

04;07

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ Cu ЛАЗЕРА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ПОПЕРЕЧНЫМ РАЗРЯДОМ

© А. И. Федоров

Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055 Томск, Россия
(Поступило в Редакцию 24 мая 1995 г.)

Рассматриваются особенности получения паров меди электрическим взрывом и их возбуждение поперечным разрядом. В результате проведенных исследований выбран оптимальный режим взрыва медного проводника. Получены максимальные удельные параметры Cu лазера. В активном объеме 0.5 см^3 была зарегистрирована энергия излучения 0.92 мДж при $\eta = 0.25\%$, а для активного объема 0.25 см^3 удельная энергия излучения соответствовала $2.4 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-3}$, удельная мощность равнялась $120 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-3}$ при $\eta = 0.16\%$. На основании анализа работ, посвященных данному методу возбуждения, делается вывод о возможности дальнейшего повышения эффективности данного лазера.

Введение

Одним из перспективных в настоящее время остается лазер на парах меди, в котором активная среда создается за счет электрического взрыва проводников в вакууме, а возбуждение осуществляется поперечным самостоятельным разрядом $[1-5]$. Достоинством данного метода является возможность получения высоких концентраций паров металлов порядка 10^{18} см^{-3} $[4]$. А это позволяет исследовать предельные параметры лазерного излучения большого числа элементов, в том числе тугоплавких металлов $[2,3]$. Однако при этом следует учитывать все трудности, возникающие на пути реализации предельных параметров лазерного излучения. Во-первых, необходимо найти оптимальные режимы взрыва проводников, обеспечивающие высокие концентрации паров металлов $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, необходимо создать условия оптимального возбуждения паров металлов поперечным разрядом. К ним относятся плотность разрядного тока J , отношение напряженности электрического поля к концентрации атомов паров металла E/N и оптимальные удельные энергозатраты в активную среду W_T .

В данной работе рассматриваются особенности получения паров меди электрическим взрывом и их возбуждения. В результате проведенных исследований получены максимальные удельные параметры Cu лазера. На основании анализа работ, посвященных данному методу возбуждения, делается вывод о возможности дальнейшего увеличения выходных параметров Cu лазера.

1. Импульсный режим получения высокой концентрации атомов паров меди

Процесс, наблюдаемый при разрядке конденсатора большой емкости через тонкий проводник, известен под названием "электрического взрыва проводника". Интерес к этому явлению связан с тем, что в данном случае небольшому количеству вещества в течение очень малого интервала времени сообщается большая энергия. Исследование этого явления в атмосфере воздуха было начато в 1920 г. Андерсоном [6] и продолжено в работах Андерсона и Смита [7]. Было установлено, что взрыв сопровождается яркой вспышкой света длительностью 10^{-5} с. Температура паров, оцененная Андерсоном по яркости свечения, достигала $2 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^4$ °С. Исследование электрических процессов, протекающих при взрыве проволоочки, было проведено Враном [8] и Абрамсоном [9]. Авторами было обнаружено явление "паузы" тока, наблюдаемое при электрическом взрыве медной проволоочки. При осциллографировании тока, идущего через достаточно длинную медную проволоочку, взрываемую в контуре с сопротивлением, большим критического, наблюдался не один импульс тока, как этого следовало бы ожидать для затухающего разряда, а два, разделенные интервалом времени, в течение которого сила тока равна нулю. Более детально динамика разлета паров меди и расчет параметров электрической схемы были изучены Соболевым [10]. Было показано, что скорость разлета паров по радиальному направлению составляет $\sim 1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а ударная волна распространяется со скоростью $2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

В 1968 г. Асмус [1] впервые показал, что пары меди, получаемые при электрическом взрыве тонкого проводника в вакууме, можно использовать для создания Cu лазера. Возбуждение паров меди осуществлялось поперечным разрядом. Для их получения использовалось 12 тонких проводников, каждый из которых находился внутри цилиндрического канала, названного авторами плазменной пушкой. Все 12 плазменных пушек образовывали один из электродов системы возбуждения. Напротив находился второй электрод. Для получения паров меди потребовалась энергия порядка 1200 Дж. Выходная пиковая мощность излучения равнялась 30 Вт и длительности импульса на полувысоте 65 нс. В соответствии с теоретическими работами [2,3] ожидалось получение максимальных удельных параметров излучения для некоторых паров металлов.

Для исследования оптимальных режимов взрыва медных проводников в вакууме и получения генерации за счет поперечного самостоятельного разряда нами была создана установка (подробное ее описание приведено в [5]), состоящая из вакуумной камеры, генератора взрыва тонких проводников, генератора возбуждения паров меди и генератора синхронизации временных задержек.

На рис. 1,а приведена электрическая схема генератора взрыва проводников. В экспериментах обычно использовались следующие параметры элементов: $C = 100 \text{ мкФ}$, $L = 0.75 \text{ мкГн}$ и $U_0 = 2 \text{ кВ}$. За счет изменения зарядового напряжения от 1 до 4 кВ могла изменяться энергия, запасаемая в емкости. Использовались медные проводники диаметром $\varnothing = 0.16; 0.18; 0.25 \text{ мм}$ и длиной от 50 до 200 мм. Режимы взрыва изучались также с серебряными проводниками $\varnothing = 0.08 \text{ мм}$.

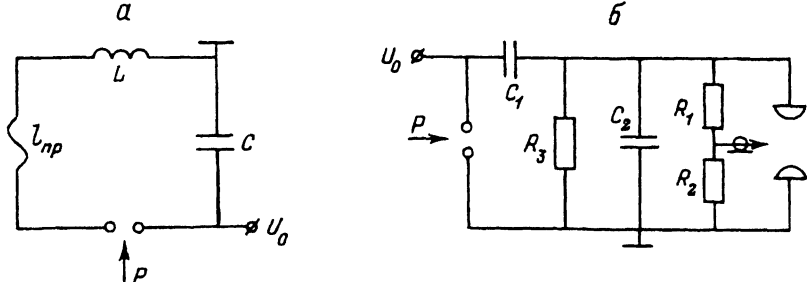


Рис. 1. Электрическая схема взрыва медного проводника в вакууме (а) (l_{np} — медный проводник, P — управляемый разрядник) и двухконтурная емкостная схема (С-С) “поперечного разряда” (б).

Подробно режим взрыва нами описан в [11]. В результате исследований было обнаружено, что для режима взрыва в вакууме медного проводника отсутствует “пауза” тока. Кроме того, удалось снизить почти на порядок энергию, затрачиваемую на получение паров меди, по сравнению с результатами [1,4]. Качество паров определялось по напылению на кварцевой пластине, установленной на определенном расстоянии от генератора взрыва. К сожалению, динамика распространения паров меди в вакууме остается до конца неясной. Так, временное изменение концентрации паров металлов было измерено в работе [4] по поглощению мягкого рентгеновского излучения в зависимости от массы взрывающегося проводника. Концентрация паров меди менялась от 10^{17} до 10^{18} см $^{-3}$. Согласно этим данным, в нашем случае концентрация паров меди была порядка 10^{17} см $^{-3}$ для массы 0.03 г. Отметим, что в работе [4] энергия, запасенная для взрыва проводников, равнялась 2400 Дж. Качественно режим взрыва нами определялся как по виду паров меди (в результате их напыления на кварцевой пластине), так и по энергии излучения. В первых экспериментах проводник устанавливался на оптической оси резонатора.

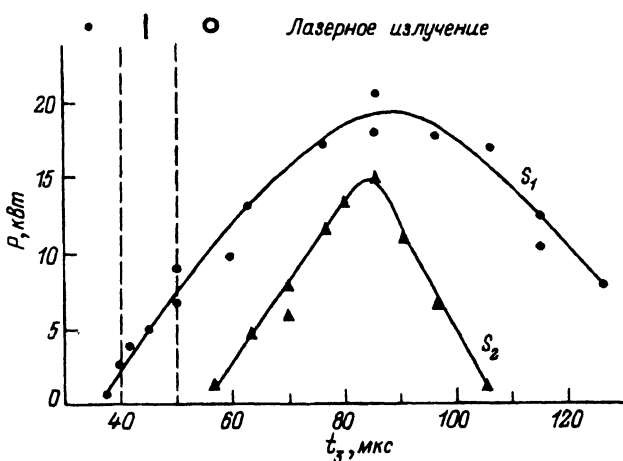


Рис. 2. Зависимости пиковой мощности и формы поперечного сечения излучения от t_3 для лазерных промежутков $S_1 = 2.6 \times 0.3$ см, $S_2 = 1.5 \times 1.5$ см.

Так, на рис. 2 приведены зависимости пиковой мощности излучения от времени задержки t_3 срабатывания генератора возбуждения для двух разных лазерных промежутков. Межэлектродный промежуток — D , а ширина электродов — H . Длина электродов L_{el} равнялась 20 см. С увеличением поперечного сечения разряда почти в четыре раза пиковая мощность возрастала не более, чем на 30%. Это связано, видимо, с параметрами генератора возбуждения E/N и J . Оптимальная задержка соответствовала 85 мкс. Форма сечения излучения регистрировалась на фотобумаге в зависимости от t_3 (рис. 2). При $t_3 \leq 40$ мкс излучение концентрировалось в виде пятна, которое увеличивалось с ростом t_3 . При $t_3 \leq 50$ мкс излучение соответствовало размерам межэлектродного промежутка. При переменных задержках более 50 мкс излучение напоминало кольцо. Данные результаты свидетельствуют о сложной динамике распространения паров меди в вакууме и их взаимодействии с электрическим полем возбуждения.

Последующие эксперименты проводились с проводником, удаленным за пределы электродов возбуждения на расстояние 12 мм от оптической оси резонатора. В данном случае пары меди полностью заполняли межэлектродный промежуток. При этом расширялся диапазон временных задержек до 140 мкс при значительной пиковой мощности [12]. В [4] диапазон задержек был расширен до 1 мс. Эти данные позволяют надеяться, что на однократно созданные пары меди можно накладывать несколько импульсов возбуждения, тем самым увеличивая эффективность лазера. На рис. 3 приведены осциллограммы импульсов излучения при разных значениях t_3 . С увеличением t_3 растет длительность импульса излучения по основанию до 50 нс. Следовательно, при более длинных импульсах возбуждения можно ожидать более длинные импульсы излучения и соответственно более высокие выходные параметры. Кроме того, в зависимости от энергии, вкладываемой в проводник, наблюдались качественно различные состояния паров меди. При этом масса взрывающейся меди влияла лишь на энер-

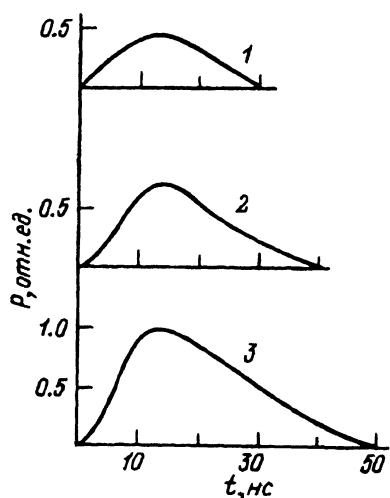


Рис. 3. Осциллограммы импульсов излучения в зависимости от t_3 для проводника $\varnothing = 0.16$ мм при $V = 5 \times 1 \times 0.1$ см, $U_{пр} = 7$ кВ, $C_2 = 22$ нФ. t_3 , мкс: 1 — 50, 2 — 70, 3 — 90.

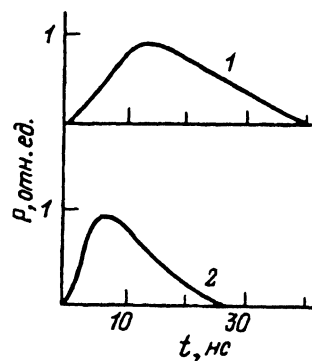


Рис. 4. Осциллограммы импульсов излучения в зависимости от диаметра медного проводника. $\varnothing = 0.16$ (1), 0.18 мм (2).

гию излучения. При энергии взрыва до 100 Дж наблюдался взрыв проводника на отдельные куски. При энергиях от 100 до 300 Дж регистрировались пары атомов меди высокого качества. При дальнейшем увеличении энергии качество паров меди ухудшалось. Для проводника $\varnothing = 0.16$ мм энергия излучения была выше, чем для $\varnothing = 0.18$ мм при одинаковом режиме возбуждения. Это, видимо, обусловлено различными концентрациями паров меди. Так, на рис. 4 приведены импульсы генерации в зависимости от диаметра взрывааемых проводников. Наблюдалась различная длительность импульсов генерации. Для активного объема $V = 5 \times 1 \times 0.1$ см с параметрами $C_2 = 22$ нФ, $U_{пр} = 7$ кВ и $t_3 = 70$ мкс и проводинка $\varnothing = 0.16$ мм энергия излучения соответствовала 0.32 мДж, длительность импульса излучения на полувысоте $\tau = 20$ нс. Для проводника $\varnothing = 0.18$ мм соответственно $Q = 0.19$ мДж и $\tau = 12$ нс. Следовательно, для определенной концентрации паров меди необходимо согласование с параметрами E/N и J . При увеличении концентрации паров меди происходит сокращение импульса генерации (рис. 4).

В результате исследований режимов взрыва проводников в вакууме были получены следующие результаты: 1) обнаружено, что при взрыве медных проводников не наблюдается "паузы" тока; 2) эксперименты показали сложную динамику распространения паров меди; 3) получен оптимальный режим взрыва проводника, обеспечивающий концентрацию паров атомов меди порядка 10^{17} см $^{-3}$.

Дальнейшие исследования проводились по оптимизации выходных характеристик излучения от параметров генератора поперечного возбуждения.

2. Возбуждение паров меди поперечным самостоятельным разрядом

В последующих экспериментах взрывали проводники $\varnothing = 0.16$ мм. На рис. 1,б приведена емкостная схема возбуждения поперечным разрядом. Индуктивность контура накачки равнялась 10 нГн. Длительность импульса возбуждения составляла ~ 50 нс. Емкость C_2 могла изменяться от 44 до 22 нФ. Напряжение на лазерном промежутке U_g контролировалось делителем напряжения и могло достигать 20 кВ. Длина электродов менялась от 5 до 20 см, межэлектродный промежуток от 0.5 до 4 см и ширина электродов от 0.1 до 1 см [11-13]. Были проведены качественные эксперименты по влиянию E/N и J на выходные параметры лазерного излучения. На рис. 5,а дана зависимость пиковой мощности от межэлектродного промежутка [12] для $C_2 = 20$ нФ, $L_{el} = 20$ см, $H = 0.1$ см, $U_g = 7$ кВ и $t_3 = 80$ мкс. Плотность разрядного тока была постоянной. Максимальная мощность излучения наблюдалась при $D = 2$ см. В нашем случае при $N = 10^{16}$ см $^{-3}$ оптимальное отношение $(E/N)_{opt} = 3.5 \cdot 10^{-13}$ В \cdot см 2 . Эти данные согласуются с расчетами [3]. Так, для $N = 10^{17}$ см $^{-3}$ отношение $(E/N)_{opt} = 3.5 \cdot 10^{-14}$ В \cdot см 2 , а для $N = 10^{18}$ см $^{-3}$ отношение $(E/N)_{opt} = 3.5 \cdot 10^{-15}$ В \cdot см 2 при $J = 1$ кА \cdot см $^{-2}$. На рис. 5,б приведена зависимость энергии излучения от ширины электродов или плотности разрядного тока при $(E/N) = \text{const}$ [14]. В данном случае $C_2 = 22$ нФ,

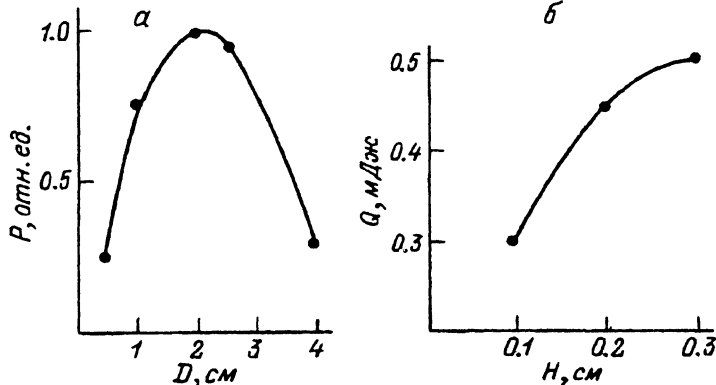


Рис. 5. Зависимость выходной мощности излучения от величины межэлектродного промежутка (а) и зависимость энергии излучения от ширины электродов (б).

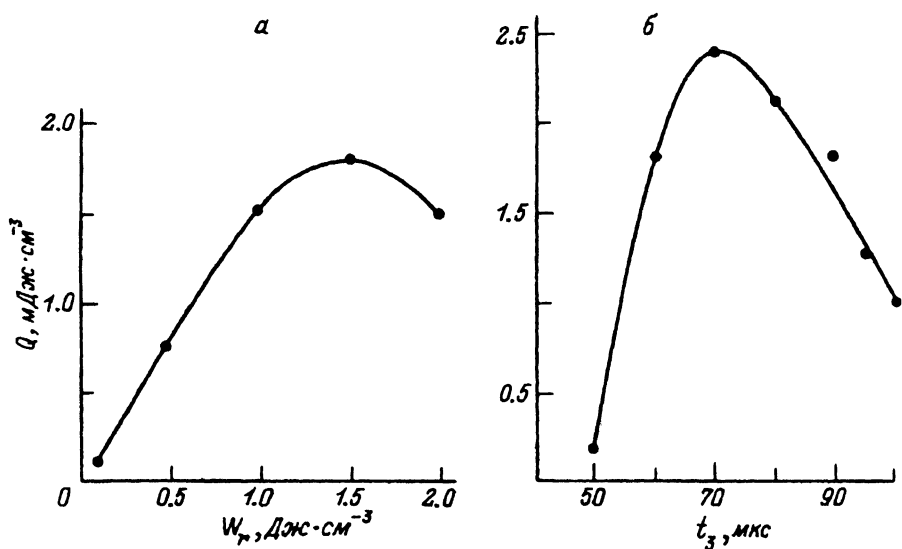


Рис. 6. Зависимость удельной энергии излучения от удельного энерговклада при $t_3 = 90$ мкс (а) и от t_3 для $W_r = 1.5$ Дж·см⁻³ (б).

$I_{el} = 5$ см, $D = 1$ см, $U_g = 7$ кВ и $t_3 = 70$ мкс. Согласно [15], при возбуждении проточных паров меди поперечным разрядом зарегистрированы осциллограммы напряжения и разрядного тока на промежутке. Максимум разрядного тока соответствовал минимальному напряжению на плазме, т.е. их временное поведение аналогично осциллограммам эксимерных лазеров высокого давления [16]. А это значит, что напряжение на плазме $U_{pl} \approx 0.3 U_g$. В нашем случае это соответствовало ~ 2 кВ. Если считать, что сопротивление плазмы порядка 0.5 Ом, то разрядный ток равнялся 4 кА. Следовательно, с увеличением ширины электродов плотность разрядного тока уменьшается с 8 до 2.6 кА·см⁻², что ведет к повышению энергии излучения.

Учитывая выше перечисленные основные параметры генератора возбуждения и концентрацию паров меди, нами были проведены иссле-

Таблица 1. Параметры лазерного излучения в зависимости от активной длины выходного зеркала для $V = 15 \times 1 \times 0.1$ см

Выходное зеркало	P , кВт	P , кВт·см ⁻³	Q , мДж	Q , мДж·см ⁻³	η , %
Z_1	36	24	0.72	0.48	0.2
Z_2	45	30	0.9	0.6	0.25

Таблица 2. Параметры лазерного излучения в зависимости от активной длины электродов при $D = 1$ см, $H = 0.1$ см, $W_r = 0.36$ Дж

$L_{эл}$, см	V , см ³	t_3 , мкс	P , кВт	P , кВт·см ⁻³	Q , мДж	Q , мДж·см ⁻³	η , %
20	2	80	38	19	0.76	0.38	0.11
15	1.5	85	45	30	0.9	0.6	0.25
5	0.5	75	46	92	0.92	1.84	0.25

дования удельных характеристик излучения от резонатора и удельной энергии, вкладываемой в активный объем. Так, для лазерного промежутка $L_{el} = 20$ см, $H = 0.1$ см, $D = 0.5$ см и $C_2 = 20$ нФ были получены следующие удельные параметры излучения [12]: $Q = 0.64$ мДж·см⁻³, $P = 32$ кВт·см⁻³. В этом случае использовался плоскопараллельный внешний резонатор из зеркал с диэлектрическим покрытием. Выходное зеркало Z_1 имело пропускание на $\lambda = 510.6$ нм 56% и на $\lambda = 578.2$ нм — 46%. Использовали также зеркало Z_2 с пропусканием на $\lambda = 510.6$ нм 80% и на $\lambda = 578.2$ нм — 85%. В табл. 1 приведены сравнительные характеристики излучения в зависимости от выходного зеркала для $C_2 = 12.6$ нФ, $L_{el} = 15$ см, $D = 1$ см, $H = 0.1$ см, $W_r = 0.36$ Дж и $t_3 = 85$ мкс. Рост пропускания выходного зеркала увеличил характеристики излучения. Поэтому в последующих экспериментах использовалось Z_2 . В табл. 2 приведены удельные параметры излучения в зависимости от активной длины электродов при одинаковых условиях возбуждения. Энергия, вкладываемая в активный объем, равнялась 0.36 Дж. Максимальные удельные параметры для $L_{el} = 5$ см следующие: $Q = 1.84$ мДж·см⁻³, $P = 92$ кВт·см⁻³, при $\eta = 0.25\%$. Поэтому для исследования зависимости предельных удельных характеристик излучения от удельного энерговклада был выбран активный объем $V = 5 \times 0.5 \times 0.1$ см при $C_2 = 22$ нФ, $t_3 = 90$ мкс [16]. На рис. 6,а приведена зависимость энергии излучения от удельного энерговклада. Величина удельного энерговклада определялась по измеренному напряжению на лазерном промежутке. Максимальная удельная энергия излучения наблюдалась при энерговкладах 1.5 Дж·см⁻³. На рис. 6,б дана зависимость удельной энергии излучения для энерговклада 1.5 Дж·см⁻³ от t_3 . Были получены максимальные удельные параметры $Q = 2.4$ мДж·см⁻³, $P = 120$ кВт·см⁻³ при $\eta = 0.16\%$. Отметим, что видимо, это еще не предельные параметры генерации Cu лазера, так как возможно получение концентрации паров меди $\sim 10^{18}$ см⁻³ [4]. Основные трудности возникают при возбуждении плотной среды. Так, в табл. 3 приведены основные работы по взрыву проводников. Возбуждение осуществлялось поперечным разрядом [1,4,12,14], а также

Таблица 3. Параметры основных экспериментов с Сd лазером, в котором активная среда создавалась за счет взрыва проводника в вакууме

Генератор взрыва				Генератор возбуждения						Параметры излучения					
С, мкФ	U, кВ	t _з , мкс	P, Тор	Система возбуждения	U ₀ , кВ	L _{ст} , см	D, см	H, см	τ, нс	Q, мДж	Q, мДж·см ⁻³	P, кВт	P _i , кВт·см ⁻³	Литература	
200	10	-	10 ⁻⁵	-	20	-	-	-	65	-	-	0.03	-	[1]	
3	40	-	10 ⁻⁴	Блюмляйн	-	20	-	-	6	-	0.4	-	-	[4]	
100	2	80	10 ⁻⁵	C-C	20	20	0.5	0.1	20	0.84	0.64	32	32	[12]	
-	-	600	10 ⁻⁴	Блюмляйн	25	20	10	-	20	5	-	-	-	[17]	
-	-	-	-	Электронный пучок	-	-	-	-	-	0.011	-	-	-	-	
-	-	-	-	Блюмляйн и электронный пучок	25	20	10	-	30	10	-	-	-	-	
100	4	70	10 ⁻⁵	C-C	20	5	0.5	0.1	20	0.6	2.4	30	120	[16]	
100	1-4	40-120	10 ⁻⁵	C-C	20	5-20	0.5-4	0.1-0.3	10-25	0.92	2.4	46	120	Наст. раб.	

электронным пучком или комбинированной накачкой, т.е. электронным пучком и разрядом [17]. Использование быстрого разряда (линия Блюмляйн) позволило получить короткие импульсы генерации 6 нс [4] с относительно малыми параметрами излучения. Авторами [17] показано, что короткие импульсы возбуждения приводят к снижению эффективной генерации. Существенное увеличение активного объема и длительности импульса возбуждения (линия Блюмляйн) позволило зарегистрировать максимальную энергию излучения 5 мДж при $\tau = 20$ нс. А при комбинированной накачке удалось получить $Q = 10$ мДж \cdot см⁻³ и $\tau = 30$ нс. Длительность импульса напряжения на разряде почти соответствовала длительности импульса генерации. Удельные параметры излучения авторами не приводятся. Метод комбинированной накачки, как они считают, полезен для возбуждения больших активных объемов. Максимальная длительность импульса генерации достигала 65 нс [1]. При этом пары меди оставались в зоне разрядного промежутка. Наиболее эффективно, видимо, использование двухконтурной емкостной схемы возбуждения [12,14], которая продемонстрировала максимальные удельные параметры излучения. Длительность импульса генерации изменялась от 10 до 25 нс. Кроме того, возможно увеличение импульса излучения за счет использования емкостной схемы возбуждения без усиления электрического поля [18]. Отметим, также, что эффективность возбуждения плотных паров должна возрасти за счет использования дополнительного источника первоначальных электронов. Таким источником может быть один из типов автоматической УФ предионизации, которые успешно применялись для эксимерных лазеров высокого давления [15,18].

В заключение отметим, что на основании проведенных исследований в емкостной двухконтурной схеме возбуждения получены максимальные удельные параметры лазерного излучения, которые, видимо, не являются предельными для Cu лазера.

Список литературы

- [1] *Asmus J.F., Moncur N.K.* // Appl. Phys. 1968. Vol. 13. N 1. P. 384-385.
- [2] *Петраш Г.Г.* // УФН. 1971. Т. 105. № 4. С. 646-676.
- [3] *Елецкий А.В., Земцов Ю.К. и др.* // ДАН СССР. 1975. Т. 220. С. 318-321.
- [4] *Исаков И.М., Леонов А.Г.* // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 19. С. 865-867.
- [5] *Федоров А.И., Сергеенко В.П.* // Тез. докл. конф. посвященной 25-летию радиотехнического факультета ТИАСУР. Томск, 1976.
- [6] *Anderson* // Astrophys. J. 1920. Vol. 51. P. 37.
- [7] *Anderson, Smith* // Astrophys. J. 1926. Vol. 64. P. 295.
- [8] *Wrana* // Archiv f. Elektrotehn. 1939. Vol. 33. P. 656.
- [9] *Абрамсон, Маршак* // ЖТФ. 1942. Т. 12. Вып. 10. С. 632-639.
- [10] *Соболев Н.Н.* // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. Вып. 11. С. 986-997.
- [11] *Федоров А.И., Сергеенко В.П. и др.* // Изв. вузов. Физика. 1996. № 2. С. 135-136.
- [12] *Федоров А.И., Сергеенко В.П. и др.* // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 9. С. 2036-2039.
- [13] *Fyodorov A.I., Tarasenko V.F.* // Proc. SPIE. 1993. Vol. 2110. P. 100-103.
- [14] *Федоров А.И.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 19. С. 6-9.
- [15] *Kim J.J., Im K.* // IEEE J. Quantum Electron. 1985. Vol. QE-21. P. 1747-1748.
- [16] *Федоров А.И.* // Автореф. канд. дис. Томск, 1982. 17 с.
- [17] *Исаков И.М., Леонов А.Г. и др.* // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 7. С. 427-430.
- [18] *Федоров А.И., Мальченко С.В.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 105-110.