

## 2.5 МАТРИЧНЫЕ КОМПОЗИЦИИ НА БАЗЕ СИЛИКАТНЫХ ПОРИСТЫХ МАТРИЦ

### Пористое силикатное стекло

Предложенный И. К. Мешковским в 1977 году пористый активный элемент лазера на красителе [21] был впервые исследован в 1978 году в макете твердотельного лазера на красителе [102, 103], а затем более подробно изучен в ряде работ [6, 9, 10, 22, 287].

Эти работы послужили началом детального исследования возможности создания лазеров на красителях на основе матриц пористого стекла. Главным образом были использованы стекла, полученные из натрийборосиликатных стекол.

На рис. 11 изображена тройная система  $\text{SiO}_2\text{—B}_2\text{O}_3\text{—Na}_2\text{O}$ , на которой нанесена область составов, образующих пористое стекло. При варке указанные компоненты находятся в гомогенной смеси, которая при охлаждении до температур 500–700 °С способна к фазовому распаду. Возникают области химической неоднородности, обогащенные кислоторастворимыми компонентами стекла:  $\text{B}_2\text{O}_3$  и  $\text{Na}_2\text{O}$ . Величина этих областей зависит от условий, при которых выдерживается стекло в диапазоне температур 500–700 °С [64].

Наибольшее число работ, посвященных пористому силикатному стеклу, относится к составу:  $\text{Na}_2\text{O}$  — 7 (% , мол),  $\text{B}_2\text{O}_3$  — 23 (% , мол),  $\text{SiO}_2$  — 70 (% , мол). На базе этого состава сотрудниками ГОИ им. С. И. Вавилова создана технология стекла ДВ-1, из которого выпускаются так называемые мелкопористые (ДВ-1М) и широкопористые (ДВ-1Ш) пластины. ОСТ 3-1899-81 и РТМ 3-652-75 представляют технологические документы, регламентирующие режимы варки и выщелачивания при производстве мелкопористых и широкопористых пластин на одном из стекольных заводов. Как видно из этой документации, технология состоит из трех этапов: 1) стекловарение и выработка заготовок, 2) отжиг заготовок, 3) химическая обработка (выщелачивание). Технологии широкопористых и мелкопористых пластин различаются режимами термической и химической обработки.

Если исходить из того, что стекло состоит из полностью нерастворимых и полностью растворимых областей, и считать, что растворимая фаза в виде мелких вкраплений одинакового размера распределена в нерастворимой, то, изменяя концентрацию растворимой фазы, можно получить следующие крайние случаи.

Во-первых, когда концентрация включений мала, то эти включения будут «замкнутыми», то есть кислота не сможет проникнуть

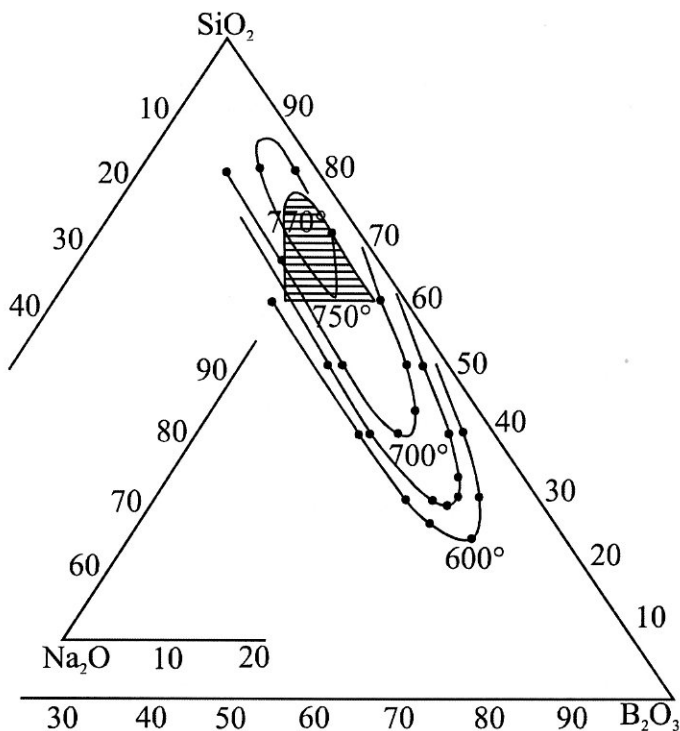


Рис. 11. Изотермы метастабильной ликвации в системе  $\text{SiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$  по [5] и область составов стекол (заштрихована), из которых могут быть получены пористые стекла [167]

с поверхности образца к этим включениям, и образец не будет сквознопористым.

Во-вторых, при постепенном увеличении концентрации растворимых включений они начнут касаться друг друга. При этом можно определить некоторую пороговую концентрацию  $m_c$ , выше которой может быть получен сквознопористый образец.

В-третьих, когда концентрация растворимых включений превысит определенный предел, вся структура будет разрушаться при растворении, и жесткой сквознопористой матрицы образоваться не может.

В [167] представлены результаты, хорошо иллюстрирующие указанные изменения химической устойчивости в 3Н растворе  $\text{HCl}$ .

В основе процессов образования пористой матрицы при растворении («выщелачивании») растворимого компонента лежат процессы переноса массы из твердого тела в раствор. В [104] показано, что в гете-

рогенных системах со случайным распределением частиц одной фазы в другой пороговая концентрация  $m_c$  (порог перколяции), при которой наблюдается изменение свойств, соответствует (в объемных долях)

$$m_c = 0,15 \pm 0,03.$$

В работе [115] приведены данные о выщелачивании щелочно-силикатных стекол. Из этих данных можно вычислить порог перколяции для процесса перехода химически устойчивых составов к интенсивно растворяющимся стеклам. Данные для трех щелочносиликатных стекол представлены в табл. 1.

Таблица 1

Порог перколяции для перехода химически устойчивых составов к интенсивно растворяющимся стеклам

Стекло	Порог перколяции	
	Эксперимент	Теория
$\text{Li}_2\text{O} - \text{SiO}_2$	0,160	0,15 ± 0,03
$\text{Na}_2\text{O} - \text{SiO}_2$	0,136	
$\text{K}_2\text{O} - \text{SiO}_2$	0,148	

Из таблицы видно, что экспериментальный результат вполне соответствует предсказаниям теории.

В случае трехкомпонентных двухфазных стекол, каким является отоженное определенным образом стекло ДВ-1, химическая устойчивость зависит от пространственного распределения в стекле частиц растворяющегося компонента.

По экспериментальным данным, опубликованным в [167], пористые стекла в системе  $\text{SiO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O}$  образуются в пределах следующих концентраций (объемные доли)  $\text{SiO}_2$ : 0,23–0,42.

Превышение пороговых значений можно объяснить тем, что экспериментальные данные практически не затрагивают область значений концентраций, соответствующих по порядку величин порогу протекания ( $0,15 \pm 0,03$ ).

Кроме того, первоначально возникающий «бесконечный кластер», обеспечивающий сквозную проводимость для диффундирующих ионов, из-за малой площади диффузионных сечений будет затягивать во времени процесс выщелачивания. Эта чисто кинетическая причина может быть принята экспериментаторами за отсутствие сквозного выщелачивания.

Если исходить из того, что выводы теории протекания верны, то в сквознопористых стеклах, полученных выщелачиванием из ликвированного стекла, суммарный объем пор не может быть ниже порога протекания ( $0,15 \pm 0,03 \text{ см}^3/\text{см}^3$ ). Имеющиеся в нашем распоряжении данные соответствуют этому правилу (см. рис. 11).

Кинетика процесса выщелачивания должна зависеть от пространственного распределения ликвировавшей части. При этом особенно сильно изменяются кинетические характеристики процесса при переходе от стекол с концентрациями областей химической однородности, существенно превышающими порог протекания, к стеклам, у которых концентрация ликвировавших областей близка к пороговой.

Если в первом случае должны наблюдаться высокая скорость процесса образования пористого слоя в направлении, перпендикулярном поверхности, и образование оптической оси благодаря повышению скорости процесса в указанном направлении, то во втором случае неоднородность структурной сетки начинает вносить существенный вклад в процесс выщелачивания. Пористая структура пористого стекла, полученного выщелачиванием силикатных стекол, в которых проведено фазовое разделение, определяется не только составом, но и существенно зависит от условий термообработки.

Изучение этого вопроса нашло свое отражение как в ряде экспериментальных работ, посвященных возможности управления пористой структурой стекол путем изменения условий термообработки, приводящей к фазовому разделению [112–114], так и в специальных исследованиях, посвященных теории фазового разделения [5, 12, 80, 246, 258]. Упомянутые работы показывают, что, изменяя состав стекол и режимы процесса фазового распада, можно в широких пределах управлять пористой структурой матриц.

Одним из существенных технологических процессов, при котором образуется пористая матрица, является «выщелачивание». Исследованию сложного механизма этого процесса посвящена работа [163]. В ней на основе физико-математического моделирования получено выражение, определяющее кинетику «выщелачивания» и имеющее вид

$$\xi(t) = A_0 \sqrt{t \ln t}, \quad (12)$$

где  $\xi(t)$  – толщина пористого слоя,  $t$  – относительное время процесса.

На рис. 12 представлены экспериментальные данные, полученные при изучении кинетики выщелачивания в 3Н HCl пластин из стекла 7/23, подвергнутых отжигу при температуре 530 °С в течение 72 часов.



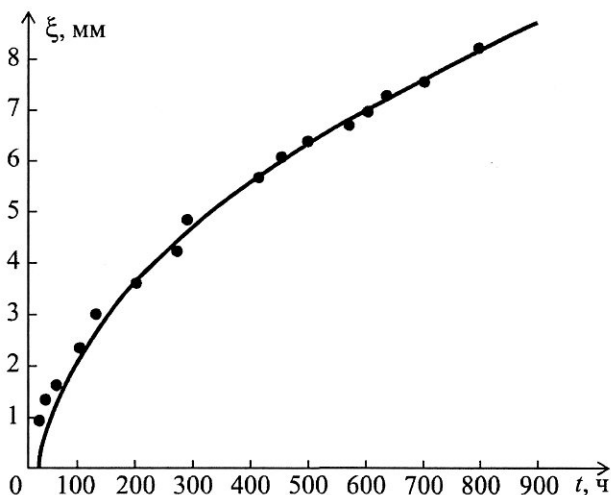


Рис. 12. Зависимость толщины выщелоченного слоя  $\xi$  от времени  $t$  (час): точки — эксперимент; сплошная линия — аппроксимация формулой

## Оптические элементы из композиционных материалов на основе пористых материалов

Матрицы из пористого стекла ДВ-1М обладают максимальным объемом пор порядка  $0,3 \text{ см}^3/\text{см}^3$ . Следовательно, именно такая доля объема может быть использована для заполнения другими компонентами. Удельная поверхность пор, полученная из адсорбционных измерений, составляет  $120\text{--}150 \text{ м}^2/\text{см}^3$ . Эта величина позволяет вычислить предельную объемную концентрацию участков поверхности, на которую можно уложить монослой молекул активного вещества.

Если удельная поверхность пористой матрицы составляет  $150 \text{ м}^2/\text{см}^3$ , то удельная объемная концентрация молекул, например, бензола (площадка  $50 \text{ \AA}^2$ ), уложенных в монослой, составит  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Поры приводят к рассеянию света на неоднородностях показателя преломления, однако из-за малых размеров (для ДВ-1  $< 100 \text{ \AA}$ ) это рассеяние мало.

Спектральное пропускание пористой матрицы из стекла ДВ-ВД позволяет работать в области прозрачности  $0,4\text{--}2 \text{ мкм}$ . Оптическая анизотропия элементов из пористого стекла ДВ-1М выражается в возникновении оптической оси в направлении, перпендикулярном поверхности элемента. Анизотропия возникает в процессе образования пор (при выщелачивании). Величина  $\Delta n$  соответствует  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ .

Средний показатель преломления пористых матриц из стекла ДВ-1М для света видимого диапазона равен  $\sim 1,36$  и слабо зависит от толщины. Плотность таких матриц составляет  $1,57 \text{ г/см}^3$ .

Весь этот комплекс свойств открывает широкие возможности для создания оптических элементов и композиционных материалов на основе пористых матриц. Механической основой конструктивного элемента является пористая матрица, поэтому именно она определяет форму элемента, его оптическое качество. Матрицы из пористого стекла обладают определенными особенностями, некоторые из которых необходимо учитывать при создании элементов:

1) наличие пор приводит к неизбежному проникновению технологических сред в объем элемента (например, проникают в поры наклеечные смолы);

2) проникновение смачивающих жидкостей в поры вызывает изменение механических свойств, следовательно, неоднородно пропитанные пластины будут обладать неоднородностью обрабатываемости;

3) элемент из пористой матрицы невозможно посадить на оптический контакт из-за наличия сквозных пор;

4) элемент из пористого стекла обладает оптической анизотропией;

5) резкое нагревание элементов, содержащих капельножидкую фазу, приводит, как правило, к разрыву элементов. Замораживание воды в пористом элементе приводит к его разрыву;

6) нагревание пористых элементов ведет к их спеканию.

Построение оптических элементов связано с разработкой технологических операций, обеспечивающих высокую точность геометрической формы и высокое качество поверхностей элементов.

Приклеивание пластин к инструменту с помощью наклеечных смол по известной технологии [197] предполагает разогревание деталей и инструмента со смолой и приклеивание при температурах, при которых вязкость смол невелика и наблюдается достаточное растекание. При этом компоненты смолы смачивают пористую пластину и частично текут в поры. Если наклеечная смола не пропитает полностью поры со стороны приклеивания на достаточную глубину (не менее  $0,3 \text{ мм}$ ), то силы капиллярного давления, развивающегося при механической обработке абразивами, благодаря течению воды в порах произведут отрыв поверхности детали от основной массы смолы, соединяющей деталь с инструментом.

Детали, пропитанные наклеечной смолой, являются оптически несовершенными, так как находящаяся в порах смола интенсивно поглощает и рассеивает свет. Нами была разработана технология [23], позволяющая вести обработку пористых деталей с наклеечной

смолой после соответствующей пропитки. Заготовку пористого силикатного стекла, предназначенную для обработки, подвергают отжигу при температуре 550–600 °С в течение 40–60 минут. При этом в ней протекают необратимые изменения пористой структуры и ряда физико-механических и теплофизических параметров. После полной обработки детали с использованием наклеечных смол осуществляется удаление смолы.

Этот процесс состоит из двух технологических операций: растворение продуктов, заполняющих поры в бензине и последующий осветляющий отжиг в окислительной атмосфере. При растворении в бензине на поверхности пор в пористой матрице образуется тонкая однородная пленка светло-коричневого цвета. Для этого время выдержки в сосуде с чистым бензином (соотношение объема деталей к объему бензина не менее 1:20) должно быть не менее 20–25 часов. После получения однородной пленки детали подвергают сушке на воздухе или в вакуумном шкафу с откачкой.

Осветляющий отжиг осуществляется на деталях, из которых полностью удалена жидкость, и прогретых до 130 °С в сушильном шкафу в течение часа. Детали помещаются в кварцевые лодочки и вводятся в печь с кварцевой трубой, заранее нагретой до 500–550 °С. При этом по мере нагревания детали становятся коричневыми, затем черными, что свидетельствует о процессах карбонизации органических веществ в порах. Дальнейшая выдержка приводит к постепенному осветлению образцов. Полной прозрачности образцы достигают обычно через 20–60 минут. Поскольку они предварительно подвергались термообработке при температурах 550–600 °С, осветляющий отжиг не приводит к заметным изменениям размеров. Необходимо отметить, что солевые загрязнения, а также избыток органических веществ при большой длительности осветляющего отжига может привести к переходу стеклообразного  $\text{SiO}_2$  в кристобаллит, присутствие которого создает оптическую неоднородность, интенсивно рассеивающую свет.

Важной особенностью технологии является операция удаления воды из пористой матрицы. Интенсификация этого процесса необходима с целью повышения производительности. Очевидно, что повышение температуры влажных пористых деталей выше 100 °С приводит к их разрыву. Поэтому влажные детали необходимо промывать в ацетоне с целью замены воды на ацетон. Это дает значительное уменьшение времени сушки, которую можно интенсифицировать откачкой в вакуумном шкафу. Измерение параметров формы и совершенства поверхности при обработке необходимо строить таким образом, чтобы учитывалась непрозрачность детали из-за частичного заполнения пор жидкостью.

## Свойства матриц из пористого стекла

Исследования пористой структуры *пористого стекла*, использованного в настоящей работе в качестве матрицы, убедительно показали, что она относится к губчатой, в отличие от корпускулярных, в которых поры образованы промежутками между компактно уложенными частицами, образующими каркас твердого тела. Губчатая структура напоминает природную губку.

В пористом стекле губчатое строение обусловлено процессами, протекающими при его образовании. На первом этапе готовится гомогенный расплав, содержащий  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ . Затем этот стеклообразный отвердевший раствор окислов подвергают термической обработке, при которой протекает распад гомогенного раствора на две фазы.

Этот процесс создает в твердом теле области химической неоднородности, причем такие области, в зависимости от количественного состава компонентов и режима термообработки, образуют дисперсную фазу в виде замкнутых включений, а затем, по мере углубления распада раствора на две фазы, дисперсная фаза образует бесконечный кластер. Все составы и режимы, обеспечивающие возникновение в дисперсной фазе бесконечного кластера, могут привести к процессу выщелачивания, в результате которого образуются пористые тела.

Выщелачивание приводит к переходу в раствор основной доли  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$  и некоторой части  $\text{SiO}_2$ , поскольку окислы, переходящие в раствор, образовывали фрагменты структуры стекла, то переход их в раствор приводит к возникновению каверн, совокупность которых образует губчатую структуру пористой матрицы.

По мнению авторов [201], структура пор в подобных стеклах хорошо описывается моделью хаотично расположенных сфер (ХРС). При этом предполагается, что поры представляют собой систему пересекающихся полостей, имеющих сферическую форму. Центры сфер расположены в пространстве хаотично. Удельный объем пор (пористость)  $V_{\Sigma}$  равна объему пересекающихся сфер

$$V_{\Sigma} = 1 - e^{-\alpha}, \quad (13)$$

где  $\alpha = 4/3\pi R^3 n_0$ ,  $R$  – радиус сферических полостей,  $n_0$  – число сферических полостей в единице объема.

Из модели ХРС могут быть вычислены некоторые параметры пористого тела, например, удельная поверхность, функция распределения радиусов горл

$$\varphi(\rho_{\text{гр}}) = \frac{3\rho_{\text{гр}}\sqrt{R^2 - \rho_{\text{гр}}^2}}{R^3}, \quad (14)$$

где  $\rho_{\text{гр}}$  — радиус горла поры. Наиболее вероятный радиус горл  $\rho_{\omega} = (2^{-1/2})R$ , а средний радиус  $\rho_{\omega} = (2\pi/16)R$ .

Модель ХРС может быть использована для оценки геометрии пористой матрицы.

Проведем вычисления некоторых важных геометрических параметров конкретной исследованной экспериментально пористой матрицы.

Исходные данные:

— суммарный объем пор  $V_{\Sigma} = 0,183 \text{ см}^3/\text{г}$ ;

— кажущаяся плотность  $\rho_{\kappa} = 1,6 \text{ г}/\text{см}^3$ , отсюда  $V_{\Sigma} = 0,293 \text{ см}^3/\text{см}^3$  (пористость);

— радиус пор, соответствующий максимуму кривой распределения,  $R = 43\text{Å}$ .

Расчетная величина  $V_{\Sigma}^P = 1 - e^{-\alpha}$ ,  $\alpha = 4/3\pi R^3 n_0$ .

Величина  $n_0$  может быть получена только из экспериментальных данных при предположении о равномерном распределении пор в пространстве. При этом  $\alpha \approx V_{\Sigma}$ . Величина среднего линейного интервала между центрами сферических пор может быть легко вычислена, если предположить, что сферы расположены не хаотично, а регулярно и образуют кубическую решетку. Объемная концентрация пор  $n_0 = V_{\Sigma}/V_{\Pi}$ , где  $V_{\Pi}$  — объем сферической поры.

$$V_{\Pi} = \frac{4}{3}\pi R^3 = 0,33 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3,$$

$$n_0 = \frac{0,293}{0,33 \cdot 10^{-18}} = 0,88 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

Количество пор в любом выбранном направлении по осям симметрии куба определяется равенством:

$$n_1 = \sqrt[3]{0,88 \cdot 10^{18}} = 0,96 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}.$$

Отсюда среднее расстояние между центрами  $h_{\Pi} \approx 104\text{Å}$ .

Расстояние между сферами  $h_{\text{сф}} \approx 18\text{Å}$ .

В  $1 \text{ см}^3$  при  $S_{\text{уд}} = 100 \text{ м}^2$  содержится  $2 \cdot 10^{21}$  поверхностных центров размером  $5(\text{Å})^2$ .

На рис. 13 представлена зависимость объемной доли поверхностных центров указанных размеров от величины удельной поверхности пор. Из этой зависимости следует, что даже при адсорбции молекул в количестве 0,1 от числа молекул в плотном монослое концентрация адсорбированных частиц в объеме будет порядка  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Очевидно, что даже в тонких слоях оптическая плотность в области полос поглощения при столь небольших значениях адсорбции может быть высокой.

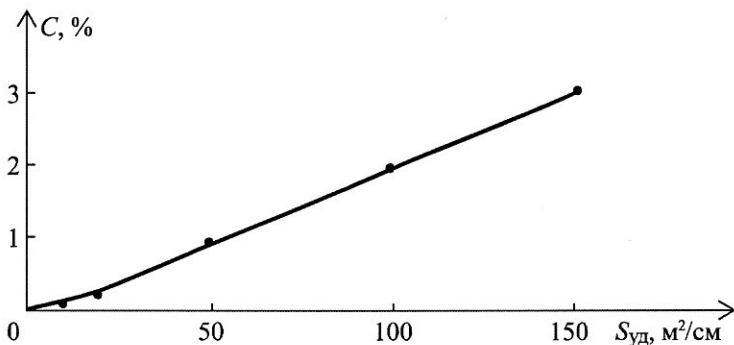


Рис. 13. объемная доля  $C$  (%) поверхностных центров в зависимости от удельной поверхности  $S_{уд}$  пористого стекла

Было показано, что при повышении температуры термообработки тел из пористого стекла от 130 до 800 °С (при постоянной длительности — 40 минут) в них наблюдается две стадии изменений. Первая — в диапазоне 130–650 °С — характеризуется сравнительно небольшой усадкой и малым изменением суммарной пористости. При этом наблюдаются перераспределение объема пор, средний радиус пор несколько увеличивается. Вторая стадия относится к интервалу температур 680–800 °С. здесь резко возрастает усадка и уменьшается суммарная пористость. К концу этой стадии уже почти полностью исчезает объем пор, а усадка достигает своих предельных значений. Упомянутые стадии спекания соединены промежуточной областью 550–680 °С.

Представляется целесообразным сопоставить спекание матрицы из пористого стекла со спеканием ансамбля пор в кристаллах [81]. На рис. 14 показаны кривые распределения объема пор по их эффективным радиусам, рассчитанные из изотрем десорбции бензола (с учетом поправки на толщину адсорбционной пленки), для пластинок пористого стекла, подвергнутых термообработке при различных температурах и длительностях. Некоторые другие параметры пористой структуры представлены в табл. 2.

Характеристика пористой структуры пластинок из пористого стекла, подвергнутых термообработке при различных условиях

№ п/п	Условия термообработки пластинок		Кажущаяся плотность, г/см <sup>3</sup>	Истинная плотность, г/см <sup>3</sup>	Суммарная пористость, см <sup>3</sup> /г	Предельный объем сорбционного пространства, см <sup>3</sup> /см <sup>3</sup>	Удельная поверхность		Радиус пор, соответствующий максимуму кривой распределения, Å	Примечания
	Температура, °С	Длительность, мин					скелета по БЭТ, м <sup>2</sup> /см <sup>3</sup>	адсорбционной пленки, м <sup>2</sup> /см <sup>3</sup>		
1	130	120	1,57	2,26	0,195	0,279	153	112,18	39	Исходный образец
2	300	40	1,58	—«—	0,191	0,289	150	96,38	43	
3	550	40	1,60	—«—	0,184	0,280	127,2	106,53	39-51	Максимум на кривой распределения размыт
4	680	40	1,65	—«—	0,164	0,256	92,7	89,1	45-59	то же
5	550	80	1,64	—«—	0,177	0,276	128	111	39	
6	550	160	1,65	—«—	0,170	0,269	131	115	38	
7	680	80	1,72	—«—	0,150	0,237	109	90	39	
8	720	40	2,04	—«—	0,048	0,098	-	-	-	
9	750	40	2,13	—«—	0,028	0,060	-	-	-	

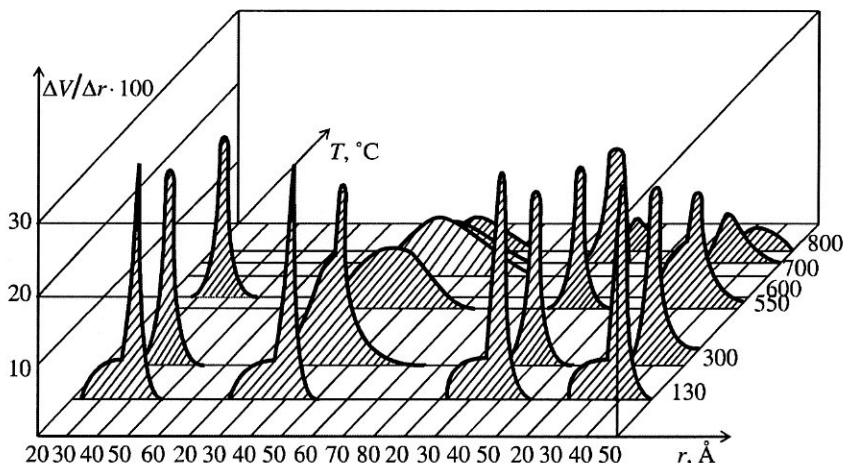


Рис. 14. Кривые распределения объемов пор  $V$  по эффективным радиусам  $r$  (Å) эквивалентного модельного пористого тела для пластин из пористого стекла ДВ-1М, подвергнутых термообработке на воздухе при различных режимах

На рис. 15 представлены данные исследования зависимости линейной  $\Delta l/l$  и объемной усадки  $\Delta W/W$  от температуры и длительности выдержки при термообработке.

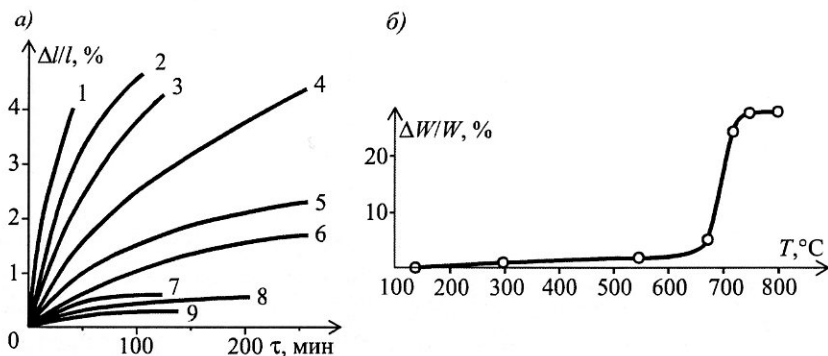


Рис. 15. Зависимость усадки тел из пористого стекла ДВ-1М от условий термообработки на воздухе:

а) линейная усадка при температурах 1 – 750 °С, 2 – 728 °С, 3 – 700 °С, 4 – 680 °С, 5 – 670 °С, 6 – 650 °С, 7 – 600 °С, 8 – 590 °С, 9 – 450 °С;

б) объемная усадка при выдержке 40 мин

При изучении пористой структуры пористого стекла ДВ-1М анализировались кривые распределения объемов пор по их радиусам.



На рис. 16 показаны кривые распределения, рассчитанные из изотерм сорбции паров бензола с учетом толщины адсорбированной пленки.

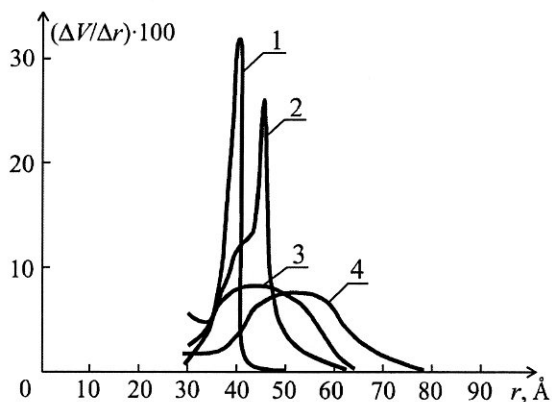


Рис. 16. Кривые распределения объема пор по эффективным радиусам модельного эквивалентного пористого тела, построенные из изотерм десорбции паров бензола для пористого стекла ДВ-1М, подвергнутого термообработке при различных температурах и выдержке 40 мин: 1 – 130 °С, 2 – 300 °С, 3 – 550 °С, 4 – 680 °С

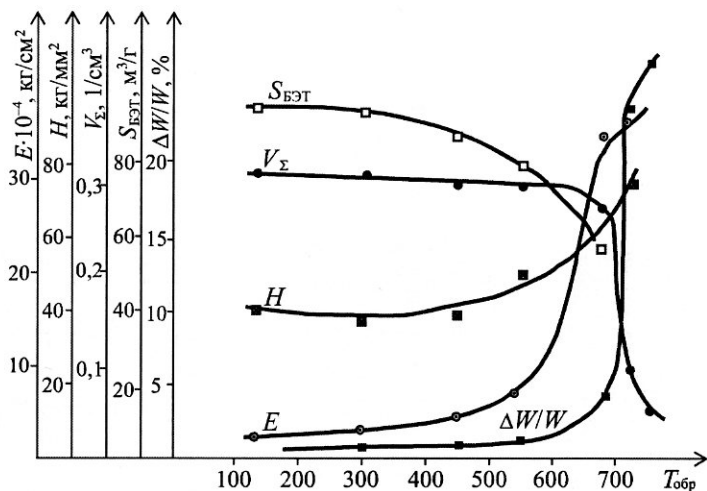


Рис. 17. Физико-механические свойства пластин из пористого стекла ДВ-1Ш, подвергнутых термообработке.  $E$  – модуль Юнга,  $H$  – микротвердость,  $V_{\Sigma}$  – суммарный объем пор,  $S_{БЭТ}$  – удельная поверхность по БЭТ,  $\Delta W/W$  – объемная усадка

На рис. 17 изображены зависимости модуля Юнга  $E$ , суммарной пористости  $V_{\Sigma}$ , микротвердости  $H$  и удельной поверхности, рассчитанной по БЭТ ( $S_{\text{БЭТ}}$ ) от температуры термообработки образцов  $T_{\text{обр}}$ .

На рис. 18 дана характеристика теплопроводности (кривая 1) и плотности (кривая 2) пористой стеклянной матрицы, выдержанной в течение 40 минут при фиксированных температурах в интервале от  $120^{\circ}\text{C}$  до  $760^{\circ}\text{C}$ .

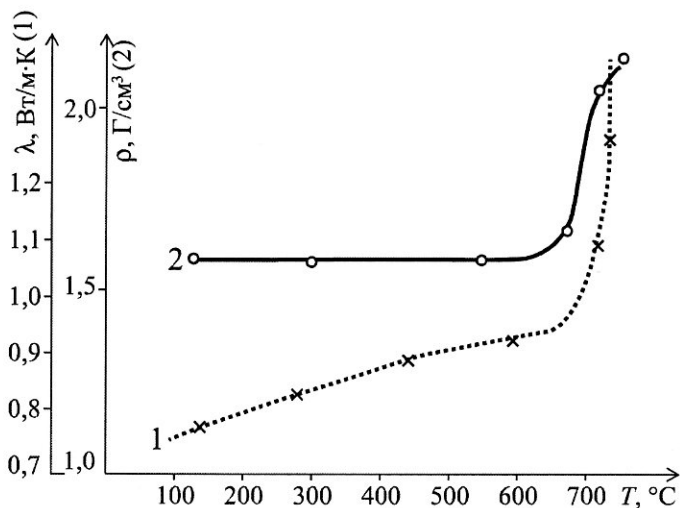


Рис. 18. Теплопроводность  $\lambda$  и плотность  $\rho$  пористой матрицы из стекла ДВ-1М в зависимости от температуры термообработки на воздухе (длительность 40 мин)

## Фотофизические свойства пористых стекол

Пористое стекло (ПС), как отмечалось выше, само рассеивает свет: значение абсолютного коэффициента рассеяния на длине волны  $\lambda=632,8$  нм составляет величину  $R\sim 0,05$  см<sup>-1</sup>. Поэтому для реализации практических применений композиционных оптических материалов на основе импрегнированных пористых стекол необходимо добиваться существенного уменьшения рассеяния света в этих средах. Поставленную задачу возможно решить посредством введения в пористую матрицу иммерсий, имеющих показатель преломления близкий к каркасу.

В работах [7, 8, 10, 108] изучались композиционные оптические материалы с жидкостной иммерсией. Композиционные оптические материалы на основе импрегнированных пористых стекол, в порах

которых была синтезирована твердотельная иммерсия, были созданы авторами [58]. В работе был проведен широкий круг исследований таких материалов, способствующий отработке технологии их создания, изучению оптико-физических, спектрально-люминесцентных и генерационных свойств, что в конечном итоге обуславливает возможность их использования в конкретных приборных образцах. В качестве иммерсии изучался ряд полимеров, сополимеров, жидких кристаллов и других материалов. Полиметилметакрилат (ПММА) показал наиболее высокую практическую пригодность [118, 254].

Измерения температурного коэффициента показателя преломления  $\Delta n/\Delta T$  композиций проводились на установке, созданной на базе интерферометра Цендера-Маха. Для проведения измерений были использованы образцы в форме параллелепипедов, размером  $20 \times 10 \times 15$  мм.

Было исследовано 4 серии образцов: серия I – образцы из невышечелаченного стекла ДВ-1(М), серия II – образцы, изготовленные из ПММА, серия III – образцы из ПС, в порах которых был синтезирован ПММА (ПС+ПММА), серия IV – образцы из стекла К8 (эталонные образцы). В табл. 3 приведены результаты измерений  $\Delta n/\Delta T$  для образцов серий I–IV, а также литературные значения для этанола [121] и ПММА [191].

Знак величины  $\Delta n/\Delta T$  определялся из сопоставления направления смещения интерференционной картины изучаемых объектов и жидкостей (этанола), для которого знак  $\Delta n/\Delta T$  известен [121]. Как видно из табл. 3, величина  $\Delta n/\Delta T$  для образцов типа II, которые использовались как объекты сравнения, имеет значение  $\sim 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ , что по порядку величины согласуется с данными [191] и свидетельствует о корректности методики.

Таблица 3

Значения температурного коэффициента показателя преломления  $\Delta n/\Delta T$  исследованных материалов на длине волны  $\lambda=632,8$  нм

Серия образцов	Материал	$\Delta n/\Delta T \cdot 10^6, \text{ K}^{-1}$
I	ДВ-1(М)	$-(1,0 \pm 0,1)$
II	ПММА (полиметилметакрилат)	$-(100 \pm 10)$ $-200$ [329]
III	ПС+ПММА	$-(2,0 \pm 0,2)$
IV	К8	$-(2,0 \pm 0,2)$
V	Этанол	$-400$ [328]

Следует обратить внимание на результаты, полученные на образцах типа III (ПС+ПММА). Величина  $\Delta n/\Delta T = 2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  показывает, что ПММА, синтезированный в порах твердотельного каркаса, для которого величина  $\Delta n/\Delta T \sim 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , не имеет возможности расширяться при нагревании, то есть стабилизируется твердотельным каркасом. Это приводит к тому, что твердотельные активные элементы, выполненные из такого материала, обладают более стабильными энергетическими и пространственными параметрами излучения при работе в частотном режиме, чем жидкостные активные элементы.

Для измерения дисперсионной зависимости показателя преломления композиций  $n(\lambda)$  был использован метод призмы (гониометрический метод) [202]. Метод состоит в том, что исследуемому веществу придается призматическая форма с преломляющим углом призмы  $\Psi$  близким к  $60^\circ$ , а на гониометре измеряется угол наименьшего отклонения  $\varphi_{\min}$ . Вычисление показателя преломления  $n$  осуществляется по формуле

$$n = \frac{\sin \frac{\Psi + \varphi_{\min}}{2}}{\sin \frac{\Psi}{2}}. \quad (15)$$

Источниками излучения являлись различные газовые лазеры, позволяющие исследовать объекты на фиксированных длинах волн. Экспериментально определялся преломляющий угол призмы  $\Psi$  и угол падения  $\alpha$ , соответствующий симметричному ходу лучей в призме. При этом  $\varphi_{\min} = 2\alpha - \Psi$  и соответственно

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin 0,5\Psi}. \quad (16)$$

Для измерений были изготовлены несколько серий по 6 образцов, полученных из единых исходных дисков диаметром 45 мм. Образцы имели вид секторов с углом  $\Psi = (60,0 \pm 0,2)^\circ$  и толщиной 5 мм. Образцы прошли различную подготовку: I – исходные невыщелаченные образцы ДВ-1(М); II – выщелаченные образцы, прошедшие термообработку – ПС; III – образцы – ПС+ПММА.

Измерения  $n(\lambda)$  проводились на каждой длине волны не менее 9-ти раз в различных точках, при этом результаты измерений усреднялись. Результаты приведены на рис. 19. Экспериментальные точки аппроксимировали различными дисперсионными формулами [77]. Наилучшее совпадение было достигнуто в случае использования формулы Гартмана

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{C_0}{(\lambda - \lambda_0)^\beta}, \quad (17)$$

где  $n_0$ ,  $\lambda_0$ ,  $C_0$  – некоторые постоянные.

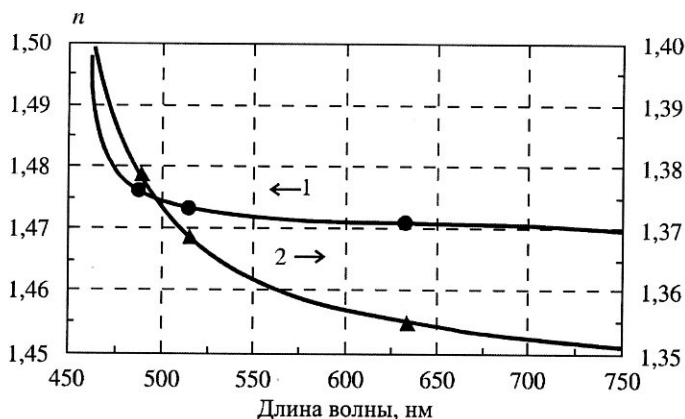


Рис. 19. Дисперсионные зависимости показателя преломления образцов исходного стекла ДВ-1М (1) и ПС (2)

Для стекол с показателем преломления  $n < 1,5$  значение постоянной  $C_0$  можно положить равной значению, близкому к единице. Значения других параметров вычислялись с использованием метода наименьших квадратов. Используя значения этих параметров, по формуле (17) вычислялись значения на длинах волн  $D$ ,  $F$  и  $C$ , значения средней дисперсии  $n_F - n_C$  и числа Аббе  $v'_D$  для исследованных объектов. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

Использование оптического стекла в приборах всегда сопровождается некоторыми потерями световой энергии, обусловленными отражением света от поверхности стекла, поглощением и рассеянием

Таблица 4  
Значения показателя преломления  $n_D$ , средней дисперсии  $n_F - n_C$  и числа Аббе  $v'_D$  для исследованных объектов

Материал	$n_D$	$(n_F - n_C) \cdot 10^2$	$v'_D$
ДВ-1	$1,477 \pm 0,005$	$0,60 \pm 0,25$	$80 \pm 5$
ПС	$1,359 \pm 0,003$	$2,50 \pm 0,10$	$15 \pm 5$
ПС+ПММА	$1,470 \pm 0,003$	$0,65 \pm 0,35$	$75 \pm 5$

света массой стекла. Коэффициент отражения  $\rho$  в области прозрачности материала зависит от показателя преломления стекла  $n$ , угла падения и, если свет поляризован, от направления вектора напряженности электрического поля относительно плоскости падения луча. Связь величины  $\rho$  с указанными характеристиками выражается формулами Френеля [212], имеющими при нормальном падении света вид

$$\rho = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}. \quad (18)$$

Учитывая, что  $\rho + T_p = 1$  (здесь  $T_p$  – коэффициент пропускания поверхности), имеем  $T_p = 1 - \tilde{n} = 4n/(n+1)^2$ . Отметим, что экспериментальные значения  $T_p$  для ПС оказываются больше, чем аналогичные значения для большинства сортов стекол. Это связано с тем, что само пористое стекло имеет собственное «просветляющее» покрытие, уменьшающее коэффициент отражения и увеличивающее пропускание поверхности. Это обусловлено уменьшением плотности образца от центра к краю. Ослабление светового потока в видимой части света в ПС происходит в основном за счет рассеяния света.

Авторами было исследовано рассеяние лазерного излучения на длине волны 632,8 нм. Изучались 5 серий образцов, имевших вид параллелепипедов высотой 30 мм с основанием в виде квадрата размером 10x10 мм: I – образцы из стекла К8 (эталон); II – образцы из стекла ДВ-1(М); III – образцы ПС с термообработкой; IV – образцы ПС+ПММА; V – образцы из ПММА. Полученные результаты представлены в табл. 5.

Измерение величины рассеянного света проводилось относительно эталонного образца (серия I), используя для него известное значение коэффициента рассеяния  $R = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$  [84], рассчитывали значения

Таблица 5

Значения относительного  $R_{\text{отн}}$  и абсолютного  $R_{90}$  коэффициентов рассеяния различными образцами на длине волне 632,8 нм

Серия	Материал	$R_{\text{отн}}$	$R_{90} \cdot 10^6, \text{ см}^{-1}$
I	К8	1	2,5 [84]
II	ДВ-1 (М)	20	50
III	ПС	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
IV	ПС+ПММА	50	125
V	ПММА	30	80

$R$  и для других изучаемых образцов. Отметим, что само ПС рассеивает свет весьма интенсивно: значение абсолютного коэффициента рассеяния  $R \approx 0,05 \text{ см}^{-1}$ . Из проведенных измерений видно, что введение в ПС твердотельной иммерсии приводит к уменьшению коэффициента рассеяния света примерно в 400 раз (!).

Было проведено также изучение спектральной зависимости коэффициента пропускания образцов  $T(\lambda)$ . Эти спектры регистрировались на спектрофотометре СФ-26. Известно, что в случае изотропного рассеяния коэффициент  $R$  связан с  $T$  соотношением [76]:

$$R(\lambda) = \frac{3 \cdot \ln 10}{16\pi l} \cdot \lg \frac{1}{T(\lambda)}, \quad (19)$$

где  $l$  — толщина образцов.

Типичные спектральные зависимости  $R(\lambda)$ , полученные на ПС без иммерсии и с твердотельной иммерсией, представлены в двойном логарифмическом масштабе на рис. 20. Из рисунка видно, что зависимости  $R(\lambda)$  в обоих случаях соответствуют рэлеевскому механизму рассеяния ( $R \sim \lambda^{-4}$ ).

После синтеза полимера в импрегнированных пористых стеклах красители не меняют свою окраску и не теряют способности поглощать и излучать свет. Спектральные зависимости поглощения

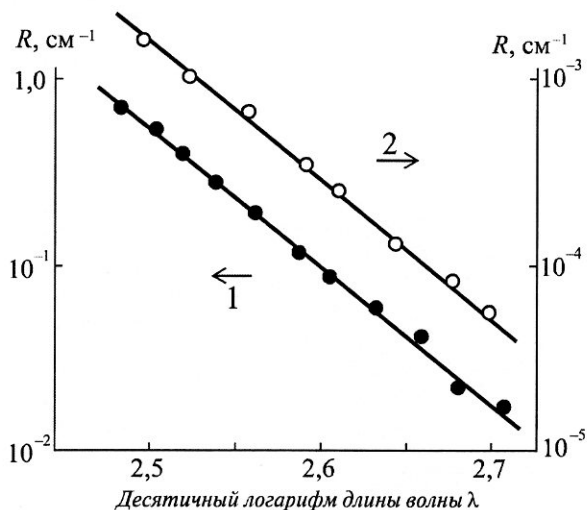


Рис. 20. Спектральная зависимость коэффициента рассеяния  $R$  пористого стекла (1) и пористого стекла, в порах которого синтезирован ПММА (2)

и флуоресценции на примере композиционного оптического материала: родамин 6Ж+ пористое стекло+ ПММА приведены на рис. 21. Квантовый выход флуоресценции композиций после синтеза полимера не уменьшается.

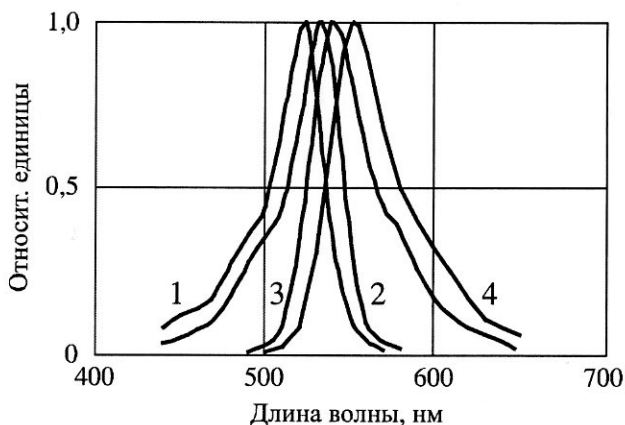


Рис. 21. Нормированные спектры поглощения (1, 3) и флуоресценции (2, 4) родамина 6Ж в ПС без иммерсии (1, 2) и с ПММА (3, 4). Концентрация красителя  $N=6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Температура опыта  $T=(293 \pm 1) \text{ K}$



# ГЛАВА 3. МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

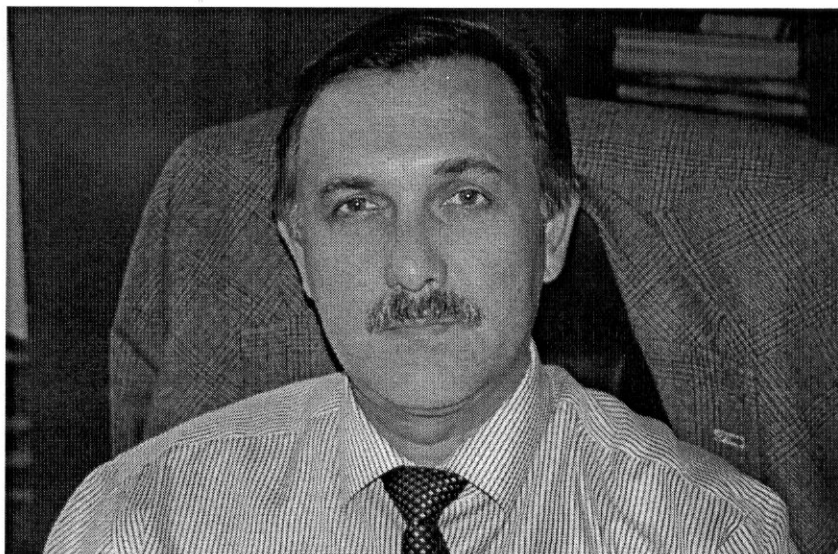
Преимуществами ламповой накачки лазеров на красителях перед лазерной являются относительная простота и компактность устройства в целом. К недостаткам следует отнести худшие пространственно-угловые характеристики излучения лазеров с ламповой накачкой, как правило, более высокую скорость фотодеградации лазерного красителя а также сложность использования твердотельных лазерных элементов. Большая, чем при лазерной накачке, длительность импульса излучения, может быть как недостатком, так и достоинством, в зависимости от решаемой задачи.

## 3.1 ЛАМПОВАЯ НАКАЧКА

Для накачки лазеров на красителях могут использоваться как стандартные [165, 169], так и специально изготовленные для этой цели *импульсные лампы*. В обоих случаях применяется разрядный контур, обеспечивающий короткую длительность импульса накачки. Причины этого изложены в разделе 3.1. Хотя известны случаи получения импульсов генерации лазеров на красителях с ламповой накачкой длительностью в сотни микросекунд [275], более высокий КПД и лучшие угловые характеристики излучения получаются при длительности импульса накачки в микросекундном и даже в субмикросекундном диапазоне.

Наиболее полный обзор литературы по характеристикам стандартных импульсных ламп, где обобщены материалы многочисленных работ, опубликованных к началу 60-х годов прошлого столетия, содержится в известной книге И. С. Маршака [159]. Обзор работ по импульсным лампам, опубликованных к началу 1970-х годов имеется в работе [271].

Пик интереса к разработке специальных импульсных ламп применительно к лазерам на красителях пришелся на конец 60-х и начало 70-х годов прошлого столетия, после того как в 1966 году П. П. Сорокин и J. R. Lankard (США) впервые получили стимулированное излучение



*Профессор Юрий Леонидович Колесников*

в растворе органического соединения – фталоцианина хлористого алюминия. Некоторые аспекты разработок того времени импульсных ламп для лазеров на красителях отражены в работах [2, 95, 200, 204, 239, 240, 250, 262, 276, 285, 295, 300, 301].

Рассмотрим вначале стандартные импульсные лампы. Ксеноновые импульсные лампы имеют очень высокий КПД. Многочисленными исследованиями (см., например, [159]) установлено, что излучательный КПД этих устройств лежит в пределах 75 %÷80 %, что делает их наиболее эффективными из всех известных источников света.

Из теории термической плазмы [199] следует, что физические процессы в столбе плазмы определяются балансом мощностей, поэтому при анализе спектральных характеристик импульсных ламп представляется наиболее целесообразным использовать в качестве основного параметра среднюю за время разряда удельную электрическую мощность  $W$ . В пользу этого выбора говорят также результаты работы [79].

В табл. 6 представлены некоторые геометрические параметры стандартных трубчатых импульсных ламп типа ИФП с прямой кварцевой колбой, работающих, как правило, при более высоких пиковых удельных электрических мощностях разряда [101], что необходимо при использовании в лазерах на красителях.

Лампы заполнены ксеноном при давлении 300 Торр, за исключением лампы ИФП-800, давление ксенона в которой составляет 500 Торр.

В табл. 7 представлены КПД этих ламп в спектральных интервалах в единичном телесном угле (в направлении перпендикулярном оси лампы) при указанной удельной электрической мощности импульса

Таблица 6

Геометрические параметры стандартных трубчатых импульсных ламп типа ИФП

Тип лампы	Внутренний диаметр разрядной трубки $d$ , см	Расстояние между электродами $L$ , см	Отношение балластного и рабочего объемов
ИФП–800	0,7	8	0,15
ИФП–1200	0,7	11–12	0,10
ИФП–2000	1,1	13	0,16
ИФП–5000	1,1	25	–
ИФП–8000	1,6	25	0,035
ИФП–20 000	1,6	58	0,11

КПД стандартных трубчатых импульсных ламп типа ИФП

Тип лампы	$W$ , МВт/см <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup> ·КПД в спектральном интервале, стер <sup>-1</sup>		
		220–400 нм	400–700 нм	700–1100 нм
ИФП–800	0,35	13,8	27,5	12,3
ИФП–1200	0,41	15,8	22,4	10,8
	1,9	13,0	10,7	3,3
ИФП–2000	0,20	11,4	22,3	8,1
ИФП–5000	0,34	14,2	21,0	8,2
ИФП–8000	0,27	19,6	23,2	8,4
ИФП–20 000	0,12	14,1	26,7	13,4

накачки  $W = 2CU^2/\pi d^2 L\tau$ , где  $C$  – емкость батареи конденсаторов,  $U$  – напряжение на батарее конденсаторов перед вспышкой,  $\tau$  – длительность импульса силы света на уровне 0,35 от максимального значения [101].

Для лампы ИФП-1200 в таблице приведены два режима работы – первый при  $\tau = 580$  мкс и энергии разряда 1100 Дж и второй, более жесткий, при  $\tau = 36$  мкс и энергии разряда 310 Дж, который по длительности разряда более подходит для лазеров на красителях. Видно, что при переходе к более жесткому режиму КПД лампы уменьшается во всем спектральном диапазоне. Это неприятное для лазеров на красителях обстоятельство связано с тем, что при более высокой температуре плазмы газового разряда большая часть ее излучения приходится на жесткий ультрафиолет, который поглощается кварцевой колбой лампы. Попытки снизить температуру путем увеличения исходного давления газа в лампе приводят к снижению предельной электрической нагрузки, которую она выдерживает без разрушения.

В работе [130] описан лазер на красителе с накачкой двумя стандартными импульсными лампами ИФП-1200. Лазер имеет малогабаритную систему питания и не нуждается в вакуумной и газовой системах. Емкость конденсаторов составляет 6 мкФ, напряжение – 13 кВ. Отражатель с плотной упаковкой имеет алюминиевое покрытие. Длительность импульса накачки по уровню 0,5 от максимума равна 13 мкс, длительность импульса генерации – 10 мкс. Энергия импульса генерации равна 1 Дж при электрической энергии импульса накачки 500 Дж. КПД, таким образом, равен 0,2 %.

Практика показывает, что предельная нагрузка стандартной импульсной лампы определяется параметром  $CU^4$ , тогда как выде-

ляющаяся в ней электрическая энергия пропорциональна  $CU^2$ . Для перехода к более коротким длительностям импульса разряда необходимо уменьшать величину емкости батареи конденсаторов  $C$ . При этом приходится повышать напряжение на конденсаторах  $U$ , не превышая, однако, параметра  $CU^4$ .

Отсюда следует, что предельная электрическая энергия, которую выдерживает стандартная импульсная лампа, уменьшается при этом в  $C^{1/2}$  раз. Таким образом, переход от длительности импульса в сотни мкс к длительности в несколько мкс сопровождается необходимостью снижения энергии импульса стандартной лампы на порядок.

Эти два обстоятельства: уменьшение КПД лампы и значительное снижение предельной энергии разряда при переходе к микросекундным длительностям импульса накачки, — побудили исследователей лазеров на красителях к поиску путей преодоления этих трудностей и изготовлению специальных импульсных ламп для этих целей.

Теоретический анализ процессов, определяющих спектральные характеристики импульсных ламп, работающих в жестком режиме, затруднителен из-за сложного изменения во времени различных факторов: заполнения столбом плазмы объема разрядной трубки, потерь на стенках разрядной трубки и в разрядном контуре, испарения материала кварцевой колбы и образование ее обратимой и необратимой непрозрачности [39, 129, 160].

В работе [39] показано, что по мере нагревания внутренних стенок кварцевой колбы лампы в процессе протекания разряда, коротковолновая граница пропускания нагретого слоя начинает смещаться в сторону больших длин волн и при достижении температуры испарения кварца ( $> 3000$  К) достигает ближней УФ области. Авторы приписывают это поглощение именно нагретому кварцу, а не продуктам его испарения.

У ксенона в интервале длин волн  $185 \text{ нм} \div 247 \text{ нм}$  нет спектральных линий, однако, у импульсных ламп в жестких режимах питания наблюдается линейчатое излучение в этой области. Наиболее мощное излучение приходится на волну  $220 \text{ нм}$ . Источником этого линейчатого излучения являются пары кремния, возникающие в разряде при испарении кварца. Ксенон при электрическом разряде имеет континуум излучения от  $147 \text{ нм}$  до  $220 \text{ нм}$ , поэтому коротковолновый спектр излучения ксеноновых импульсных ламп ограничивается спектральным пропусканием сред, находящихся между плазмой разряда и приемником излучения.

В зависимости от сорта кварца, из которого изготовлена лампа, и рабочей среды, коротковолновая граница спектра излучения может изменяться в интервале длин волн  $150 \text{ нм} \div 185 \text{ нм}$ . В воздухе и воде

излучение лампы с длиной волны короче 185 нм поглощается тонкими слоями среды, непосредственно прилегающими к колбе лампы. Коротковолновое излучение импульсных ламп играет решающую роль в фотодеградациии лазерных красителей [141, 190].

В излучении импульсной лампы, особенно в жестких режимах, существенное участие принимают продукты испарения диоксида кремния с внутренней поверхности колбы лампы и последующей его диссоциации на  $\text{SiO}$ ,  $\text{O}_2$  и  $\text{O}$  [152]. Это частично компенсирует уменьшение излучательной способности лампы при снижении давления ксенона для увеличения предельной нагрузки, которую лампа может выдержать без разрушения.

В работе [33] описана импульсная трубчатая лампа с номинальной энергией разряда 2 кДж при длительности импульса излучения по уровню 0,5 от максимального значения равной 6 мкс. Расстояние между электродами лампы составляет 500 мм, внутренний диаметр разрядной трубки равен 16 мм. Заземленный электрод служит одновременно для присоединения лампы к системе вакуумной откачки и наполнения лампы ксеноном до давления 15 Торр. Долговечность лампы в номинальном режиме составляет более 1000 импульсов без изменения ее световых характеристик. Лампа выдерживает без разрушения один импульс при энергии 7 кДж. Для питания лампы использован малоиндуктивный конденсатор ИМ-50-3. Запуск лампы осуществляется многоззорным воздушным разрядником.

Коаксиальные лампы имеют большее отношение внутренней поверхности колбы к объему разрядного пространства по сравнению с трубчатыми, поэтому участие в излучении продуктов испарения кварца с поверхности лампы у них проявляется в большей степени. Кроме того, коаксиальные лампы имеют меньшую индуктивность. Поэтому они получили большее распространение в качестве источников накачки для лазеров на красителях. Коаксиальная конфигурация лампы считается вообще одной из наиболее экономичных при накачке активных цилиндрических элементов любых типов [164].

Коаксиальная лампа с очень коротким временем нарастания фронта импульса была впервые разработана для исследований импульсного фотолиза [220]. Это была малоиндуктивная коаксиальная лампа, в которой плазма создавалась в цилиндрическом промежутке вокруг кюветы. Позднее такие лампы с успехом использовались для накачки лазеров на красителях [295, 300, 301].

Улучшенный вариант таких ламп был разработан авторами работ [239, 240, 276]. Последовательно с лампой они включали искровой разрядник, так что можно было работать при напряжениях, значительно превышающих напряжение пробоя лампы. В то же время можно было

подбирать давление в лампе таким образом, чтобы плазма однородно заполняла объем лампы. В первоначальном варианте в лампе возникали самосжимающиеся искровые каналы (пинч-эффект), положение которых менялось от вспышки к вспышке. В улучшенном варианте лампа обеспечивала почти однородное освещение кюветы, а амплитуда импульса воспроизводилась. Время нарастания импульса в такой лампе составляло 0,15 мкс при использовании емкости 0,05 мкФ.

Система накачки также с использованием совмещенной конструкции коаксиальной лампы с кюветой для лазерного красителя описана в работе [204]. Внутренний диаметр внешней трубки лампы составляет 6,5 мм, ширина зазора кольцевого разрядного промежутка — 0,2 мм, длина разрядного промежутка — 45 мм. Внутренней трубкой лампы служит кювета с лазерным красителем, внутренний диаметр которой равен 2,2 мм. На внешнюю поверхность лампы нанесен отражатель из диоксида кремния. Его применение примерно в 2 раза повышает эффективность накачки. Герметизация разрядной полости осуществляется резиновыми уплотнениями.

Для уменьшения индуктивности лампы установлены специальные экраны. Рабочим газом в полости лампы служит ксенон. Его оптимальное давление зависит от типа возбуждаемого раствора лазерного красителя. Так, для паратерфенила оно равно 100 Торр, а для родамина 6Ж — 200 ÷ 300 Торр. Разрядник, включенный последовательно в разрядный контур, обладает малой индуктивностью и малым временем включения. Между электродами разрядника помещена диэлектрическая пленка, которую транспортируют после каждого импульса разряда. Разряд производят прокалыванием пленки пробойником.

В системе использован специально изготовленный малоиндуктивный плоский десятисекционный конденсатор с емкостью 40 нФ и рабочим напряжением до 30 кВ. Длительность переднего фронта светового импульса лампы равна 40 нс. Максимальная энергия импульса накачки составляет 15 Дж. Порог генерации раствора родамина 6Ж в этаноле при концентрации  $10^{-3} \text{ М} \ll 1,5 \text{ Дж}$ .

В работе [2] для накачки лазера, с раствором родамина 6Ж в этаноле в качестве активной среды использовалось излучение самосжимающегося разряда.

Конструкция мощной коаксиальной лампы-кюветы описана в работе [27]. Лампа состоит из прочной цилиндрической диэлектрической оболочки, к торцам которой жестко крепятся электроды, и внутри которой коаксиально расположены две кварцевые трубы, образующие кольцевой разрядный промежуток длиной 45 см и толщиной 1 см, заполненный ксеноном при давлении 10 Торр. Увеличение давления до 30 Торр сопровождалось уменьшением предельно допустимой на-

грузки на лампу, не приводя к улучшению световых характеристик. Торцы наружной кварцевой трубы прижимаются к электродам через резиновые прокладки. Пространство между ней и оболочкой заполнено порошком оксида магния, служащим отражателем излучения лампы. Внутренней трубкой разрядной полости служила стенка кюветы, уплотнение которой с электродами осуществлялось также с помощью резиновых прокладок.

В экспериментах использованы кюветы с двойными стенками, кольцевой промежуток между которыми заполняется водным раствором  $\text{NaCOOCH}_3$ , поглощающим ультрафиолетовое излучение короче 230 нм. Согласно работе [183] использование такого фильтра ослабляет фотораспад лазерного красителя и способствует увеличению энергии генерации. Внутренний диаметр кюветы с раствором красителя равен 2,8 см. Емкость батареи конденсаторов составляет 120 мкФ, рабочее напряжение — 24 кВ.

Разряд в лампе имеет периодический характер с большой постоянной времени затухания. За первый полупериод продолжительностью 18 мкс в разряд вводится около 70 % энергии, запасенной в батарее конденсаторов. Амплитуда тока в максимуме достигает 270 кА. Оценка яркостной температуры дает величину около 20 000 К. Длительность импульса накачки по уровню 0,5 от максимального значения составляет около 50 мкс, длительность импульса генерации при использовании раствора родамина 6Ж в этиловом спирте — менее 20 мкс. Выходная энергия равна 110 Дж, что соответствует КПД 0,3 %.

Этот пример подтверждает, что для увеличения КПД генерации нужно использовать более короткие, чем в данном случае, импульсы накачки. Анализ осциллограмм световых импульсов накачки и генерации, приведенных в данной работе показывает, что амплитуда импульса генерации достигала максимума примерно через 15 мкс после начала накачки, и затем она резко уменьшалась, хотя амплитуда импульса накачки за этот же промежуток времени менялась несущественно. Следовательно, после этого эффективность использования накачки была невелика.

Как было отмечено выше, время развития термооптических и акустооптических искажений соответствует времени распространения звуковой волны поперек кюветы. В данном случае за 15 мкс звук проходит в этиловом спирте расстояние около 17 мм, близкое к величине радиуса кюветы (14 мм).

Рассмотрев крайние по энергии импульса случаи коаксиальных ламп накачки лазеров на красителях, перейдем к промежуточным конструкциям. Для получения в разрядном контуре лампы импульса тока микросекундной длительности используют специальные малоин-



дуктивные конденсаторы, поскольку в этом диапазоне возможность сокращения длительности импульса ограничивается параметром  $(LC)^{1/2}$ , где  $L$  – индуктивность разрядного контура. С этой же целью стремятся к сокращению длины подводящих проводников и максимально возможному уменьшению площади разрядного контура путем уменьшения расстояния между проводниками, токи в которых текут в противоположных направлениях.

Авторы работы [130] описывают конструкцию коаксиальной лампы-кюветы. Источником излучения накачки в ней служит откачиваемый коаксиальный разрядный промежуток между двумя кварцевыми трубками, окруженный снаружи спрессованным порошком из оксида магния. Внутренний диаметр кюветы с раствором красителя составляет 8 мм, длина кюветы – 320 мм. Вокруг кюветы предусмотрен кольцевой промежуток для заливки жидкостного светофильтра. Малая индуктивность разрядного контура с номинальной энергией разряда 3 кДж при емкости конденсатора 8 мкФ и напряжении 27 кВ позволяют получить энергию генерации в растворе родамина 6Ж в изопропиловом спирте равную 8 Дж. Длительность импульса излучения по уровню 0,5 от максимального значения составляет при этом 4 мкс, КПД генерации – 0,27 %.

В работе [173] описана лампа-кювета специальной конструкции. Электрическая схема питания лампы включает в себя накопительный конденсатор емкостью 3 мкФ и обеспечивает длительность светового импульса до 4,5 мкс при электрической энергии разряда до 600 Дж. Эта конструкция позволяет получать энергию генерации до 4,9 Дж, что соответствует КПД 0,8 % (см. главу 4).

Те же авторы в работе [96] описывают коаксиальную лампу-кювету, с которой им удалось получить генерацию в метанольном растворе родамина 6Ж с КПД выше 1 %. По мнению авторов, на энергетические и временные характеристики импульса излучения лампы накачки и тем самым на КПД генерации существенно влияет согласование сопротивлений в разрядном контуре.

В системах накачки лазеров на красителях увеличение мощности достигается, как правило, повышением напряжения питания при небольшой величине накопительной емкости. Волновое сопротивление разрядного контура в таком случае оказывается намного больше активного сопротивления нагрузки (лампы), поэтому разрядный ток имеет вид затухающих колебаний.

Световой импульс накачки при этом имеет пологий задний фронт, за время которого бесполезно высвечивается значительная доля запасенной энергии. Уменьшение волнового сопротивления разрядного контура достигнуто авторами путем максимального снижения

индуктивности контура (она равна 55 нГн) и увеличением емкости до величины, при которой еще не слишком возрастает полуширина импульса накачки за счет увеличения  $RC$  контура.

В данном случае емкость конденсатора равна 18 мкФ при напряжении 20 кВ. При такой величине емкости режим разряда близок к критическому при любых достижимых величинах запасенной энергии. Разрядный контур системы состоит из последовательно соединенных конденсатора, вакуумного разрядника и лампы-кюветы. Отражающим материалом осветителя служит порошок оксида магния, запрессованный между внешней кварцевой трубкой и металлическим кожухом лампы.

Более детальный анализ путей оптимизации параметров разрядного контура и импульсной лампы был сделан этими же авторами в работе [176]. В работах [176, 178] ими были изучены электрические и спектрально-энергетические характеристики ряда ламповых систем, работающих с энергиями разряда от 50 Дж до 1000 Дж при длительности импульса разряда от 1 мкс до 5 мкс. Были получены условия электрического и спектрального согласования ламповых систем накачки, которые позволили создать ряд эффективных лазеров на красителях видимого спектрального диапазона, работающих в указанном интервале энергий накачки [177].

Этими же авторами была разработана система ламповой накачки [100] с номинальной энергией разряда 4 кДж. Разрядный контур этой системы содержал накопительный конденсатор емкостью 24 мкФ и коаксиальную импульсную лампу с длиной разрядного промежутка 59 см и площадью поперечного сечения разрядного объема 2,9 см<sup>2</sup>. Полная индуктивность контура составляла 0,27 мкГн.

Экспериментальные исследования этой системы накачки показали, что электрическое согласование разрядного контура с разрядным промежутком лампы с точностью 10 % реализуется при номинальной энергии разряда. С использованием этой системы авторы получили энергию генерации 40 Дж при энергии накачки 3,7 кДж, то есть КПД составил более 1 %.

Таким образом, наибольшие величины КПД лазеров на красителях с ламповой накачкой удается получить при использовании специальных совмещенных с лазерной кюветой коаксиальных импульсных ламп, согласованных с малоиндуктивным разрядным контуром, обеспечивающим микросекундную длительность импульса накачки.

В качестве материала отражателя может быть рекомендован спрессованный порошок оксида магния или серноокислого бария. Металлические отражатели (серебро и алюминий) менее эффективны,