

[4] Hansen P, Witter K., Tolusdorf W. - Phys. Rev. B., 1983, v. 27 (II), p. 6608-6625.

Поступило в Редакцию
17 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

КОАКСИАЛЬНЫЙ ЛАЗЕР С МАГНИТНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ РАЗРЯДА

В.С. Голубев, Ю.Н. Кривенко,
П.Г. Леонов, В.Б. Флеров

В традиционных схемах CO_2 -лазеров с диффузионным способом охлаждения активной среды величина удельного энергосъема с единицы конструктивной длины реально ограничена на уровне 50–70 Вт/м, что препятствует созданию простых и компактных лазерных систем средней мощности. Единственным способом повышения удельных показателей лазеров этого класса является создание конструкций газоразрядной камеры (ГРК) с малыми линейными размерами поперечного сечения активной среды при большом ее полном объеме. Одним из наиболее эффективных решений такого типа, наряду с многолучевыми системами [1], могут служить коаксиальные лазеры, в которых при достаточно малом зазоре h между внешней и внутренней поверхностями коаксиальной ГРК достигается значительное увеличение удельного энергосъема [2, 3].

Первая проблема, возникающая при создании коаксиальных лазерных систем, заключается в обеспечении однородного возбуждения активной среды в коаксиальном зазоре. Ранее использовалась стабилизация продольного разряда постоянного тока посредством вспомогательного импульсно-периодического разряда [2], накачка в поперечном высокочастотном разряде [4].

Нами был реализован новый способ организации разряда в коаксиальном зазоре, основанный на стабилизации продольного разряда постоянного тока внешним радиальным пространственно-периодическим знакопеременным (вдоль оси коаксиала) магнитным полем (рис. 1). Эффект стабилизации достигается тем, что возникающая в результате взаимодействия продольного тока j_z и радиального магнитного поля B_r Амперова сила $j \times B$ вызывает азимутальное движение плазмы разряда, что, в силу знакопеременности B_r и при соответствующем выборе величины и геометрии магнитного поля, делает невозможным существование в разряде сколько-нибудь протяженных неоднородностей. При достаточно большой величине зазора h под действием силы $j \times B$ возникает азимутальное дви-

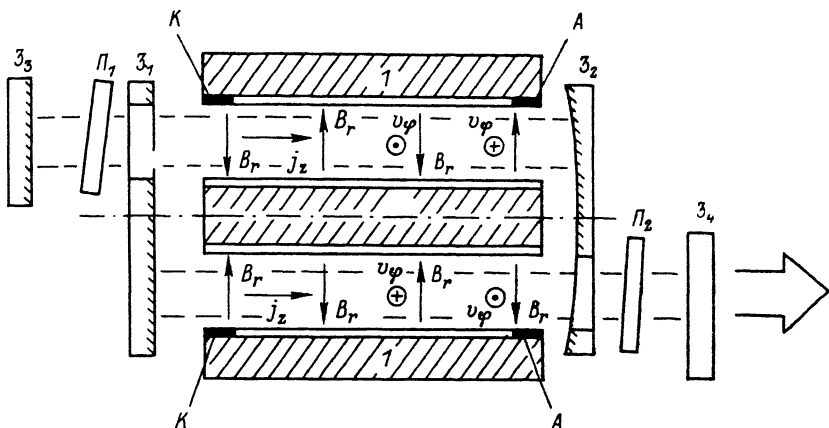


Рис. 1. Схема лазера. 1, 2 - элементы магнитной системы, 3₁, 3₂ - поворотные зеркала с отверстиями, 3₃, 3₄ - зеркала обратной связи, П₁, П₂ - соляные пластины.

жение газа как целого [5] со скоростью, которую можно определить из уравнения

$$\rho \vec{v}(\vec{\nabla} \vec{v}) = \vec{j} \times \vec{B} + \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v},$$

здесь ρ - плотность газа, η - его вязкость. Для $h > 2\delta \approx 2\sqrt{\frac{2v}{j \cdot B}}$, где δ - толщина погранслоя, $B \sim 0.1$ Т, $\rho \sim 10$ Тор оценки дают величину азимутальной скорости $v_\varphi \sim 10^3 - 10^4$ см/с. Далее, из гидродинамики известно [6], что при цилиндрической симметрии и знакопеременной скорости v_φ (что в нашем случае является следствием знакопеременности B_r) в вязком газе развивается структура вихрей с радиальной составляющей скорости $v_r \approx v_\varphi$. Результатом такой турбулизации активной среды должно явиться как повышение степени однородности разряда, так и увеличение скорости выноса тепла из разряда на стенки ГРК. Причем при $v \gtrsim 1 \cdot 10^3$ см/с этот дополнительный конвективный тепловой поток может превосходить чисто теплопроводный.

Эксперименты с водоохлаждаемой разрядной трубкой длиной 350 мм, наружным и внутренним диаметрами коаксиала соответственно 40 мм и 24 мм, выполненные при разряде в воздухе и лазерной смеси $CO_2 : N_2 : He = 1:1:8$ ($\rho = 10$ Тор) и радиальном магнитном поле $B_r \sim 0.05$ Т, показали отсутствие крупномасштабных неоднородностей ($\gtrsim 1$ см) и пульсаций параметров разряда и усиления активной среды с частотами менее 3-5 кГц и относительной амплитудой более 5-10%. Измерения усредненной по объему коаксиала температуры газа и их сравнение с теплопроводным

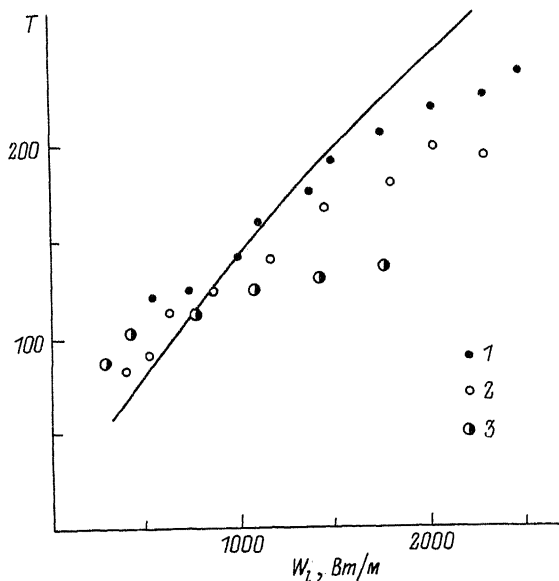


Рис. 2. Зависимости температуры среды $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ от энерговклада в разряд. Точки - экспериментальные данные для усредненной температуры по объему ГРК: 1 - $P=10$ Тор, 2 - $P=7$ Тор, 3 - $P=5$ Тор. Сплошная линия - расчет для однородного по объему энерговклада согласно 2 .

расчетом для однородного по объему энерговклада (рис. 2) свидетельствовали о заметном вкладе дополнительного механизма отвода тепла из разряда, связанного с действием силы $\vec{j} \times \vec{B}$. В этих же условиях мы не наблюдали уменьшения коэффициента усиления слабого сигнала вплоть до максимальных значений энерговклада ~ 2.5 кВт/м, что дополнительно указывает на отсутствие существенного нагрева газа.

Вторая проблема создания коаксиальных лазеров связана с разработкой резонатора, обеспечивающего компактный вывод излучения с расходимостью близкой к дифракционной. В данной работе был использован многопроходный резонатор, построенный по типу ячейки Херриота [7], который состоял (рис. 1) из плоского (3_1) и сферического (3_2) зеркал с отверстиями связи в них, которые образовывали многопроходную ковету, и двух плоских зеркал (3_3) и (3_4), обеспечивающих обратную связь и вывод излучения. Количество проходов в резонаторе n и радиус кривизны зеркала 3_2 выбирались из условий:

$$n \approx 4\pi \frac{\alpha}{h}, \quad R = \frac{l}{\sin^2 \frac{2\pi}{(n+1)}}$$

где a — средний радиус коаксиала, z — расстояние между зеркалами кюветы. В силу большой оптической длины, периодической подфокусировки излучения и вращения плоскости поляризации относительно радикального направления, этот тип резонатора обладает высокой селективирующей способностью по отношению к модам высоких порядков (т.е. в нем легко реализуется одномодовая генерация) и малочувствителен к неоднородностям активной среды.

В коаксиальном лазере с описанными выше магнитостабилизированным разрядом и многопроходным резонатором при эффективной прозрачности резонатора $\sim 80\%$, коэффициенте отражения зеркал 98% и неоптимизированных параметрах активной среды нами была получена одномодовая генерация (TEM_{00}) при максимальных значениях выходной мощности около 20 Вт и электрооптического КПД $\sim 4\%$. В режиме усилителя (без зеркал обратной связи) на выходе не наблюдалось искажения распределения интенсивности моды задающего генератора и при интенсивности сигнала на входе 20 Вт/см² получено полное усиление ~ 10 , что соответствовало расчетному значению интенсивности насыщения, уровню потерь на зеркалах и измеренным величинам коэффициента усиления слабого сигнала.

Низкие значения мощности излучения и электрооптического КПД нашего лазера связаны в первую очередь с неоптимальной прозрачностью резонатора, потерями на зеркалах и выходных окнах. Оценки показывают, что при прозрачности $\sim 40\%$, коэффициенте отражения зеркал более 0.99 и устранении внутрирезонаторных потерь в нашей конструкции может быть получен удельный энергоотъем не менее $250-300$ Вт/м.

Таким образом применение магнитной стабилизации разряда и многопроходного резонатора позволяет реализовать конструкцию простого и компактного коаксиального лазера с высоким качеством излучения. Роль магнитного поля при этом может не ограничиваться только эффектом стабилизации, но и способствовать повышению удельных характеристик лазера за счет дополнительного охлаждения активной среды при магнитной конвекции. При оптимизации геометрии ГРК, параметров резонатора и активной среды подобные системы могут обладать удельным энергоотъемом до $0.5-0.7$ кВт/м и электрооптическим КПД не менее 10% . Это открывает возможности разработки нового поколения малогабаритных одномодовых технологических лазеров с диффузионным охлаждением. На этих же принципах возможно построение и мощных газоразрядных лазеров с быстрой аксиальной или радиальной прокачкой.

Л и т е р а т у р а

- [1] А б и л ь с и т о в Г.А., В е л и х о в Е.П., Г о л у б е в В.С., Л е б е д е в Ф.В. — Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2517-2540.

- [2] В а й с ф е л ь д М.П., П о л ь с к о й Ю.Е. - Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2230-2233.
- [3] К о л е с н и к о в В.Ю., О р л о в Б.В., П о л ь с к о й Ю.Е., Х о х л о в Ю.М. - Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 957-961.
- [4] X i n J.G., H a l l D.R. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, p. 469-471.
- [5] S e g u i n H.J.J., С а р ж а с к С.Е., A n t o n i u k D.M., H a m K.H. - J. Appl. Phys., 1984, v. 55, p. 788-793.
- [6] Д о р ф м а н Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел, М.: Физматгиз, 1960.
- [7] H e r r i o t t D., К о г е л н и к Н., К о м р f n e r H. Appl. Opt., 1964, v. 3, p. 523-529.

Поступило в Редакцию
10 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА СУБНАНОСЕКУНДНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

С.Н. В а й н ш т е й н, Ю.В. Ж и л я е в,
М.Е. Л е в и н ш т е й н

В 1979 году в работе [1] был обнаружен эффект, названный авторами эффектом обострения. Эффект состоял в очень быстром, субнаносекундном переключении Si p-p-структур из высокоомного в проводящее состояние при подаче на структуру быстро нарастающего напряжения U_0 . Время переключения t_0 было в 10-20 раз меньше, чем время $t_S = \frac{W_n}{U_S}$, где W_n - толщина базы p-p-структуры, U_S - максимально возможная дрейфовая скорость носителей в полупроводниковом материале. Недавно аналогичный эффект наблюдался в GaAs p-p-структурах [2].

Несмотря на многочисленные попытки [3, 4] объяснить природу переключения со столь большим отношением t_S/t_0 до сих пор не удавалось.

Следует учесть, однако, что при попытках объяснения такого сверхбыстрого переключения всегда предполагалось, что эффект носит объемный характер и происходит по всей площади прибора. Соображения, на которых основывался такой подход, носили косвенный характер и никогда не проверялись в прямом эксперименте.