

УДК 621.373.826

Кирпач А.Б., Лукашенко С.В., Мартиросов В.А. Исследование газоразрядных источников света для оптимизации фотоиницирования приборных импульсных химических лазеров // Научное приборостроение. Л.: Наука, 1987.

Рассмотрены основные вопросы оптимизации системы фотоиницирования импульсных химических фторводородных лазеров. Определены условия согласования спектров излучения ламп и фотодиссоциации молекулярного фтора, дано понятие оптимальной яркостной температуры. Предложена методика расчета основных параметров генератора импульсных токов и длительности фотолитического импульса для случая оптимальной яркостной температуры. Даны практические рекомендации для построения опытного образца импульсного химического фторводородного лазера. Библиогр. 13 назв. Ил. 7.

А.Б.Кирпач, С.В.Лукашенко, В.А.Мартirosов

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ
ФОТОИНИЦИИ ПРИБОРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ХИМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ

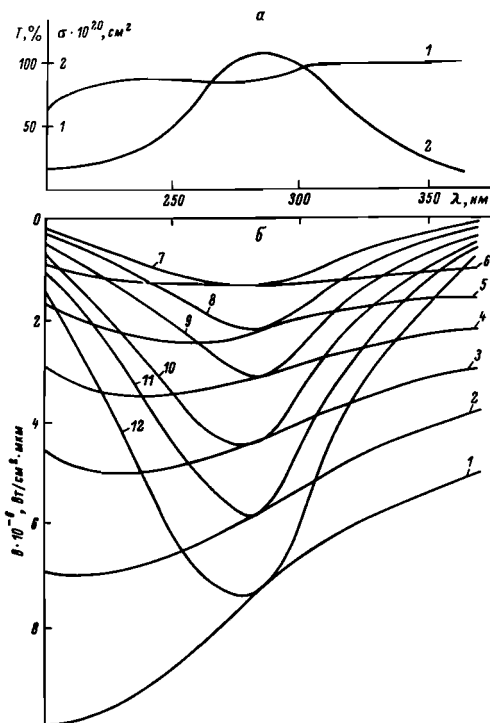
В настоящее время исследования импульсных химических лазеров (ЛХИ), начатые сравнительно недавно [1], переживают период подъема. Интерес к изучению и применению ЛХИ определяется тем, что их излучение по спектральной яркости на много порядков превосходит любой другой источник излучения в области ближнего и среднего ИК диапазона, а именно здесь лежит энергия большинства химических связей. Кроме того, возможность перестройки резонатора и селекции отдельных линий генерации делает ЛХИ уникальным исследовательским инструментом в таких областях, как лазерофизика, спектроскопия молекулярных состояний, спектроскопия твердого тела, инфракрасная оптика, оптическое зондирование атмосферы.

В настоящее время разработан импульсный химический лазер ЛХИ-01, который является первым прибором такого типа в СССР. Высокая выходная энергия при относительно небольших размерах обеспечивает ЛХИ-01 хорошую конкурентоспособность по сравнению с аналогичными (по выходной энергии) лазерами, а уникальный спектральный диапазон (2.7-4.2, 9.6-10.6 мкм) обеспечивает лазеру применение в перечисленных областях. Кроме того, фотоиницирование активной среды позволяет применять кивету лазера для работ по флеш-фотолитзу разнообращных (в том числе и агрессивных) газов.

Цель настоящей работы - построение простой расчётной модели оптимизации системы фотоиницирования импульсного химического фторводородного лазера, разработка на ее основе макетной установки, экспериментальная проверка и выработка

конкретных рекомендаций для оптимального построения системы фотоиницирования приборных вариантов химических лазеров. Основным критерием оптимизации считалось достижение максимального ресурса и надежности работы системы при условии обеспечения необходимого уровня выходной мощности импульсного газоразрядного источника света и минимальных габаритных размеров емкостного накопителя энергии. Расчетная модель оптимизации должна устанавливать соотношения между энергией емкостного накопителя, конструкцией разрядного контура и параметрами импульсного разрядного тока; параметрами импульса разрядного тока и характеристиками ламп; излучательными характеристиками ламп и энергией, поглощаемой непосредственно активной средой лазера.

Оптимальное согласование излучательных характеристик ламп и поглощательных характеристик активной среды целесообразно начать с согласования спектральных характеристик. В химических фторводородных лазерах цепная реакция химической накачки инициируется атомами фтора, являющимися продуктом диссоциации молекулярного фтора [1]. Зависимость сечения фотодиссоциации фтора от длины волны представлена [2] на рис.1, а (кривая 2). Активную среду лазера и разрядную область ламп разделяет кварцевое стекло, кривая пропускания которого представлена на рис.1, а (кривая 1). Основной характеристикой излучателя является яркостная температура T_j . В предположении, что лампа является планковским излучателем, его спектральная плотность энергетической светимости $B(\lambda)$, Вт/(мкм·см²), в зависимости от длины волны λ , мкм, и T_j , К, может быть представлена в виде (рис.1, б):



$$B(\lambda) = \frac{3.741 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 (\exp \frac{1.439 \cdot 10^4}{\lambda \cdot T_j} - 1)}.$$

Удельная мощность Вф, излучаемая в полосе поглощения фтора, составит

$$B_{\phi} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) B(\lambda) \frac{\sigma(\lambda)}{\sigma(\lambda_{max})} d\lambda.$$

где $\lambda_1 = 200$ нм, $\lambda_2 = 375$ нм; $T(\lambda)$ — спектральное пропускание кварцевого стекла; $\sigma(\lambda)$ — сечение фотодиссоциации; $\sigma(\lambda_{max})$ — максимальное сечение фотодиссоциации фтора.

Графически величина B_{ϕ} определяется площадью фигур, ограниченных семействами кривых 7-12 (рис.1, б). Хотя $B_{\phi}(T_j)$ растет монотонно (рис.2, 1), для оптимального спектрального согласования необходимо рассмотреть КИД собственно излучателя η_i , определяемый из соотношения

Рис.1. Спектральные характеристики применявшихся оптических материалов и активной среды (а) и излучения плазмы разряда (б).

а: 1 — коэффициент спектрального пропускания кварцевого стекла марки ТКГ; 2 — сечение фотодиссоциации молекулярного фтора. б: 1-6 — спектральная плотность энергетической светимости разряда; 7-12 — спектральная плотность энергетической светимости с учетом фотопоглощения излучения ламп фтором. Яркостная температура К: 1 и 12 — 16 000; 2 и 11 — 15 000; 3 и 10 — 14 000; 4 и 9 — 13 000; 5 и 8 — 12 000; 6 и 7 — 11 000.

$$\eta_{\text{и}} = B_{\text{ф}} / B_{\text{обш}},$$

где $B_{\text{обш}} = \sigma T_{\text{я}}^4$ — закон Стефана-Больцмана.

В районе 16 000 К зависимость $\eta_{\text{и}}$ ($T_{\text{я}}$) составляет максимум (рис.2, 2), т.е.

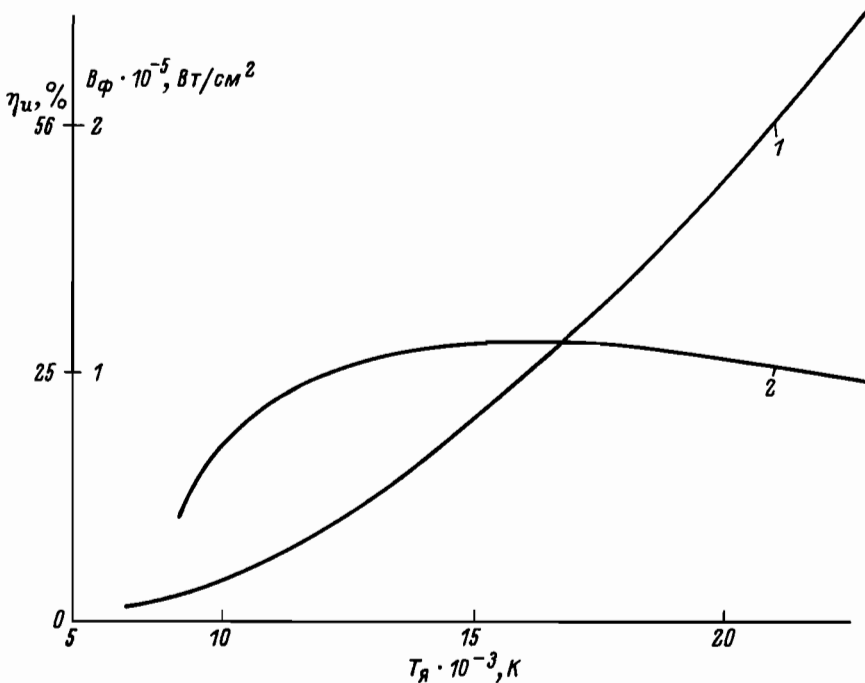


Рис.2. Энергетические характеристики излучения ламп.

1 — удельная мощность в полосе поглощения фтора, 2 — КПД излучателя.

эта яркостная температура $T_{\text{я}} = 16\ 000\ \text{К}$ соответствует максимальному согласованию спектров излучения ламп и поглощения фтора.

При проведении дальнейших предварительных расчетов для определения основных параметров лазера необходимо учесть следующие ограничения: а) для обеспечения условий генерации при низких коэффициентах усиления активной среды ее длина и соответственно длина межэлектродного зазора ламп $\ell_{\text{л}}$ должна быть $\approx 750\ \text{мм}$; б) для обеспечения равномерности засветки среды по поперечному сечению необходимо две лампы; в) для обеспечения скорости наработки активных центров, превышающей скорость релаксации возбужденных молекул HF^* , длительность фотолитического импульса $\tau \leq 5\ \mu\text{с}$.

Из соотношения [3]

$$T_{\text{я}} = 80 \sqrt{j},$$

где j — плотность разрядного тока в лампах, А/см^2 , находим плотность разрядного тока j_{max} , соответствующую оптимальной температуре

$$j_{\text{max}} = \frac{T_{\text{я max}}^2}{6400} = 36\ \text{кА/см}^2.$$

Полагая, что ток по поперечному сечению ламп распределен равномерно [4], имеем

$$j = \frac{I_{\text{ср}}}{S}, \quad (\text{I})$$

где I_{cp} - среднее значение силы разрядного тока; S - суммарная площадь поперечного сечения ламп. Для предварительных оценок [4] можно полагать, что вся энергия емкостного накопителя излучается за первый период колебаний разрядного тока T , т.е.

$$I_{cp} = \frac{CU}{T}, \quad (2)$$

где C - емкость накопителя, U - зарядное напряжение. Кроме того, справедливо

$$I_{cp} = \frac{U}{R_A + R_r + Z}, \quad (3)$$

где R_A - активное сопротивление ламп, R_r - активное сопротивление генератора импульсных токов, Z - волновое сопротивление разрядного контура. Для оценок можно полагать: $R_r \approx 0.1 \text{ Ом}$ [5]; $R_A = \rho \frac{L}{S}$ (где ρ - удельное активное сопротивление плазмы разряда, $\text{Ом} \cdot \text{см}$) и $\rho = 2.08 \sqrt{j}$ [6]. В свою очередь $Z = \sqrt{\frac{L}{C}}$, где L - индуктивность разрядного контура. При наличии в контуре двух ламп, включенных параллельно, $L = 400 \text{ нГн}$. Решая систему уравнений (1)-(3) и учитывая приближенный характер входящих в них величин, получаем оценки основных параметров; $U = 20-50 \text{ кВ}$, $C = 3-10 \text{ мкФ}$, $S = 3.0-9.0 \text{ см}^2$. В соответствии с ними был сконструирован генератор импульсных токов (ГИТ) на основе двух импульсных конденсаторов типа ИК-50-3, соединенных параллельно. Для обеспечения возможности оптимального подбора площади поперечного сечения ламп были выбраны следующие значения S : $S_1 = 3.2 \text{ см}^2$, $S_2 = 4.8 \text{ см}^2$, $S_3 = 8.0 \text{ см}^2$. Причем,

S_1 - сечение 2-х ламп, состоящих из кварцевой трубы наружным диаметром 14 мм, толщиной стенки 2 мм. Соответственно S_3 - сечение ламп из трубы наружным диаметром 22 мм, толщиной стенки 2 мм. S_2 - сечение из 2-х ламп, каждая из которых состоит из двух коаксиально расположенных кварцевых трубок, снаружи труба наружным диаметром 22 мм, толщиной стенки 2 мм, внутри труба наружным диаметром 10 мм, толщиной стенки 2 мм, а плазменный зазор - пространство между трубами.

Поскольку для дальнейших расчетов необходимо знать точное значение индуктивности ГИТ L_r , то после окончательного выбора конструкции рассчитывалась индуктивность разрядного контура по работе [7] и точность этого расчета проверялась экспериментально.

$$L_r = \frac{L_{\text{конд}}}{2} + L_{\text{шк}} + L_p + L_{\text{каб}} + L_{\text{шл}} + L_{\text{лр}} = 152 \text{ нГн},$$

где $L_{\text{конд}} = 40 \text{ нГн}$ - паспортная индуктивность одного конденсатора, $L_{\text{шк}} = 42 \text{ нГн}$ - индуктивность конденсаторных сборных шин, $L_p = 5 \text{ нГн}$ - индуктивность разрядника, $L_{\text{каб}} = 30 \text{ нГн}$ - индуктивность подводящих кабелей типа КВИМ, $L_{\text{шл}} = 22 \text{ нГн}$ - индуктивность ламповых шин, $L_{\text{лр}} = 33 \text{ нГн}$ - индуктивность ламповой разделки.

Для экспериментальной проверки величин L_r и R_r был проведен разряд накопителя с закороченной нагрузкой (рис.3), период колебаний разрядного тока $T = 6 \text{ мкс}$, т.е. экспериментальное значение величины индуктивности генератора

$$L_{r\text{э}} = \frac{T^2}{4\pi^2 C} = 165 \text{ нГн}.$$

Удовлетворительное совпадение результатов дает возможность пользоваться расчетным значением индуктивности разрядного контура для предварительной оптимизации системы иницирования.

$$R_{гз} = \frac{2L_{гз}}{T} \ln \frac{I_n}{I_{n+1}} = 0.05 \text{ Ом},$$

где I_n, I_{n+1} - соседние амплитуды колебаний разрядного тока.



Рис.3. Осциллограмма тока ГИТ в режиме короткого замыкания. Масштаб по горизонтали - 5 мкс/дел.

Нагрузкой ГИТ были импульсные газоразрядные лампы указанных типоразмеров. Для полной оценки индуктивности разрядной цепи рассчитывалась индуктивность лампы по работе [7] :

- а) индуктивность лампы наружным диаметром 14 мм с шестью обратными токопроводами, идущими непосредственно по наружной поверхности лампы, $L_{Л1} = 290 \text{ нГн}$;
- б) индуктивность лампы наружным диаметром 22 мм с шестью обратными токопроводами, идущими непосредственно по наружной поверхности лампы, $L_{Л3} = 264 \text{ нГн}$;
- в) индуктивность лампы с внутренним обратным токопроводом $L_{Л2} = 162 \text{ нГн}$.

Зная индуктивность разрядного контура $L_{общ} = L_{г} + L_{Л}/2$, легко убедиться, что в нашем разрядном контуре при напряжении 15-40 кВ всегда

$$\gamma = \frac{R_{Л} + R_{г}}{2\sqrt{L_{общ}/C}} > 1.$$

Это означает, что разряд в наших условиях апериодический и для описания формы разрядного тока оправдательно выражение

$$I = \frac{U}{\omega^* L_{общ}} \exp\left(-\frac{R_{Л} + R_{г}}{2L_{общ}} t\right) \cdot \text{sh } \omega^* t, \quad (4)$$

где $\omega^* = \omega \sqrt{\gamma^2 - 1}$; $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{общ} C}}$.

Решение этого уравнения численными методами позволяет определить форму фотолитического импульса, так как в случае апериодического разряда она совпадает с формой разрядного тока. Расчет длительности фотолитического импульса на уровне 0.5 τ по формуле (4) дает следующие значения: для лампы $\phi 14 \text{ мм}$ $\tau_1 = 4.2 \text{ мкс}$, для лампы $\phi 22 \text{ мм}$ $\tau_3 = 5.3 \text{ мкс}$, для лампы с внутренним обратным токопроводом $\tau_2 = 3.8 \text{ мкс}$.

Для определения правильности расчетов по формуле (4) длительность фотолитического импульса в УФ области спектра измерялась с помощью фотоэлемента Ф7. Для лампы с наружными обратными токопроводами она составляла $(5.2 \pm 0.5) \text{ мкс}$, для лампы

с внутренним обратным токопроводом $-(4.0 \pm 0.5)$ мкс.

Для увеличения освещения активного объема внутри кюветы размещался эллиптический двухламповый отражатель (рис.4). Эффективность двухлампового осветите-

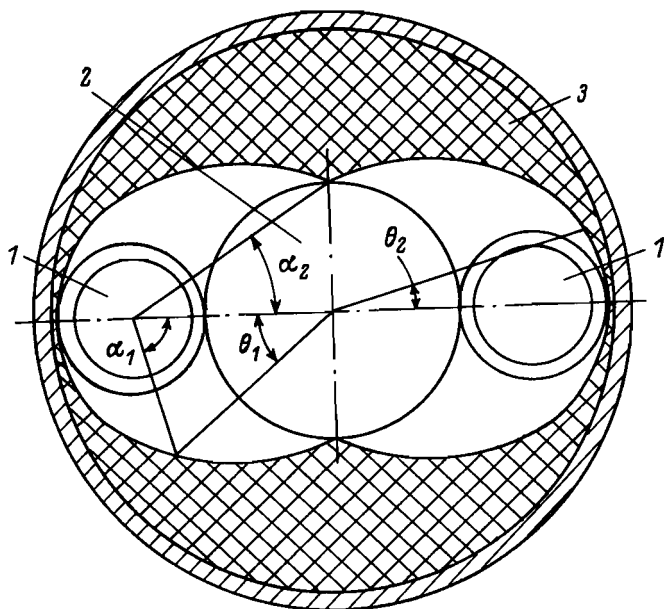


Рис.4. Поперечный разрез кюветы.

1 - лампы; 2 - активная зона; 3 - отражатель.

ли с эллиптическими отражателями оценивалась по методике [8] в предположении однократного зеркального отражения от стенок. Требование минимальности объема газовой смеси, не принимающей участия в генерации излучения, привело к необходимости приближения ламп и отражателей к активному телу. Доля светового потока, попадающая на активное тело без отражений от стенок эллипсов, ΔF рассчитывалась в предположении, что лампа - поверхностный косинусный излучатель, и значение полученного интеграла определялось численными методами. Геометрическая эффективность η_0 (отношение светового потока, попавшего на активное тело, ко всему световому потоку лампы) вычисляется по формуле

$$\eta_0 = 2 \left[\frac{r_3}{\pi} (\alpha_1 - \alpha_2 + \frac{d_a}{d_1} (\theta_1 - \theta_2)) + \Delta F \right],$$

где $r_3 = 72\%$ - коэффициент отражения фторопластовой поверхности (измерялся на $\lambda = 280$ нм), $d_a = 50$ мм - диаметр активного тела, $d_1 = 10, 12, 14, 16, 22$ мм - диаметр лампы, θ_1 - та часть угла, под которым изображение лампы проектируется на активное тело, θ_2 - угол, в котором изображение от эллиптической поверхности экранируется оаомой лампой, α_1 - угол, в пределах которого поток излучения лампы полностью поглощается активным телом, α_2 - угол, в пределах которого поток излучения от лампы не попадает на активное тело. Конструктивные размеры кюветы: $a = 36.1$ мм - большая полуось эллипса, $b = 30.0$ мм - малая полуось эллипса. Результаты расчета приведены на рис.5. Приведенный анализ двухлампового осветителя справедлив для случая оптически прозрачной среды.

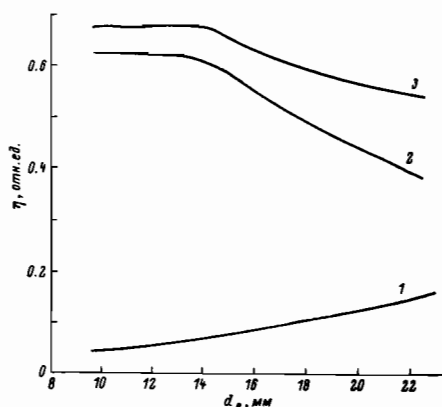


Рис. 5. Эффективность двухлампового осветителя.

1 - эффективность прямого падения света на активную зону; 2 - эффективность эллиптического отражателя; 3 - суммарная эффективность.

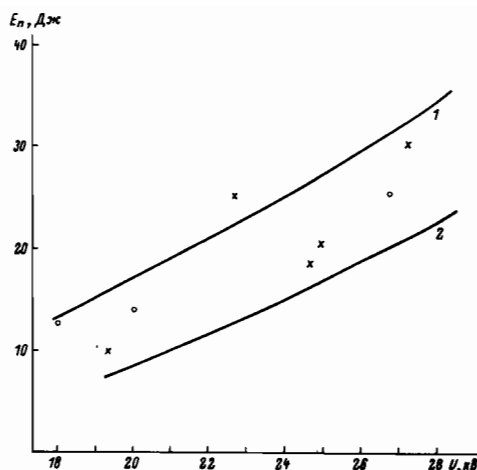


Рис. 6. Энергия, поглощенная фтором.

1 - расчет для ламп диаметром 14 мм; 2 - расчет для ламп диаметром 22 мм с внутренним обратным токопроводом, x - эксперимент для ламп диаметром 14 мм, o - эксперимент для ламп диаметром 22 мм.

В реальных условиях использовали эллиптические отражатели, изготовленные из фторопласта Ф-4 [9]. При этом область, ограниченная отражателями, заполняется газовой смесью и часть светового потока поглощается, не достигая активной зоны. Действительно, при значении сечения фотопоглощения фтора $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ вблизи длины волны $\lambda = 287 \text{ нм}$ характеристическое расстояние поглощения УФ излучения при атмосферном давлении составляет 2 см, т.е. необходимость оптической прозрачности активной среды и равномерности освещения активной зоны накладывают ограничения на парциальное давление фтора. Для выбранной конструкции двухлампового осветителя расстояние от поверхности лампы до самой малоосвещаемой точки активного тела составляет 3.5 см. При ослаблении УФ излучения на 10 % на этом расстоянии парциальное давление фтора в газовой смеси составляет 4500 Па. Учет излучения двух ламп дает в сечении активной зоны максимальную неравномерность освещенности 3.5 %. Кроме того, при этом давлении эффективность отражателей понижается на 10 %, т.е. использование смесей с парциальным давлением фтора выше 4500 Па приведет к значительной неравномерности освещенности по поперечному сечению активной зоны и возрастанию потерь света. Затем на основании расчета освещенности активного тела оценивалось значение поглощенной энергии. На рис. 6 приведены расчетные кривые зависимости поглощенной фтором энергии от зарядного напряжения при парциальном давлении фтора 3500 Па.

Для окончательной проверки эффективности каждого типа ламп и правильности расчетов проводилась фторная актинометрия излучения ламп. В кивету напускалась газовая смесь из фтора с гелием и производилась вспышка ламп. Энергия E_n , поглощенная фтором, определялась по увеличению давления газовой смеси Δp , которое измерялось емкостным мембранным датчиком давления:

$$E_n = \frac{m_F}{\mu} (C_F p_F + C_{He} p_{He}) \frac{T_r}{p_{общ}} \frac{V_{общ}}{V_{осв}} \Delta p,$$

где m_F - масса фтора; μ - массовое число фтора; $C_F = 5.49$ кал/(моль·град) - теплоемкость фтора; $C_{He} = 3.0$ кал/(моль·град) - теплоемкость гелия; T_F - температура газовой смеси; p_F , p_{He} - парциальное давление соответственно фтора и гелия; $p_{общ}$ - давление газовой смеси; $V_{обд} = 14$ л - полный объем кюветы; $V_{осв} = 9$ л - освещаемый объем кюветы. Результаты актинометрии представлены на рис.6. Различие в поглощенной энергии для двух типоразмеров ламп незначительно.

Таким образом, удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений энергетических и временных характеристик говорит о правомочности применения предложенной методики для оптимизации параметров системы иницирования.

На основании проведенных оценок и экспериментов по актинометрии и измерению длительности фотолитического импульса был определен наиболее перспективный тип конструкции ламп для применения в приборных вариантах импульсных химических лазеров и приборов на их основе - лампа диаметром 22 мм с внутренним обратным тоководом. Лампы этого типа обеспечивают высокую светоотдачу в полосе поглощения фтора при малой длительности светового импульса. В работе определялся также наиболее перспективный тип герметизации ламп, поскольку место стыка кварцевого стекла с металлом электродов является механически нагруженным местом и разрушение кварцевой колбы ламп под действием импульса давления плазмы разряда инициируется именно в этом месте. В работе [10] для повышения нагрузочной способности ламп, работающих в микросекундных режимах, рекомендуется применять резиновые уплотнения кварцевых труб. Уплотнение такого типа было опробовано. Оно приводит к повышению нагрузочной способности ламп по сравнению со стандартными импульсными лампами с фольговыми вводами, но не обеспечивает высокую надежность ламп, необходимую для эксплуатации их в приборном варианте химического лазера. Для достижения одновременно высокой надежности и нагрузочной способности ламп было предложено спаивать кварцевую колбу с никелевым стаканом, через который проходит электрод. В этом случае ударная волна, идущая по стеклу, переходит в металл и разгружается в окружающую среду с металлической поверхности, что исключает возможность образования околос кварцевого стекла и разрушения колбы. Второй основной причиной разрушения ламп является разрушение кварцевой колбы под действием импульса давления наполняющего газа [11]. В настоящее время механизм разрушения кварцевой стенки под действием импульсного давления недостаточно ясен [4]. Кроме того, невозможность точного определения величины импульса давления [3] затрудняет оценку прочности. По-видимому, прочностные характеристики можно оценивать по методике расчета прочности взрывных камер [12], согласно которой основная причина разрушения - возникающие в материале стенки знакопеременные механические напряжения. Спецификой такого материала, как кварцевое стекло, является наличие в нем различных дефектов и прежде всего микротрещин, что снижает прочность стенки. В самом деле, по формуле Инглизса

$$\sigma_k = 2\sigma_0 \sqrt{\frac{l_r}{\rho_k}},$$

где σ_k - напряжение в вершине дефекта; σ_0 - среднее напряжение в образце; l_r - глубина дефекта; ρ_k - радиус кривизны в вершине дефекта.

Для определения прочностных характеристик кварцевые баллоны испытывались статическим давлением на установке, обеспечивающей в материале только радиальные напряжения (рис.7). Для увеличения прочности баллонов проводилась обработка их плавиковой кислотой по методике [13]. Налицо увеличение прочности баллонов, а

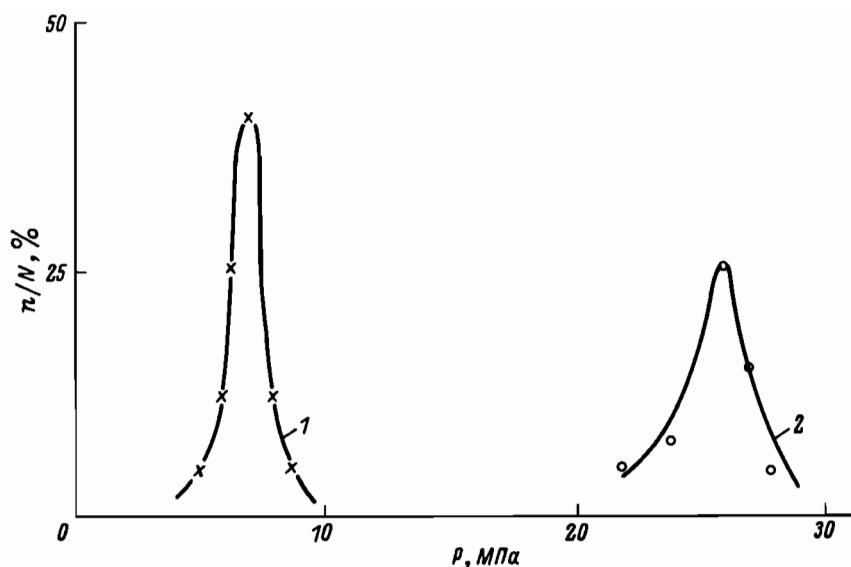


Рис.7. Экспериментальные зависимости прочности кварцевых цилиндров от величины внутреннего давления.

1 - до упрочнения, 2 - после упрочнения и покрытия лаком.

N - общее число образцов, n - число образцов, прошедших испытания без разрушения, диаметр цилиндра - 20 мм, толщина стенки - 3 мм.

по работе [12] динамические характеристики пропорциональны статическим. По предварительным оценкам еще больший эффект упрочнения должно дать огневое полирование поверхности кварца. Отметим также, что при снятии слоя в 200 мкм в плавиковой кислоте изменений в оптическом пропускании кварца не было. Т.е. упрочнение кварцевых труб позволит увеличить нагрузочную способность ламп, тем самым повысить светоотдачу в УФ области спектра при одновременном увеличении ресурса и надежности работы ламп.

Таким образом, на основании предложенной модели расчета системы инициирования ЛХИ проведена оценка оптимальных параметров для системы инициирования приборных вариантов ЛХИ. Построен макет, на котором проведена экспериментальная проверка расчетной модели и отработаны варианты решения отдельных конструктивных узлов. Определен оптимальный режим работы для серийного образца лазера ЛХИ-01. Показана возможность увеличения освещенности и однородности заготовки активной зоны по поперечному сечению за счет применения светоотражающих вкладок.

Экспериментально обоснована возможность увеличения нагрузочной способности ламп при проведении упрочнения стенок кварцевого баллона, рассмотрены основные возможности упрочнения кварцевых баллонов.

Таким образом, приведенные расчеты и исследования основных параметров системы фотониницирования приборного варианта мощного лабораторного ЛХИ показали, что все его функциональные системы тесно связаны между собой и задача оптимизации работы лазера не сводится к оптимизации работы отдельных систем, а требует для своего решения комплексного подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукашенко С.В., Мартиросов В.А., Озеров Л.Н.// Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента. Л., 1982. С.79-88.
2. Калверт Дж., Питтс Дж. Фотохимия: Пер.с англ./ Под ред.Р.Ф.Васильева. М., 1968. 493 с.
3. Волков В.Н., Тарасов С.А. Полостная ксеноновая лампа - вопышка о яркостной температурой 50 000 К в УФ части спектра: Препринт ФИАН № 13. М., 1974. 15 с.
4. Импульсные источники света./ Под ред.И.С.Маршака. М., 1978. 472 с.
5. Гаврилов В.Е., Данилов О.Б., Жевлаков А.П., Тульский С.А.// ОМП. 1982. № 7. С.3-6.
6. Басов Ю.Г., Болдырев С.А., Цибизов В.Д.// ЖТФ. 1978. Т.48, вып.8. С.1654-1656.
7. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчёт индуктивностей: Справочная книга. 2-е изд., перераб.и доп. Л., 1970. 310 с.
8. Белостоцкий Б.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. М., 1974. 408 с.
9. Башкин А.С., Вагин Н.П., Назыров О.Р., Ораевский А.Н., Пазык В.С., Породинков О.Е., Юрышев Н.Н.// КЭ. 1980. Т.7, № 8. С.1821-1823.
10. Балтаков Ф.М., Барикин Б.А.// КЭ. 1975. Т.2, № 4. С.822-826.
11. Кирсанов В.П., Трошкин С.В., Быков И.В.// КЭ. 1975. Т.2, № 1. С.181-184.
12. Демчук А.М. Исследования импульсных процессов в вакуумных камерах, Новосибирск, 1965.
13. Пух В.П. Прочность и разрушение стекла. Л., 1973. 212 с.

А.Н.Веренчиков, К.Е.Лубо-Лесниченко, С.А.Масалов, В.И.Николаев, А.П.Щербаков ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО РАЗМЕРАМ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РАСПЫЛЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Электрогидродинамическое (ЭГД) распыление является удобным методом диспергирования жидкостей, успешно применяемым в настоящее время в масс-спектрометрическом анализе растворов нелетучих термически нестабильных веществ [1]. Знание параметров ЭГД струи, в частности распределений микрокапель струи по размерам, необходимо для правильного выбора условий их испарения в газодинамическом интерфейсе масс-спектрометра.

Существующие способы определения дисперсности двухфазных потоков основаны на измерении размеров частиц в пробах, отобранных из потока, с помощью микроскопа [2], а также на использовании эффектов, возникающих при рассеянии, преломлении и поглощении света частицами дисперсной среды [3]. Первый метод достаточно удобен при малых скоростях потока, но точность его невысока из-за размазывания отпечатков капель при ударе о подложку и наложения следов от нескольких капель. Кроме того, зарядка диэлектрической подложки практически исключает регистрацию наиболее мелких частиц. Оптические методы позволяют проводить измерения, не возмущая потока, однако требуют тщательной калибровки, которая, как правило, затруднена.

В настоящей работе для исследования спектров размеров микрокапель ЭГД струй