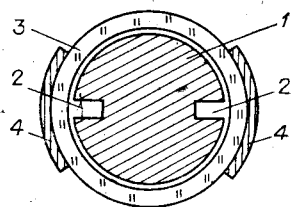


Рис. 2. Конструкция разрядной трубки для одновременной генерации на синей и зеленых линиях:

1 — внутренний электрод, 2 — щели, 3 — кварцевая трубка, 4 — внешние электроды.



изотопического состава и потери в резонаторе были большими, выходная мощность на линии 441,6 нм оказалась незначительной (в 2 раза меньше, чем на зеленых линиях). При наличии широкополосных зеркал в предлагаемой трубке возможна одновременная генерация и на других лазерных переходах иона кадмия.

Таким образом, в данной работе показано, что, используя основные соотношения конвективного теплообмена, можно изготовить разрядные трубки, позволяющие получать чисто непрерывный режим генерации в лазерах с ПВЧР. Кроме того, показано, что щелевые конструкции дают большую выходную мощность по сравнению с ранее известными конструкциями лазеров с ПВЧР, а геометрия щели несущественно сказывается на величине плотности мощности. Предложена лазерная трубка, генерирующая одновременно на нескольких длинах волн.

Полученные результаты могут найти применение при разработке и конструировании газоразрядных трубок лазеров с ПВЧР с саморазогревом в непрерывном режиме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Латуш Е. Л. и др. Генерация на ионных переходах металлов при поперечном ВЧ-возбуждении.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, вып. 2.
2. Михалевский В. С., Строкань Г. П., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я. Кадмий-гелиевый лазер с поперечным высокочастотным возбуждением: Проспект/ВДИХ СССР.— М.: НИИФ РГУ, 1977.
3. Михалевский В. С., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я. Генератор радиоимпульсов для лазеров с поперечным высокочастотным разрядом.— ПТЭ, 1980, № 5.
4. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача.— М.: Энергоиздат, 1981.
5. Михалевский В. С., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я. Оптимизация условий возбуждения гелий-кадмиевого лазера с ПВЧР.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 7.
6. Михалевский В. С., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я. Генерация на ионных переходах меди в высокочастотном разряде.— Журн. прикл. спектр., 1980, т. 32, № 4.
7. Михалевский В. С., Строкань Г. П., Толмачев Г. Н., Хасилев В. Я. Кадмий-гелиевый лазер с большой апертурой выходного луча.— В кн.: Тез. докл. на II Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л.: ГОИ, 1979.

Поступила в редакцию 20 января 1983 г.

УДК 621.378

А. А. АПОЛОНСКИЙ, В. И. ДОНИН
(Новосибирск)

ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА С БОЛЬШОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ В СИСТЕМЕ «АРГОНОВЫЙ ЛАЗЕР С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД — УСИЛИТЕЛЬ»

Введение. Максимальная средняя мощность ионных аргоновых лазеров с активной синхронизацией мод (ЛСМ), полученная в настоящее время, не превышает уровня одного-двух ватт. Попытки ее повышения увеличением тока разряда приводят к ухудшению структуры импульсов

света ЛСМ [1], а удлинением разрядной трубки — к снижению частоты следования импульсов и к дополнительным техническим усложнениям. В то же время для целого ряда применений (быстродействующие системы оптической записи информации, накачка мощных пикосекундных лазеров на красителе и др.) желателен получение мощных импульсов света с высокой частотой повторения в видимом диапазоне спектра. С этой точки зрения представляется перспективной плазма аргонового усилителя, поскольку она обладает высокой стационарной скоростью возбуждения рабочих уровней. Использование усилителя для увеличения мощности непрерывного аргонового лазера обсуждалось еще в работе [2], в которой был сделан вывод о практической бесперспективности применения аргонового усилителя из-за малого коэффициента усиления в разрядных трубках большого диаметра [3]. В твердотельных усилителях на основе Nd:YAG, обладающих высокими коэффициентами усиления, получено усиление наносекундных импульсов света до 10^6 , однако частота их следования не превышает 10 Гц [4]. В усилителях пикосекундных импульсов света на красителе недавно реализована частота повторения 4 МГц при средней мощности 10^{-2} Вт [5]. Энергия выходного импульса составила 7 нДж при длительности 12 пс.

Целью настоящей работы являются проведение теоретического и экспериментального анализа возможности получения мощного излучения с большой частотой повторения и малыми длительностями импульсов в системе, состоящей из аргонового ЛСМ и многопроходного усилителя, а также экспериментальное исследование характеристик ЛСМ.

Численный анализ. Расчет энергии импульсов на выходе усилителя можно провести по формуле [6]

$$E = E_s \ln \{1 + G[\exp(E_0/E_s) - 1]\}, \quad (1)$$

где E_s — плотность энергии насыщения (параметр насыщения), $G = \exp(g_0 l)$ — параметр усиления, g_0 — коэффициент усиления слабого сигнала, l — длина усилителя, E_0 — плотность энергии импульса на входе усилителя. Это выражение получено в рамках некогерентного взаимодействия импульса света с усиливающей средой и является заниженной оценкой для величины энергии импульса при $T_1 \gg \tau_n \sim T_2$. Здесь $T_1 \approx 10$ нс и $T_2 = 0,1$ нс — времена релаксации инверсии и поляризации, τ_n — длительность импульса. Важнейшими параметрами в формуле (1) являются g_0 и E_s . Коэффициент усиления g_0 в аргоновом лазере максимален на длине волны $\lambda = 488$ нм и в разрядной трубке $\varnothing 16$ мм составляет $4 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Имеющиеся экспериментальные данные по параметру насыщения относятся к разрядным трубкам малого диаметра. Исходя из вывода работы [7] об однородном характере насыщения, в [8] сообщается о получении методом внесения калиброванных потерь значения $I_s = 23$ Вт/см 2 ($\lambda = 488$ нм) при плотности тока $j = 250$ А/см 2 и диаметре разрядной трубки 2 мм. Величины I_s и E_s связаны простым соотношением $E_s = I_s T_1$. В [9] получено значение $I_s = 50$ Вт/см 2 (или $E_s = 5 \cdot 10^{-7}$ Дж/см 2) при $j = 900$ А/см 2 и диаметре разрядной трубки 2,5 мм. Сравнительно невысокий параметр насыщения в аргоновом лазере (в импульсном СО $_2$ -лазере, например, $E_s = 0,1$ Дж/см 2 , а в Nd:YAG $E_s = 0,7$ Дж/см 2) объясняется большим значением дипольного момента рабочего перехода. Формула (1) справедлива для одиночного импульса. Ею можно пользоваться до частот следования импульсов, меньших обратного времени восстановления инверсии $T_1^{-1} = 100$ МГц.

Малое значение g_0 диктует необходимость использования многопроходного усилителя. В этом случае формула (1) дополняется рекуррентным выражением для G [10]:

$$\ln G_k = \ln G_{k-1} - (p/E_s)(ME_k - E_{k-1}), \quad (2)$$

где параметр $p = 1/2$ при восстановлении инверсии в усилителе за время между импульсами и $p = 1$ в среде восстановления, M — пропускание усилителя, k — номер прохода импульса света через усилитель.

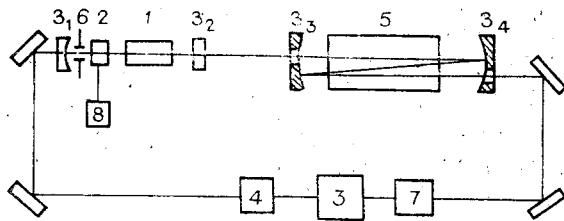


Рис. 1.

В формуле (1) при каждом значении k необходимо задавать новое значение G и E_0 .

Рассмотрим аргоновый усилитель длиной $l=4$ м с диаметром разрядного канала 16 мм, работающий в многопроходной схеме (рис. 1). Зеркала $З_3$ и $З_4$ имеют ненапыленные участки для ввода и вывода излучения. Задающим генератором является аргоновый ЛСМ со средней мощностью $P=0,5$ Вт ($\lambda=488$ нм), частотой повторения импульсов 100 МГц и диаметром луча 3 мм (по уровню $1/e^2$). При значениях $E_0=0,74 \cdot 10^{-7}$ Дж/см² и $M=1$, $p=1/2$ из (1), (2) с учетом распределения усиления по диаметру усилителя [3] получаем в пятипроходной схеме $E=10^{-6}$ Дж/см², или $P=7$ Вт; зависимости роста энергии (кривая 1) в усилителе и изменения насыщенного усиления g (кривая 3) представлены на рис. 2. Рассмотрим другую схему усилителя, показанную на рис. 3. Она является видоизменением схемы, предложенной в [11], позволяющей уменьшить плотность энергии в импульсе и тем самым уйти из области насыщения. Схема модифицирована для усилителей с малыми коэффициентами усиления. Зеркало $З_1$ имеет отверстие для ввода излучения в усилитель $У$, линзы $Л_1$ и $Л_2$ образуют телескоп, а $Л_3$, $Л_4$ и $Д$ — пространственный фильтр для подавления паразитной генерации в усилителе. Увеличив в этой схеме диаметр луча в усилителе до 15 мм, получаем $E=4 \cdot 10^{-7}$ Дж/см², или $P=62$ Вт при $k=7$ (оптимальное пропускание зеркала $З_2$ 50%). Соответствующие кривые представлены на рис. 2 (2 и 4 для E и g соответственно). Предполагая различной энергию импульсов при каждом k , мы не учитываем их интерференции при встречном распространении в усилителе. Увеличение мощности ЛСМ в 10 раз приводит к увеличению мощности на выходе усилителя всего в 1,1 раза. Это связано с введением усилителя в режим глубокого насыщения. Ввиду более низкого коэффициента усиления на $\lambda=514,5$ нм использование усилителя на этой длине волны нам кажется малоэффективным.

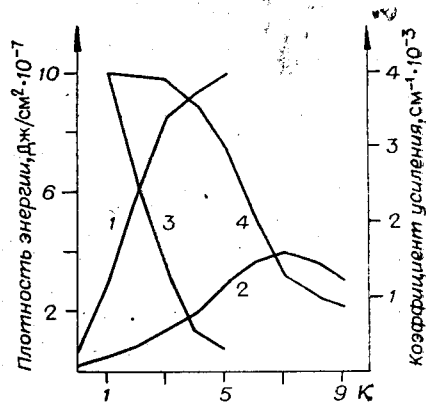


Рис. 2.

Интересным представляется вопрос о радиальной и временной деформациях импульса в усилителе. Расчеты показывают, что центральная и периферийная части импульса (в радиальном направлении) усиливаются примерно одинаково из-за двух факторов: изменения усиления по радиусу разрядной трубки и гауссова радиального распределения энергии импульса. Временная структура импульса должна исследоваться на основе уравнений для когерентного взаимодействия [12] и будет рассмотрена в другой работе. Здесь отметим только, что при выполнении условия $\mu \mathcal{E} \tau_n / \hbar \sim \pi$ следует ожидать появления когерентных эффектов. В этом соотношении μ — дипольный момент перехода, \mathcal{E} — напряженность поля. При $\tau_n=0,1$ нс и $\mu=9 \cdot 10^{-18}$ СГСЭ (переход $4p^2 D_{5/2}^0 - 4s^2 P_{3/2}$) получаем значение для плотности энергии $E=2,7 \cdot 10^{-7}$ Дж/см², т. е. при достижимых в усилителе значениях E сле-

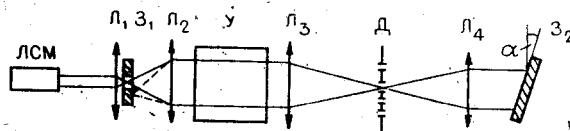


Рис. 3.

дует учитывать эффекты когерентного взаимодействия света со средой. В CO_2 -усилителях этот вопрос уже обсуждался теоретически [13] и экспериментально [14].

Экспериментальная установка. На рис. 1. изображена схема экспериментальной установки. Аргонный усилитель 5 выполнен на основе описанной в [15] секционированной конструкции разрядной трубки. Нами исследовался усилитель \varnothing 16 мм, длиной 1,8 м. ЛСМ состоит из секционированной разрядной трубки 1 с внутренним диаметром 2,7 мм [16], активной длиной 35 см и акустооптического модулятора (АОМ) 2, помещенных в резонатор длиной $80 \div 240$ см. В этом диапазоне существует стабильная синхронизация мод. Резонатор образован глухим десятиметровым и плоским выходным (пропускание 12%) зеркалами Z_1 и Z_2 , укрепленными на инваровой арматуре. Одно из зеркал может перемещаться вдоль оси с помощью микрометрического устройства. Разрядная трубка помещалась в продольное магнитное поле соленоида. Увеличение магнитного поля до 1,5 кЭ приводит к повышению выходной мощности лазера в 3—4 раза в зависимости от давления аргона в разрядной трубке лазера и направления продольного магнитного поля. Электропитание лазера (ток до 45 А) осуществлялось от трехфазной сети через стабилизатор с коэффициентом пульсаций $\leq 1\%$. Падение напряжения на разрядной трубке составляло 160—200 В и зависело от давления аргона. АОМ сделан из прямоугольного кварцевого светозвукопровода размерами $25 \times 20 \times 15$ мм, торцы которого скошены под углом Брюстера, и пьезопреобразователя. Пьезопреобразователь размерами 6×14 мм выполнен из LiNbO_3 (срез $36^\circ Y$) толщиной 40 мкм и рассчитан на центральную частоту $f_r = 81$ МГц. К кварцевому блоку он крепится через пиндii ультразвуковой сваркой, что значительно увеличивает срок службы АОМ по сравнению с соединениями на основе смол и клеев. Для адгезии использованы хром и никель. Параллельность свободной грани и грани с пьезопреобразователем не хуже $10''$. АОМ вносит стационарные потери порядка 1%, что, по-видимому, связано с образованием в плавленом кварце центров окраски под действием излучения. Выходная мощность ВЧ-генератора 8 не превышала 1,5 Вт. Благодаря выбору рабочей частоты на низкочастотном склоне характеристики АОМ нами получена долговременная стабильность ~ 30 мин без использования схем термостабилизации. В режиме синхронизации мод средняя мощность ЛСМ составила 0,5 Вт при токе 45 А. Переход от режима свободной генерации к синхронизации мод сопровождался понижением средней мощности на 30—40%. Регистрация излучения производилась фотоприемниками 4, 7 ФДП-3 и стробоскопическим осциллографом З С1-70.

Результаты. Измеренная длительность импульсов $\tau_{\text{и}} = 0,3$ нс определялась шириной полосы детектирующей системы. Отстройка частоты генератора или изменение длины резонатора относительно оптимальной длины, при которой достигается наилучшая синхронизация мод (максимальная мощность при минимальной длительности импульсов), составили 100 кГц. При больших отстройках синхронизация мод исчезает (одномодовый режим) либо у импульсов появляется дополнительная структура до четырех импульсов на период (многомодовый режим). Эта структура убирается диафрагмой 6 и юстировкой зеркал резонатора. Подобное поведение излучения ЛСМ наблюдалось и объяснялось в работе [17]. При некоторых частотах генератора и отстройках от оптимальной частоты последовательность импульсов ЛСМ имела два периода t_1 и t_2 в отношениях $t_1 : t_2 = 5 : 6$ и $\tau_{2\text{и}} : \tau_{1\text{и}} = 2 : 1$; структура убиралась тонкой подстройкой генератора ($\Delta f_r = 4 \div 10$ кГц). Несмотря на падение эффективности дифракции АОМ в области частот $f_r < 60$ МГц, наблюдалась устойчивая синхронизация мод до частот $f_r = 40$ МГц, средняя мощность ЛСМ при этом падала вдвое из-за увеличения дифракционных потерь в резонаторе.

Исследовались две конструкции разрядных трубок ЛСМ: с диэлектрическими (Al_2O_3) и проводящими (молибденовыми) стенками. При токе

разряда 35 А в первой конструкции в генерацию выходило до 40 мод, во второй — до 60. Измерения проводились с помощью сканирующего интерферометра. Полученные данные хорошо согласуются с результатами измеренных пиковых температур в разряде [18]. В случае диэлектрических стенок $T_i = 6 \cdot 10^3$ К (это соответствует предельной длительности импульса $\tau_n = 0,15$ нс), а проводящих — $T_i = 16 \cdot 10^3$ К ($\tau_n = 0,1$ нс) при токе 35 А.

В разрядной трубке с молибденовыми стенками проведено измерение параметра насыщения методом внесения калиброванных потерь. При плотности тока $j = 440$ А/см² $I_s = 30$ Вт/см², а при $j = 560$ А/см² $I_s = 50$ Вт/см², что, наряду с результатами работ [8, 9], подтверждает обоснованность использования в численном анализе значения $I_s = 50$ Вт/см².

Получены предварительные результаты в усилителе, работающем в трехпроходной схеме. Потери в тракте усиления не превышали 10%. При давлении аргона в разрядной трубке 0,6 тор пороговый ток усиления составил 300 А, ток насыщения — 400 А, а значения усилений — 4,5; 6,9; 10 при $k = 1, 2$ и 3 соответственно (мощность ЛСМ $P = 50$ мВт). Эти значения хорошо согласуются с результатами расчетов по формуле (1). Отметим высокую чувствительность работы ЛСМ к паразитной обратной связи из-за отражения света от оптических элементов усилителя, а также хаотизацию импульсов выходного излучения из усилителя при появлении неустойчивостей [3] в разрядной трубке усилителя. Какие-либо изменения формы импульсов света на выходе усилителя не наблюдались.

В результате проделанной работы можно сделать вывод, что предложенная здесь схема многопроходного аргонового усилителя, построенного на основе существующих высокоэффективных разрядных конструкций типа [15], позволяет надеяться на реализацию в ближайшее время в Ar II импульсов света длительностью 0,1 нс с частотой повторения 100 МГц и средней мощностью вплоть до 100 Вт.

Авторы выражают благодарность И. А. Сидоровой за помощь в изготовлении модулятора и Н. Д. Голдиной за напыление зеркал.

ЛИТЕРАТУРА

1. Koester V. J., Dowben R. M. Subnanosecond single photon counting fluorescence spectroscopy using synchronously pumped tunable dye laser excitation.— Rev. Sci. Instrum., 1978, vol. 49, p. 1186.
2. Gorog I. A comparative analytical study of the performance of argon laser amplifiers and oscillators.— RCA Rev., 1971, vol. 32, p. 88.
3. Дониин В. И. Насыщение выходной мощности с током разряда в мощных аргоновых ОКГ непрерывного действия.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 5.
4. Migus A., Shank C. V., Ippen E. P., Fork R. L. Amplification of subnanosecond optical pulses: Theory and experiment.— IEEE J. Quant. Electron., 1982, vol. QE-18, p. 101.
5. Gustafson T. L., Roberts D. M. A high repetition rate amplifier for the synchronously pumped cavity dumped dye laser.— Opt. Comm., 1982, vol. 43, p. 141.
6. Frantz L. M., Nodvik J. S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier.— J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 2346.
7. Одинцов А. И., Лебедева В. В., Сауткин В. А. Насыщение усиления линий 4880, 4765, 5145 А в полном ОКГ.— Журн. прикл. спект., 1967, т. 7, с. 754.
8. Китаева В. Ф., Одинцов А. И., Соболев Н. Н. Ионные аргоновые оптические квантовые генераторы непрерывного действия.— УФН, 1969, т. 99, с. 361.
9. Дониин В. И., Троицкий Ю. В., Голдина Н. Д. Одномодовый режим и лэмбов провал в газовом лазере на ионах аргона.— Опт. и спект., 1969, т. 26, с. 118.
10. Lowdermilk W. H., Murray J. E. The multipass amplifier: Theory and numerical analysis.— J. Appl. Phys., 1980, vol. 51, p. 2436.
11. Murray J. E. et al. Off-axis multipass amplifier as a large aperture driver stage for fusion lasers.— Appl. Opt., 1981, vol. 20, p. 826.
12. Isevgi A., Lamb W. E. Propagation of light pulses in a laser amplifier.— Phys. Rev., 1969, vol. 185, p. 517.
13. Маркано А. О., Платоненко В. Т. Когерентное взаимодействие короткого импульса света с молекулярной усиливающей средой с учетом вырождения по магнитному числу.— Квант. электроника, 1980, т. 7, с. 756.

14. Баранов В. Ю. и др. Наблюдение когерентного взаимодействия наносекундного импульса CO_2 -лазера с усиливающей средой.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 593.
15. Донин В. И., Шишилов А. Ф., Григорьев В. А. Мощные непрерывные ионные лазеры с увеличенным сроком действия.— Квант. электроника, 1979, т. 6, с. 359.
16. Донин В. И. О непрерывной генерации на ионах аргона при высоких плотностях разрядного тока.— Опт. и спектр., 1969, т. 26, с. 298.
17. Данилов В. А., Зенченко С. А., Шаронов Г. В., Шевчик Г. И. Влияние параметров аргонового лазера на режим синхронизации мод.— Квант. электроника, 1981, т. 8, с. 2687.
18. Донин В. И. Спектроскопическое исследование разряда в металлических трубках, применяемых в лазерах на ионах аргона.— Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 243.

Поступила в редакцию 26 мая 1983 г.

УДК 621.375.826

В. Н. БЕЛЬТЮГОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

ПОЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ЛАЗЕРЕ С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СЕЛЕКЦИЕЙ МОД И ЛИНИЙ ГЕНЕРАЦИИ

Важнейшая задача, которую приходится решать при использовании лазеров без анизотропных элементов в резонаторе (брюстеровских окон, призм, решеток и т. п.), состоит в получении определенной линейной поляризации выходного излучения. Один из методов решения этой задачи основан на применении анизотропных зеркал. Достоинство его в том, что он не связан с введением внутрь лазера дополнительных оптических элементов и сводится лишь к некоторой модификации оптических покрытий лазерного резонатора.

Задача получения линейной поляризации возникает и при использовании внутрилазерных устройств высокого разрешения, главным образом интерференционного типа, предназначенных для селекции мод или длин волн. Селектирующие интерферометры (интерферометр Фабри — Перо, отражающий интерферометр с поглощающей пленкой или рассеивающей структурой) обычно почти изотропны, и поляризация излучения в лазере без брюстеровских окон может носить случайный характер и быть нестабильной. Новые возможности появляются, если анизотропное зеркало входит в состав интерференционного устройства. В этом случае существуют дополнительные свободные параметры, позволяющие более гибко управлять характеристиками самого интерферометра. Можно осуществлять оптимальный вывод энергии из резонатора через интерферометр.

В простейшем виде анизотропное зеркало представляет собой ряд узких металлических полосок, нанесенных с малым периодом d на поверхность диэлектрической подложки. Такие элементы широко применяются в ИК- и субмиллиметровой технике, где обычно выполняется длинноволновое приближение $d/\lambda \ll 1$ для соотношения периода полосок d и длины волны излучения λ . Но при продвижении в более коротковолновую область выполнение этого условия даже для современной фотолитографии сопряжено со значительными технологическими трудностями. Поэтому более предпочтительны структуры, имеющие период полосок, соизмеримый с длиной волны падающего излучения. Однако характеристики анизотропного зеркала, и в первую очередь энергетический коэффициент отражения, существенно зависят от конкретного соотношения периода d и длины волны λ .