

$\lambda=1.08$ мкм, $\tau=15$ пс, $E \approx 1$ мДж. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента преобразования в $\lambda=0.54$ мкм от интенсивности лазерного излучения. Для сравнения эффективности преобразования также исследовалась ГВГ в кристаллах LiIO_3 ($L=6.4$ мм) и KDP ($L=14.6$ мм). Экспериментальные результаты сравним с теоретическим расчетом для $d_{3\phi\phi}$, используя литературные данные для нелинейных коэффициентов [7-9],

$$\text{BBO} : d_{3\phi\phi} = d_{31} \sin \theta - d_{11} \cos \theta \cos 3\varphi = 15.0 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}, \quad (1)$$

$$\text{KDP} : d_{3\phi\phi} = d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi = 2.9 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}, \quad (2)$$

$$\text{LiIO}_3 : d_{3\phi\phi} = d_{15} \sin \theta = 27.6 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}. \quad (3)$$

Используя приближение заданного поля при небольших коэффициентах преобразования [10], нетрудно получить соотношения между коэффициентами преобразования в исследованных кристаллах LiIO_3 , KDP и BBO

$$\eta(\text{LiIO}_3)/\eta(\text{BBO}) = 7.1, \quad \eta(\text{KDP})/\eta(\text{BBO}) = 2.3, \quad (4)$$

что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами рис. 2. Коэффициент преобразования в β -борате бария при интенсивностях излучения 2.0 ГВт/см² составляет 6.1% (с учетом френелевских отражений и поглощения в кристалле 9%). Экспериментально измеренная угловая ширина синхронизма в β -борате бария ($L=1.6$ мм) равнялась

$$2\Delta\theta = (3.07 \pm 0.15) \text{ мрад}. \quad (5)$$

Нами также исследовался порог поверхностных повреждений кристаллов β -бората бария при воздействии одиночных пикосекундных лазерных импульсов: при $\lambda=1.08$ мкм и $\tau=15$ пс порог составляет $250-350$ ГВт/см², а при $\lambda=0.54$ мкм и $\tau=15$ пс — $120-150$ ГВт/см².

Список литературы

- [1] Huang Qing-zehn, Liang Jing-kui // Acta Sinica. 1981. Vol. 30. N 4. P. 559—564.
- [2] Chen C., Wu B., Jiang A., You G. // Scientia Sinica (Ser. B). 1985. Vol. 28. N 3. P. 235—243.
- [3] Kato K. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. QE-22. N 7. P. 1013—1014.
- [4] Cheng L. K., Bosenberg W. R., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. N 3. P. 175—177.
- [5] Münchenheim W., Lokai P., Burghardt B., Basting D. // Appl. Phys. B. 1988. Vol. 45. P. 259—261.
- [6] Jiang A., Cheng F., Lin Q. et al. // J. Cryst. Growth. 1986. Vol. 79. N 1—3. Pt 2. P. 963—969.
- [7] Никогосян Д. Н. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 4. С. 5—26.
- [8] Eimerl D., Davis L., Velsko S. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1968—1983.
- [9] Qiu P., Penzkofer A. // Appl. Phys. B. 1988. Vol. 45. P. 225—236.
- [10] Цернике Ф., Мидвинтер ДИ. // Прикладная нелинейная оптика. М., 1976. С. 262.

Ереванский государственный
университет
НПО «Лазерная техника»

Поступило в Редакцию
14 ноября 1989 г.

МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ В ЛАЗЕРЕ НА ПАРАХ МЕДИ

Е. Т. Аксенов, М. О. Никончук, Р. И. Окунев, В. Ю. Петрунькин

В настоящее время проявляется большой интерес к созданию лазеров на парах меди с наносекундной длительностью импульса, которые могут использоваться в научных и технических целях [1]. Лазер на парах меди имеет высокий коэффициент усиления активной среды и небольшое время существования инверсии, что обуславливает сравнительно короткую длительность импульса излучения, которая в стандартных условиях составляет величину около 20 пс [2]. В ряде случаев требуется меньшая длительность импульса. Одним из путей уменьшения длительности является использование внутрирезонаторной модуляции.

В настоящей работе предлагается использовать акустооптический модулятор для управления добротностью резонатора с целью сокращения длительности генерируемого импульса.

Экспериментально исследовался лазер с длиной активной среды 300 мм и диаметром 7 мм (рис. 1). Давление буферного газа неона от 10 до 300 мм рт. ст. Накачка осуществлялась с помощью тиратронного блока питания. Частота повторения импульсов 10–12 кГц, амплитуда импульса 9–10 кВ, рабочая емкость 2.2 нФ. Акустооптический модулятор, в котором возбуждалась стоячая волна, помещался у глухого плоского зеркала резонатора длиной $L=1.5$ м. Максимальная эффективность дифракции на длине волны 0.63 мкм составляла 5%. В режиме свободной генерации длительность импульса по уровню половинной мощности составляла $\tau_{\text{И}}=10$ нс, а полное время генерации $\tau_{\text{Г}}=20$ нс (рис. 2, а). Время генерации практически не изменяется в зависимости от давления Ne и незначительно увеличивается при оптимальной накачке (средняя мощность 1.2 Вт). Таким образом, с момента возникновения инверсии и до ее исчезновения излучения проходит два полных обхода резонатора ($\tau_{\text{Г}} \approx 4L/c \approx 20$ нс).

Для управления длительностью генерируемого импульса в резонатор помещался модулятор, на который подавалось напряжение на половине частоты $f_m = c/2L = 100$ МГц. Период модуляции равнялся времени обхода излучения по пустому резонатору.

В случае больших уровней накачки (средняя мощность излучения более 0.5 Вт) воздействие модулятора проявилось лишь в синусоидальной модуляции огибающей импульса генерации. Длительность импульса не изменилась.

Модуляция становится эффективной при уменьшении уровня накачки до характерной величины, когда при удалении входного зеркала (плоскопараллельной пластины) генерация пропадает. Причем наличие глухого зеркала не сказывается на параметрах излучения со стороны выходного зеркала. При таком (или меньшем) уровне накачки и наличии обоих зеркал выходная мощность составляет 0.5 Вт и менее. Глубина модуляции становится 100%-ной, и реализуется два возможных режима.

В первом режиме максимум пропускания модулятора совпадает с максимумом усиления активной среды. Излучается один импульс длительностью 5 нс, который формируется за один обход резонатора (рис. 2, б). Во втором режиме упомянутые максимумы сдвинуты на некоторую величину. Возникает дуг из трех импульсов небольшой амплитуды и длительностью около 20 нс. Генерация происходит в течение двух обходов резонатора. Длительность каждого импульса около 2 нс, временной интервал между импульсами неэквивалентен.

В работе [3] показано, что продольные моды возникают (т. е. возникают такие параметры, как центральная частота моды и ширина ее спектра) при количестве обходов резонатора больше 5. Очевидно, что в изучаемом случае продольные моды не успевают формироваться и модулятор на частоте $f_m = c/2L$ работает не как синхронизатор мод, а как затвор переменной прозрачности для излучения, которое имеет непрерывный спектр. Поэтому реализующийся режим является режимом модуляции добротности. При этом не происходит увеличения импульсной мощности. Модулятор вырезает из излучения импульс, соответствующий своей функции пропускания.

Во втором режиме при генерации пуга импульсов максимумы пропускания модулятора и усиление не совпадают во времени, поэтому основная часть излучения рассеивается на модуляторе. В выходном излучении импульсы неэквидистантны, это говорит о том, что дуг создается не одиночным импульсом, циркулирующим по резонатору, а разными участками импульса генерации. Подтверждением отсутствия одиночного импульса в резонаторе служит жесткость длительности импульса в дуге. Таким образом, несмотря на меньшую длитель-

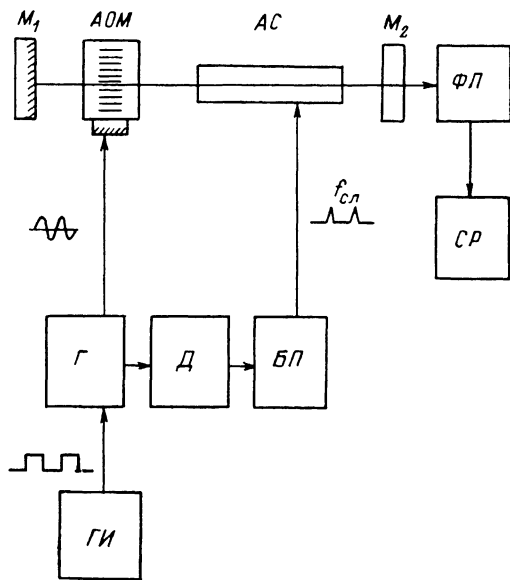


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. АС — активная среда, АОМ — модулятор, М — зеркала, БП — блок питания лазера, Г — генератор ВЧ, Д — делитель частоты, ГИ — генератор импульсов, ФП — фотоприемник, СР — система регистрации.

ность импульсов во втором режиме, его использование менее перспективно, чем первого режима, как из-за сложности выделения одного импульса из цуга, так и малой мощности импульсов.

Для уменьшения длительности импульса в первом режиме проводились экспериментальные попытки увеличения частоты модуляции до 140 МГц. При этом длительность импульса уменьшалась до 4 нс. Уменьшение частоты модуляции до 60 МГц вызывало обратные изменения длительности импульса. Соотношение между длиной импульса и частотой модуляции

качественно совпадает с зависимостью, приведенной в [4],

$$\tau_{\text{И}} = \left(\frac{1}{\pi f_m} \right) \arcsin \left[\vartheta_m^{-1} \arccos (0.5)^{M/2} \right],$$

где ϑ_m — параметр модуляции в функции пропускания модулятора $f(t) = \cos(\vartheta_m \sin 2\pi f_m t)$, M — число проходов при подстановке $M=2$.

Таким образом, длительность импульса практически полностью определяется параметрами модуляции.

Остановимся еще на одной схеме резонатора, в которой модулятор используется нетрадиционным образом. Излучение, прошедшее через модулятор, разлагается на ряд дифрагированных лучей различного порядка. Как правило, зеркало, стоящее рядом с модулятором, юстируется так, чтобы оно было перпендикулярно нулевому порядку дифракции. В нашем эксперименте зеркало устанавливалось перпендикулярно первому или второму порядку дифракции. Излучение, продифрагировавшее на звуковой волне после отражения от зеркала, попадало на звук под тем же углом, часть этого излучения возвращалась в активную среду [5]. Такая схема резонатора с так называемым акустооптическим зеркалом в нашем случае оказалась более выгодной, чем традиционная. Отношение минимального пропускания к максимальному оказывается равным нулю ($\vartheta_m = \pi$), так как при отсутствии звука в модуляторе оптический путь в резонаторе не замыкался, вследствие чего генерация пропадает.

Рис. 2. Осциллограммы импульса излучения в режиме свободной генерации (а) и в режиме модуляции добротности (б).

Используя высокий коэффициент усиления в лазере на парах меди, можно даже при малой дифракционной эффективности получить режим генерации. В эксперименте получено, что режим генерации с акустооптическим зеркалом реализуется при эффективности дифракции 0.5—2 %. С другой стороны, эффективность самой модуляции в такой схеме позволяет существенно повысить уровень накачки и тем самым увеличить мощность излучения. В оптимальном режиме средняя мощность составляла 0.8 Вт при частоте модуляции 140 МГц и длительности импульса 4 нс. Дальнейшее увеличение накачки приводило к возникновению суперлюминисценции и генерации за счет рассеяния излучения на модуляторе и зеркале. При этом воздействие модуляции проявлялось лишь в синусоидальной модуляции огибающей.

Как уже отмечалось, высокий коэффициент усиления лазера позволяет использовать модуляторы с малой эффективностью дифракции. Это открывает возможность перехода к более высоким частотам модуляции и, следовательно, при использовании частоты модуляции 500 МГц длительность импульса составляет 1 нс. Кроме того, при увеличении частоты модуляции и уменьшении длины резонатора возможна реализация нескольких проходов импульса

по резонатору. В этом случае длительность импульса будет уменьшаться за счет его многократного прохода через модулятор [4].

Возможность управления импульсами излучения иллюстрируется на рис. 3. Вверху показана последовательность импульсов излучения, следующих с частотой 10 кГц. На следующей осциллограмме показан временной ход излучения при подаче от генератора ГИ напря-

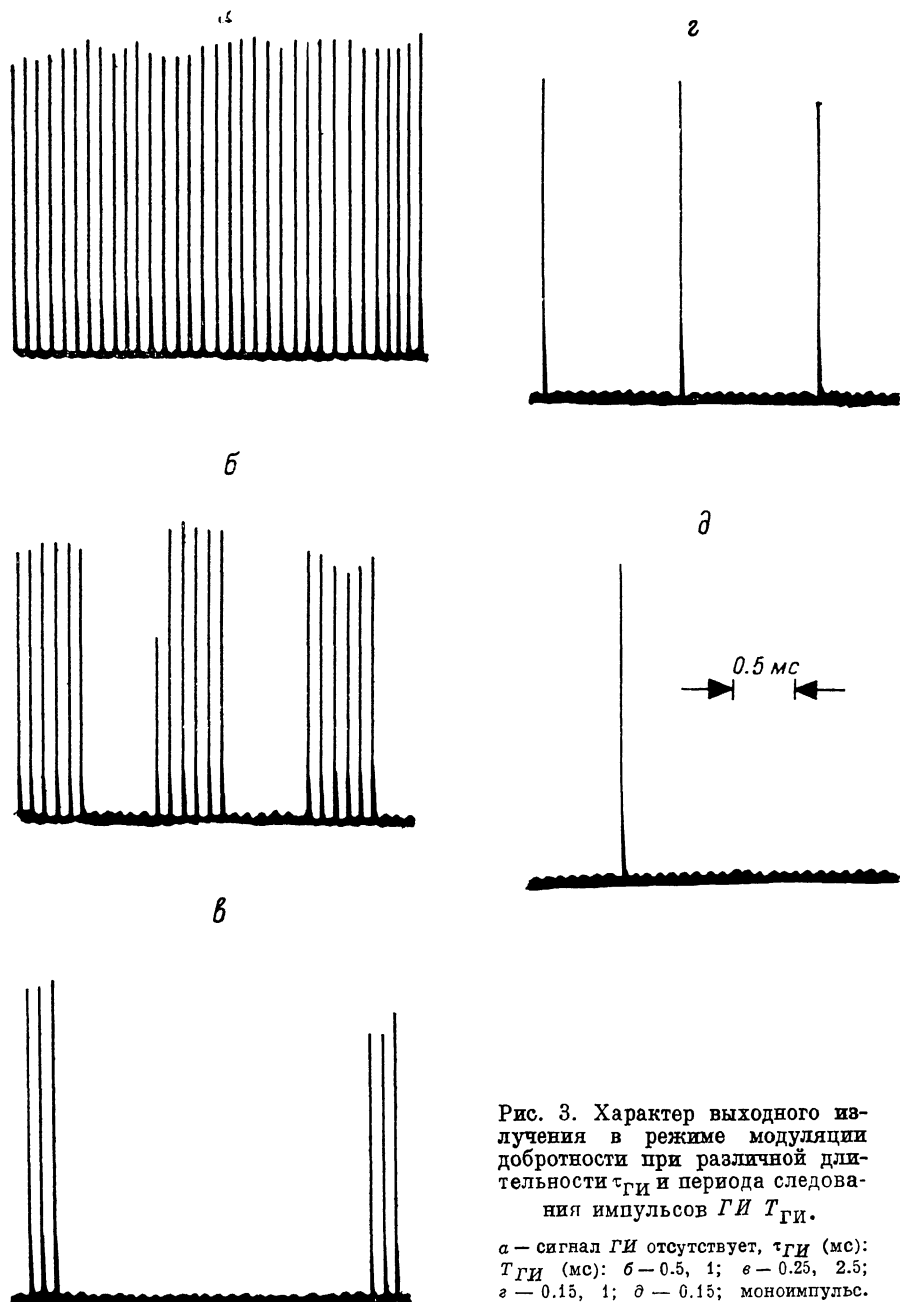


Рис. 3. Характер выходного излучения в режиме модуляции добротности при различной длительности $\tau_{ГИ}$ и периода следования импульсов ГИ $T_{ГИ}$.

а — сигнал ГИ отсутствует, $\tau_{ГИ}$ (мс):
 $T_{ГИ}$ (мс): б — 0.5, 1; в — 0.25, 2.5;
 г — 0.15, 1; д — 0.15; моноимпульс.

жения в виде меандра с частотой 1 кГц. При этом генератор Г формирует радиоимпульсы с частотой 1 кГц длительностью 500 мкс. В выходном излучении появляются пачки из 5-6 импульсов. При подаче более коротких управляющих импульсов пачки содержат 3 или 1 импульс (рис. 3, в, г). Разовое включение импульса генератора ГИ длительностью менее 100 мкс приводит к излучению одиночного импульса (рис. 3, д).

Таким образом, в лазере на парах меди возможно осуществление режима модуляции добротности в котором длительность импульса, генерируемого за один обход резонатора, определяется частотой и глубиной модуляции.

Использование модулятора в качестве акустооптического зеркала позволяет реализовать практически любую последовательность импульсов лазера без изменения его теплового режима, а также плавно регулировать мощность излучения.

Список литературы

- [1] *Солдатов А. Н., Соломонов В. И.* Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985.
- [2] *Белые В. П., Зубов В. В., Исачев А. А.* и др. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 1. С. 74—79.
- [3] *Casperson L. W.* // Appl. Opt. 1975. Vol. 14. N 2. P. 299—305.
- [4] *Карпузинов А. И., Макуха В. К., Ражев А. М.* // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 1. С. 150—152.
- [5] *Головкин П. П., Оболенко Ю. Л., Пугач И. П.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 1. С. 164—166.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
25 июля 1989 г.
В окончательной редакции
24 сентября 1990 г.

04; 11

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ ОСАЖДЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ, СОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЯ С КОМПОНЕНТАМИ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

А. И. Аксенов, Л. Н. Пучкарева, А. М. Толопа

Метод создания нитридных (карбидных и т. д.) соединений путем осаждения плазменных потоков реакционноспособных металлов (Ti, Zr, Cr, V и т. д.) в атмосфере реакционных газов (N_2 , CH_4 , O_2 и т. д.) находит широкое применение [1]. Однако, как правило, эффективный синтез соединений происходит при больших расходах газов (давление $\sim 10^{-3}$ Тор) и высоких температурах мишеней, что вместе с трудностями поддержания высокой степени чистоты поверхности при осаждении на них покрытий в условиях технической паромасляной откатки, снижающими адгезию покрытия к мишени, ограничивает область применения данного метода. Поэтому представляет интерес проведение исследований методов, стимулирующих протекание плазмохимических реакций и диффузионных процессов на границе раздела мишень—покрытие. Одним из таких методов является воздействие высокоэнергетическими ионами на покрытие, осаждаемое из низкоэнергетического плазменного потока.

В работе [2] описан частотно-импульсный вакуумно-дуговой широкоапертурный ионно-электронно-плазменный источник, позволяющий на заземленную мишень площадью ~ 300 см² как осаждавать ионы практически любых металлов (сплавов, в том числе регулируемых по элементному составу) со скоростью роста покрытия 100 нм/мин, так и имплантировать эти же ионы с энергией ≤ 100 кэВ и скоростью набора дозы 10^{16} ион.см⁻².мин⁻¹. В работе [3] с помощью этого источника путем чередования режимов (через 0.5—3 мин) осаждения ионов из плазмы и высокоэнергетической имплантации создавались металлические покрытия с зоной взаимного перемешивания с мишенью 0.5—2 мкм. В этих же экспериментах наблюдалось наличие в перемешанных слоях значительного количества атомов газов остаточной атмосферы вакуумной камеры (паромасляная откатка 10^{-4} Тор), причем в больших количествах наблюдались атомы газов, способные образовывать соединения с сильными связями с атомами осаждаемого материала и мишени. Эти результаты стимулировали проведение работ по целенаправленному синтезу соединений, содержащих атомы газов.

Разработаны также режимы, в которых осаждение ионов и имплантация осуществлялись не поочередно (как в работах [2, 3]), а путем плавного перехода от напыления к имплантации (или наоборот) в течение каждого, следующего с частотой 50 Гц импульса. Для этого реализуется вакуумно-дуговой разряд с плавным нарастанием тока I_p , в начале (или конце) каждого импульса на анод источника подается ускоряющее напряжение $\varphi_{уск}$ (рис. 1). При этом из плазмы разряда вытягиваются ионы металла и доускоряются до энергий $Z_i \cdot e \cdot \varphi_{уск}$, где $Z_i \sim$