преимущество достигнуто в основном за счёт использования ксенона в качестве буферного газа [21] и применения полупрозрачного зеркала с отверстием связи, что увеличило эффект усиления каскадных переходов.

2. Впервые получена достаточно мощная непрерывная генерация на линии с  $\lambda = 204.39$  мкм.

3. Газовый расход дорогостоящего изотопа  $C_2D_4$  в описываемом лазере в 20 раз меньше, чем у лазера на постоянном токе и при незначительном снижении выходной мощности лазера может быть ещё сильно уменьшен.

4. Шумы описываемого лазера, благодаря использованию ВЧ накачки, в полосе частот 0.01—60 кГц меньше  $10^{-4}$ , что минимум на два порядка меньше, чем у аналогичных лазеров на постоянном токе.

## Список литературы

- [1] *Luhmann Jr. N.C., Peebles W.A.* "Laser Diagnostics of Magnetically Confined Thermonuclear Plasmas". In: "Laser handbook" edited by Bass M. and Stitch M.L. (North-Holland, Amsterdam, Elsevier Science Publishers B.V., 1985, v.5).
- [2] *Braithwaite G., Gottardi N., Magyar G. et al.* Rev.Sci.Instrum., **60**, 2825 (1989).
- [3] *Белобородов А.В., Кубарев В.В.* Физика плазмы, **18**, 219 (1992).
- [4] *Bradley C.C.* Infrared Phys., **12**, 287 (1972).
- [5] *Belland P.* Appl.Phys.B, **27**, 123 (1982).
- [6] *Mathias L.E.S., Crocker A., Wills M.S.* Electron.Lett., **1**, 45 (1965).
- [7] *Muller W.M., Flesher G.T.* Appl.Phys.Lett., **10**, 93 (1967).
- [8] *Hocker L.O., Rao D.R., Javan A.* Phys.Lett., **24A**, 690 (1967).

- [9] *Stafsudd O.M., Haak F.A., Radisavijevik K.* IEEE J.Quantum.Electron., QE-3, 618 (1967).
- [10] *Hocker L.O., Javan A.* Phys.Lett., 26, 255 (1968).
- [11] *Mathias L.E.S., Crocker A., Wills M.S.* IEEE J.Quantum.Electron., QE-4, 205 (1968).
- [12] *Birch J.R., Burroughs W.J., Emery R.J.* Infrared Phys., 9, 75 (1969).
- [13] *Bruneau J.L., Belland P., Veron D.* Opt.Comm., 24, 295 (1978).
- [14] *Veron D., Belland P.* Infrared Phys., 18, 465 (1978).
- [15] *Belland P., Veron D.* IEEE J.Quantum Electron., QE-16, 885 (1980).
- [16] *Marcatili E.A., Schmeltzer R.A.* Bell.Syst.Techn.J., 43, 1783 (1964).
- [17] *Кубарев В.В.* ПТЭ, N3, 177 (1986).
- [18] *Кубарев В.В., Куренский Е.А.* Квантовая электроника, 22, ??? (1995).
- [19] *Maki G.* Appl.Phys.Lett., 12, 122 (1968).
- [20] *Hocker L.O., Javan A.* Appl.Phys.Lett., 12, 124 (1968).
- [21] *Кубарев В.В.* Квантовая электроника, (1996), послана в ред.
- [22] *Кубарев В.В.* Препринт ИЯФ СО АН 84-09, Новосибирск, 1984.
- [23] *Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W. et.al.* Appl.Optics, 4, 744 (1987).
- [24] *Belland P.* Infrared Phys., 24, 381 (1984).

*В.В. Кубарев, Е.А. Куренский*

**Сверхмалозащумящий мощный DCN-лазер  
с высокочастотной накачкой**

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

**Very-low-noise powerful RF-pumped DCN laser**

ИЯФ 95-94

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 8.11 1995 г.

Сдано в набор 10.11. 1995 г.

Подписано в печать 10.11 1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 94

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