

DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-06-81-89

УДК 535.24; 535.341.08

Ослабление моноимпульса неодимового лазера в цветных оптических стёклах

ГЕОРГИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ МЕЛИК-ГАЙКАЗОВ¹✉, ДАНИИЛ БОГДАНОВИЧ ДМИТРИЕНКО²,
ГЕННАДИЙ ПЕТРОВИЧ КУЗНЕЦОВ³, ИГОРЬ ГЕОРГИЕВИЧ АССОВСКИЙ⁴

Федеральный исследовательский центр химической физики РАН, Москва, Россия

¹g.melik-gaikazov@mail.ru <https://orcid.org/0000-0002-3518-6250>

²daniildinoz@yandex.ru <https://orcid.org/0000-0001-9581-3722>

³kuznetsov-47@bk.ru <https://orcid.org/0000-0002-4249-5772>

assov@chph.ras.ru <https://orcid.org/0000-0002-3489-5186>

Аннотация

Предмет исследования. Энергию лазерной вспышки измеряют непосредственно калориметром. Форму оптического импульса регистрируют при помощи фотоэлемента. Интенсивность излучения, преобразованного в фототок, приводят в относительных единицах. В оптической среде с сильным рассеянием освещённость изменяется в широких пределах. Чтобы составить баланс лучевой энергии в энергетических единицах, необходимо градуировать фотоэлемент непосредственно от лазера. Этого можно добиться, последовательно ослабляя энергию лазерного пучка с помощью цветных светофильтров. **Метод.** Исследовано ослабление моноимпульса неодимового лазера (длина волны $\lambda = 1064$ нм, длительность по уровню $0,5 t_{1/2} \approx 5 \times 10^{-9}$ с), пропущенного сквозь цветные светофильтры различных марок. **Основные результаты.** Обнаружено значительное расхождение интенсивности проходящего излучения для образцов с равной оптической плотностью, но различных марок стекла. Выделены три группы стёкол, различающиеся по уровню и характеру пропускания. Экспериментальные данные находят объяснение в рамках модели нелинейного поглощения излучения. **Практическая значимость.** Экспериментально подобраны светофильтры, наиболее пригодные для работы в данных условиях. Наилучшие характеристики у стекла марки ЖЭС. Не следует применять стёкла с наибольшим показателем поглощения.

Ключевые слова: лазер YAG: Nd³⁺, нелинейное поглощение, цветные оптические стёкла, оптическая плотность

Ссылка для цитирования: Мелик-Гайказов Г.В., Дмитриенко Д.Б., Кузнецов Г.П., Ассовский И.Г. Ослабление моноимпульса неодимового лазера в цветных оптических стёклах // Оптический журнал. 2022. Т. 89. № 6. С. 81–89. DOI 10.17586/1023-5086-2022-89-06-81-89

Коды OCIS: 160. 2750; 140.3530.

ВВЕДЕНИЕ

Световые потоки, регистрируемые в оптических средах с интенсивным рассеянием, варьируются в широких пределах. Если источником света является импульсный лазер, условия регистрации дополнительно осложняются. Диапазон регулировки энергии выходного пучка лазера ограничен. Генерация пучков с умеренной и малой энергией принципиально невозможна [1]. Можно осуще-

ствить прямую градуировку фотоприёмника, если использовать цветные светофильтры, ослабляющие энергию выходного пучка лазера в заданной кратности.

Материалом светофильтров являются цветные оптические стёкла [2–5]. В большинстве задач, связанных с внешним освещением, механизм избирательного поглощения (окраски) стекла имеет второстепенное значение. В данном случае следует остановиться на этом подробнее.

В молекулярно-окрашенных стёклах окраска передаётся стеклу исходно окрашенными (окисленными) формами некоторых металлов, соединяющимися с шихтой при плавке и не изменяющими своё первоначальное (окисленное) состояние в прозрачной, но окрашенной стекломассе. В этом несложно убедиться, сравнивая спектры поглощения цветных стёкол со спектрами растворов указанных металлов в различных кислотах (солей) [6]. В коллоидно-окрашенных стёклах возможно частичное восстановление металла с образованием коллоидных частиц субмикронных размеров. Образование частиц с размерами, меньшими длины волны, сопровождается приданием стеклу нового свойства — необычно крутой границей полосы пропускания, что характерно для сред с молекулярным рассеянием [7].

Можно предположить, что результирующая окраска стекла в том случае, если химический состав добавок неоднороден, должна складываться аддитивно. На практике это имеет место в основном для слабоокрашенных стёкол. В промышленных цветных стёклах с массовой долей примесей не менее 1% можно наблюдать явление усиления окраски, а также сдвиги основного тона [5].

Эффект усиления окраски есть следствие того, что молекулярные частицы красителя, распределённые в стекле, становятся центрами ориентации, создавая вокруг себя первоначальные направления. Размеры областей, носителей указанных направлений, недостаточны, чтобы вызвать к жизни явление оптической анизотропии [7]. Однако достаточны для того, чтобы значительно повлиять на закономерности поглощения. Указанный механизм можно иллюстрировать многими примерами. Всякий раз, когда из солей переходных металлов образуются координационные химические соединения, интенсивность окраски (и цветовая гамма) резко изменяются [6].

Несмотря на то, что в данном исследовании наиболее интересен ближний инфракрасный (ИК) диапазон, кратко опишем закономерности пропускания цветных стёкол в границах их оптической прозрачности.

Область пропускания (силикатных и фосфатных) цветных стёкол лежит в интервале 220 (160) – 3000 (5500) нм, в котором наблюдаются два максимума. Первый отмечается

в ультрафиолетовой, либо видимой части спектра. Его местоположение зависит от химического состава цветных примесей, содержащихся в массе стекла. Второй располагается в области $\lambda \approx 1500$ (2000) нм и слабо чувствителен к природе примесей. Обе полосы пропускания (молекулярно-окрашенных) стёкол сильно размыты [3]. Наличие в составе стекла некоторых лантаноидов легко определить по характерным пикам поглощения в различных частях спектра [3, 8, 9].

Таким образом, в практически интересной для нас области длин волн $\lambda \rightarrow 1064$ нм значительным поглощением обладает целый ряд молекулярно-окрашенных стёкол [3], что облегчает подбор подходящего светофильтра.

Стоит отметить, что, несмотря на качественное подобие спектров поглощения оксидов металлов, входящих в состав промышленных стёкол, наибольшим поглощением в области $\lambda \rightarrow 1064$ нм обладают оксиды меди и железа [6, 10]. Оксид меди в значительном количестве содержится в сине-зелёных стёклах [11, 12]. Оксиды железа (в разном количестве) входят в состав стёкол большинства марок, включая защитные стёкла для лазерной техники [13–15]. Поглощение стекла с малыми примесями указанных металлов (и некоторых других) на длине волны 1064 нм было исследовано в [16]. Каких-либо аномалий обнаружено не было.

Применение цветного стекла для градуировки лазерного пучка высокой энергии может быть ограничено эффектом «просветления» материала, который может себя проявить, если интенсивность излучения превосходит некоторую пороговую величину [1]. Здесь необходимо дать начальные пояснения. В линейной оптике широко используется принцип самостоятельности (не связанности между собой) отдельных оптических параметров материала. В нелинейной оптике указанный принцип в общем случае нарушается. Однако условия, когда можно наблюдать отклонения от «линейности», индивидуальны и главным образом определяются параметрами излучающих устройств. Мы ограничимся случаем одиночного лазерного импульса наносекундной длительности, для которого практически можно отвлечься от эффекта нелинейной поляризации, но наблюдать эффект нелинейного поглощения.

В последнее время интенсивно изучаются нелинейные эффекты в стёклах (материалах) с выраженными полупроводниковыми свойствами [19–26]. Наиболее близкие к нам условия имели место в работе [27]. Оптическим материалом служило красное стекло (КС), использовался неодимовый лазер с длиной волны излучения 1064 нм, оптические импульсы имели наносекундную длительность. Стекло марки КС относится к группе коллоидно-окрашенных стёкол: окраска стекла вызвана коллоидными частицами (сульфида кадмия) [2]. Данное стекло обладает высоким пропусканием в области $\lambda \rightarrow 1064$ нм [3]. Сведений для стёкол, молекулярно-окрашенных, в литературе (за последние годы) найти не удалось.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Практическая задача состоит в подборе светофильтров, подходящих для работы с лазерным моноимпульсом с плотностью мощности менее 1 МВт/см² и обосновании данного выбора.

Рассмотрим общее условие возникновения нелинейного поглощения в оптической среде. В рамках термодинамического подхода нелинейное поглощение объясняется нарушением (стационарного) баланса в распределении числа частиц в системе из двух энергетических уровней. Высокоинтенсивный пучок света вызывает «обеднение» нижнего (основного) уровня и, если релаксация (освобождение) верхнего энергетического уровня происходит не слишком быстро, число элементарных актов поглощения в единицу времени снижается с ростом интенсивности светового потока [1, 28, 29]. На практике к подобной схеме рассуждений прибегают в случае, когда в спектре поглощения материала можно выделить отдельные узкие линии, что, главным образом, имеет место в средах с малым содержанием поглощающих добавок [28]. Для большинства молекулярно-окрашенных стёкол подобные условия заведомо не выполняются.

Поскольку промышленные образцы цветных стёкол отличаются большим разнообразием в химическом составе и в количестве цветообразующих примесей, выделим общие физические закономерности, неизменные для всех образцов.

Прежде найдем характерные значения периода электронной осцилляции атома t_a

и релаксации (переходов без излучения) T , отражающих межатомное взаимодействие. Примем, что $t_a \approx \lambda/c$, где c — скорость света в среде. Величина T по порядку совпадает с периодом тепловых колебаний атомов (в кристаллической решётке) $T \approx d/C$, где C — скорость звука в среде [7]. Подставляя значения, $d \approx 10^{-10}$ м, $c \approx 2 \times 10^8$ м/с, $C \geq 10^3$ м/с [6, 30], получим $t_a \approx 10^{-14}$ с, $T \approx 10^{-13}$ с.

Для интересующего нас случая, когда время импульса $t_{1/2} \approx 5 \times 10^{-9}$ с имеем $t_{1/2} \gg t_a > T$. Это означает, что лазерный импульс с указанными выше параметрами можно рассматривать как источник с постоянной освещённостью.

Для дальнейших оценок преобразуем величину светового потока, создаваемого лазером F (Вт/см²), к плотности фотонов N_f , (числу фотонов в 1 см³): $N_f = F/(chv)$, где $h\nu$ (Дж) — энергия светового кванта. Лабораторный лазер небольших размеров создаёт интенсивность света, эквивалентную $N_f \approx 10^{16}–10^{17}$ см⁻³. Эта величина много меньше полного числа молекул в единице объёма $N_0 \approx 10^{21}–10^{22}$ см⁻³. (Число Авогадро $N_A \approx 6,3 \times 10^{23}$ моль⁻¹).

Для наглядности, оценим наибольшую долю объёма среды, занятой частицами, поглотившими свет. В кубике с ребром в 1 см, содержащем $N_0 \approx 10^{21}–10^{22}$ молекул, свет проходит расстояние, равное ребру куба, за время $t_1 = l/c = 5 \times 10^{-11}$ с. Доля объёма куба, занятая «горячими» частицами, составит $(t_a/t_1)^3 \approx (10^{-14}/5 \times 10^{-11})^3 \approx 10^{-11}$. Даже для оптически наиболее плотных стёкол, содержащих около 10% цветообразующих оксидов, доля объёма с подобными частицами может достичь $(t_a/t_1)^3 \times 0,1 N_0$, или $10^9–10^{10}$ частиц. Это значительно меньше плотности фотонов ($10^{16}–10^{17}$ см⁻³) и тем более не сопоставимо с полным числом молекул в единице объёма.

Методика вычисления пороговой интенсивности, когда следует учитывать эффект нелинейного поглощения, приведена во многих изданиях, например, в [1, 28, 29]. Для модельной двухуровневой системы при низких начальных температурах и при отсутствии спонтанного излучения пороговый световой поток составляет $N_f^* > 3 \times 10^8$ см⁻³.

В пластинке, ослабляющей световой поток в 10^5 раз, интенсивность выходящего из образца излучения будет равна $10^{16} \times 10^{-5} = 10^{11}$ см⁻³, что существенно превосходит значение $N_f^* > 3 \times 10^8$ см⁻³. Таким образом, эффект

нелинейного поглощения в цветном стекле в данных экспериментальных условиях вполне вероятен.

Следует отметить, что экспериментальное определение показателя поглощения стеклянной пластинки k_λ несложно, сложнее интерпретировать полученный результат. С учётом возможного «просветления» величина k_λ может лежать в интервале $k_\lambda^0 < k_\lambda < k_\lambda^\infty$, где значения k_λ^0 и k_λ^∞ соответствуют условиям слабого освещения и, соответственно, наибольшего просветления. Обнаружить эффект нелинейного поглощения можно лишь по косвенным признакам, например, по характерному отклонению от монотонной зависимости интенсивность – оптическая плотность стекла. Здесь необходима экспериментальная проверка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Экспериментальная установка состояла из четырёх элементов. Источником излучения служил твёрдотельный лазер марки ЛТИ-2416: (YAG: Nd³⁺). Лазер работал в режиме модулированной добротности. Длина волны $\lambda = 1064$ нм, время импульса по уровню

$0,5 t_{1/2} \approx 5 \times 10^{-9}$ с. Уровень энергии лазерного импульса (измеренный калориметром) составлял 10–15 мДж, что близко к порогу генерации.

В качестве светофильтров были использованы цветные оптические стёкла из стандартного набора [3]. Здесь и далее применены обозначения, принятые в [3]. Табличные значения величины пропускания стеклянной пластинки $\tau = \lg I/I_0$, где I , I_0 интенсивности пропущенного и падающего излучения, оптическая плотность стекла (пластинки) $D = k_\lambda l$, где k_λ — показатель поглощения и l — толщина пластинки, $l = 2,0-2,2$ мм.

В работе были использованы молекулярно-окрашенные стёкла следующих марок: УФС (ультрафиолетовое), СС (синее), СЗС (сине-зелёное), ЗС (зелёное), ЖЗС (жёлто-зелёное), НС (нейтральное), ТС (тёмное). Показатель поглощения k_λ стёкол выбранных марок в области длин волн $\lambda \rightarrow 1064$ нм изменяется в широких пределах. Значения k_λ для $\lambda = 1050$ и 1100 нм приведены в табл. 1–4. (Обычно выбирали значение k_λ для $\lambda = 1050$ нм). Поправка на отражение не учитывалась в силу её малости (в данных условиях).

Таблица 1. Поглощение стёкол УФС и ТС [3]

Марка стекла		$k_\lambda, \text{мм}^{-1}$		Марка стекла		$k_\lambda, \text{мм}^{-1}$	
		1050 нм	1100 нм			1050 нм	1100 нм
УФС	5	0,27	0,23	ТС	1	0,060	0,058
	8	0,50	0,56		4	0,38	0,33
	6	0,99	1,00		2	0,57	0,50
	2	1,70	1,45		3	1,22	1,07

Таблица 2. Поглощение стёкол ЖЗС и НС [3]

Марка стекла		$k_\lambda, \text{мм}^{-1}$		Марка стекла		$k_\lambda, \text{мм}^{-1}$	
		1050 нм	1100 нм			1050 нм	1100 нм
ЖЗС	9	0,130	0,112	НС	6	0,17	0,175
	1	0,38	0,33		7	0,25	0,25
	12	0,98	0,88		8	0,52	0,54
	13	0,98	0,88		9	0,67	0,68
	17	1,30	1,15		10	1,12	1,12
					11	1,28	1,25
					12	1,75	1,75

Таблица 3. Поглощение стёкол СС и СЗС [3]

Марка стекла		$k_{\lambda}, \text{мм}^{-1}$		Марка стекла		$k_{\lambda}, \text{мм}^{-1}$	
		1050 нм	1100 нм			1050 нм	1100 нм
СС	1	0,145	0,128	СЗС	15	0,25	0, 25
	11	0,27	0,29		16	0,62	0,62
	5	0,33	0,32		24	0,84	0,90
	15	0,64	0,60		8	0,91	0,79
	8	0,66	0,59		3	1,28	1,07
	14	1,00	1,02		25	1,55	1,70
					9	1,95	1,70

Таблица 4. Поглощение стекла ЗС [3]

Марка стекла		$k_{\lambda}, \text{мм}^{-1}$		Марка стекла		$k_{\lambda}, \text{мм}^{-1}$	
		1050 нм	1100 нм			1000 нм	1100 нм
ЗС	8	0,33	0,28	ЗС	3	0,83	0, 59
	1	0,48	0,42		6	1,30	0,92
	11	0,86	0,74				
	2	0,94	0,82				

Фотоэлементом служил полупроводниковый ррп-фотодиод SFH-203P. Сигнал фотоэлемента подавался на вход запоминающего осциллографа С9-8. Интенсивность излучения отсчитывали в относительных единицах по показаниям фотоэлемента. Наибольший разброс показаний фотоэлемента в нескольких опытах, выполненных в одинаковых условиях, составлял величину, не больше 5–10%. Во всех случаях, когда в опыте наблюдались значительные отклонения измеряемой величины против ожидаемых значений, эксперимент повторяли (подробнее об этом сказано ниже).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уже в первых опытах было найдено, что интенсивность излучения, выходящего из пластинки, необычно различается в стёклах разных марок и, чаще всего, немонотонно изменяется в зависимости от оптической плотности стекла. Далее, было обнаружено, что, если разместить экспериментальные точки для стёкол разных марок на одном графике, контуры найденной таким образом области располагают-

ся параллельно друг другу. Это означает, что местные уклонения точек отражают переход с одной ветви (уровня) на другую, что указывает на эффект «просветления». Вне участка перехода зависимости интенсивность — оптическая плотность имеют монотонный характер.

Для практической демонстрации целесообразно сгруппировать экспериментальные данные по трём рисункам.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные для стёкол УФС, ЖЗС и НС. Цифры возле точек (рис. 1) указывают на порядковый номер стекла УФС (УФС2, УФС8 и т.д.). Сумма цифр означает, что в опыте была использована комбинация (стопа) стёкол с указанными номерами.

Для стёкол указанных марок характерен монотонный рост пропускания с уменьшением оптической плотности во всём диапазоне измерений. Однако между отдельными марками имеются заметные различия. Так экспериментальные точки, полученные для стекла ЖЗС, ложатся с небольшим разбросом во всём интервале величины D , ограничивая снизу область пропускания стёкол данной группы. В эту же зависимость укладываются данные

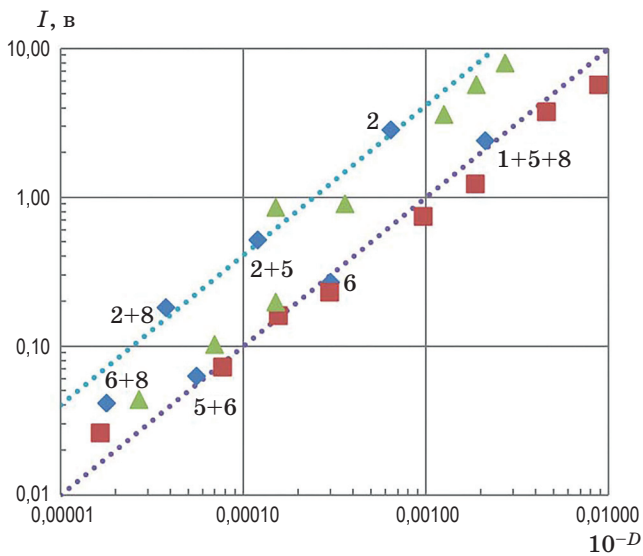


Рис. 1. Ослабление моноимпульса стёклами марок УФС (\diamond), ЖЗС (\square) и НС (Δ). Цифры на графике — номера стёкол марки УФС

для образцов стекла марки УФС кроме стекла УФС2 (и стопы стёкол, включающей УФС2), которые располагаются параллельно и выше, ограничивая таким образом коридор экспериментальных значений сверху. Для нейтрального стекла НС характерно промежуточное расположение экспериментальных точек (рис. 1).

Таким образом, «аномально высокое» пропускание имеет место для стекла УФС2, наиболее оптически плотного: $k_\lambda > 1 \text{ мм}^{-1}$ (табл. 1). Для стекла НС отмечается выброс вверх для образцов с $k_\lambda \geq 1,5 \text{ мм}^{-1}$ и обратное расположение точек (против стёкол УФС и ЖЗС).

На рис. 2 показаны экспериментальные данные для стёкол СС, СЗС и ТС. Пунктиром обозначен коридор значений для стёкол, отнесённых к первой группе. В целом пропускание стёкол данных марок лежит в границах ранее найденного коридора. Однако здесь явно выражен сложный характер размещения точек: можно выделить три участка с разным наклоном. Во второй группе также заметны внутренние различия. Для стекла СС в широком интервале оптической плотности пропускание больше, чем для стёкол СЗС и ТС (табл. 3). Для стекла СЗС повышенный уровень пропускания фиксируется для образцов, наиболее оптически плотных (СЗС9, СЗС25, табл. 3). Качественно похожая закономерность наблюдается для стекла ТС (табл. 1).

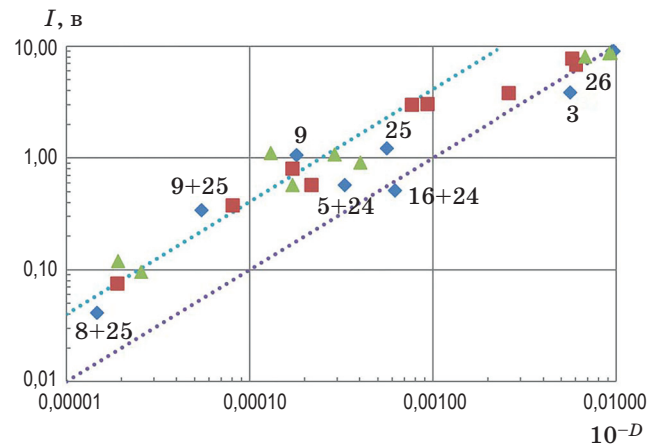


Рис. 2. Ослабление моноимпульса стёклами марок СЗС (\diamond), СС (\square) и ТС (Δ). Пунктирные линии — данные рис. 1. Цифры на графике — номера стёкол СЗС

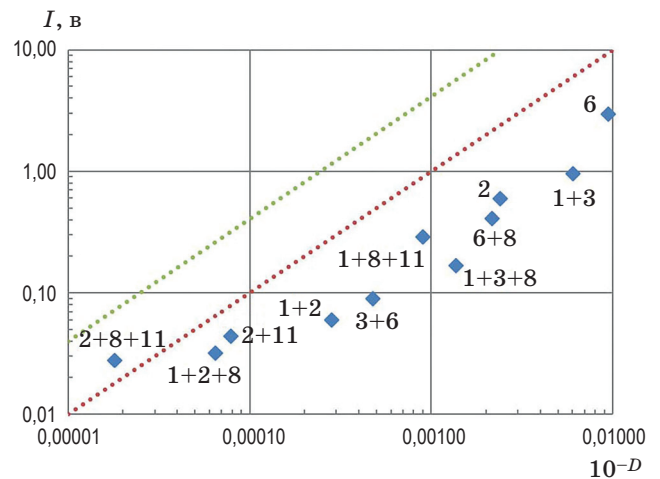


Рис. 3. Ослабление моноимпульса стеклом марки ЗС. Пунктирные линии — данные рис. 1. Цифры у точек — номера стёкол ЗС

На рис. 3 показаны данные для стекла ЗС. Для стекла данной марки характерно низкое пропускание во всем интервале оптической плотности (против всех остальных марок). На графике ясно различимы два участка с разным наклоном. Для стекла ЗС (как и для стекла ЖЗС) разброс экспериментальных точек во всем интервале оптической плотности примерно одинаков. В целом, закон пропускания стекла марки ЗС качественно повторяет зависимости, найденные для стёкол остальных марок, различаясь лишь отсутствием начального участка, что вероятно имеет место вследствие ограниченного интервала варьирования параметра D .

Таким образом, случаи «аномально высокого» пропускания наблюдаются в стёклах разных марок, но, главным образом, в образцах с наибольшим поглощением ($k_\lambda \geq 1 \text{ мм}^{-1}$), например, УФС2, СЗС9 и др. (табл. 1–4).

Проведём параллель между разбросом экспериментальных точек в стёклах разных марок. Поскольку точность задания показателя поглощения k_λ (при $\lambda \rightarrow 1064 \text{ нм}$) зависит от формы контура полосы поглощения, выделим характерные случаи. Генерация лазера (1064 нм) совпадает с участками резкого изменения показателя поглощения стекла $k_\lambda(\lambda)$, либо имеет место условие $k_\lambda(\lambda) \approx \text{const}$. В первом случае (вариант 1) $k_\lambda(\lambda)$ может резко уменьшаться (а), либо возрастать (б). Во втором случае (вариант 2) величина $k_\lambda(\lambda)$ практически постоянна. Систематическая погрешность, вызванная неточностью задания величины k_λ , будет наибольшей в первом случае и минимальна во втором (табл. 1–4). Численные оценки отношения $\Delta k_\lambda / \Delta \lambda$ показывают, что $(\Delta k_\lambda / \Delta \lambda)_2$ более чем на порядок меньше значений $(\Delta k_\lambda / \Delta \lambda)_1$.

Область значений k_λ для образцов стекла марки УФС (кроме УФС2) соответствуют варианту 2, для стекла УФС2 – варианту 1. Видно, что местный разброс точек (для обеих ветвей) одинаков (рис. 1). Таким образом, «аномально высокая» прозрачность стекла УФС2 не является следствием статистического разброса данных, а возникает вследствие физических причин.

Для стёкол остальных марок наблюдается схожая картина. Случайные отклонения точек приблизительно одинаковы в ряду стёкол с разной плотностью ($k_\lambda \times l$) и разных марок (рис. 2 и 3). Связь между отклонением точек и параметром $\Delta k_\lambda / \Delta \lambda$ не прослеживается. Таким образом, характер расположения массива точек (рис. 2, рис. 3) не связан с погрешностью величины k_λ и указывает на физическую закономерность: оптически плотные стёкла «просветляются» сильнее.

Подведем итоги. Закономерности ослабления лазерного импульса (1064 нм) в цветных стёклах разных марок в целом соответствуют предсказаниям теоретической модели, разработанной в предположении «узкой» спектральной линии. В стёклах, оптически наиболее плотных, длина волны лазера ближе расположена по отношению к (размытому)

центру полосы «молекулярного» поглощения [28]. Большое снижение интенсивности излучения в плотных стёклах недостаточно для нарушения порогового условия $N_f^* > 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Поэтому «просветление» наблюдается в оптически плотных стёклах, в то время как в более прозрачных аналогах эффект слабо выражен, несмотря на меньшее ослабление излучения стеклом (рис. 1 и 2).

Монотонный ход зависимости пропускания — оптическая плотность для стекла ЖЗС может иметь простое объяснение. Величины показателя поглощения k_λ для стёкол данной марки не превосходят значения $k_\lambda^* \approx 1 \text{ мм}^{-1}$ (табл. 2).

Однако выявленное правило сопровождается исключениями. Так, стекло СС «просветляется» и при $k_\lambda < 1 \text{ мм}^{-1}$, рис. 2. Не находит простого объяснения причина низкого пропускания стекла марки ЗС, хотя закономерности, найденные для стекла данной марки, качественно подобны всем остальным. Это тем более необычно, если учесть, что спектральные характеристики стёкол ЗС и ЖЗС во многом похожи [3].

Стоит отметить, что стёкла ЗС3 и ЗС6, судя по характерным полосам в видимом спектре, содержат в своем составе лантаноиды. Однако в расположении точек для стёкол ЗС3 и ЗС6 (рис. 3) не обнаруживается никаких особенностей по сравнению с остальными стёклами данной марки. Можно предположить, что количественные и качественные отличия между отдельными марками определяются, в первую очередь, внутренней структурой стекла, зависящей от состава и количества примесей.

Отметим, что измерения величин пропускания выполнены на пластинках с $l \approx 2 \text{ мм}$. В этом случае мы фактически имеем дело с величиной \bar{D} , т.е. интегральным значением оптической плотности. В этой связи были бы интересны экспериментальные данные для пластинок иной толщины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поглощение излучения стеклом в области длин волн $\lambda \rightarrow 1064 \text{ нм}$ сопровождается электронными переходами, которые отвечают межмолекулярному взаимодействию. Последнее наиболее выражено в ассоциированных жидкостях (вода, ряд органических полимеров),

а также в неорганических стёклах, которым присущи элементы полимерного строения [5]. При внешнем наблюдении за ограниченный период времени может проявиться неоднородность условий поглощения квантов света в центрах поглощения (не всегда совпадают с центрами молекул). Указанный механизм кладется в основу причины неравномерного уширения спектральных линий лантаноидов в стёклах [28]. Если оптический импульс кратковременный, стационарное распределение (откликов) в цветном стекле установиться не успевает. Этим, по-видимому, можно объяснить характерные особенности пропу-

скания стёкол отдельных марок. Внутренняя структура стёкол сложным образом зависит от массовой доли и природы окрашивающих примесей.

Практический результат данного исследования заключается в подборе светофильтра с линейной характеристикой в заданном диапазоне оптической плотности. Лучше всего подходит стекло марки ЖЗС. Можно также использовать стёкла иных марок (кроме СС и ЗС), но с тем условием, чтобы показатель поглощения стекла не превосходил значения $k_{\lambda}^* \leq 1 \text{ мм}^{-1}$. Также допустимы стопы стёкол, причём — необязательно одной марки.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Лендьял Б. Лазеры. Генерация света с помощью вынужденного излучения. Пер. с англ. М.: Мир, 1964. 208 с.
2. ГОСТ 9411-91. Стекло оптическое цветное. М.: Издательство стандартов, 1991. 48 с.
3. Вейнберг Т.И. Каталог цветного стекла. М.: Машиностроение, 1967. 61 с.
4. Петровский Г.Т. Цветное оптическое стекло и особые стекла. Каталог / Под ред. Петровского Г.Т. М.: Дом оптики, 1990. 228 с.
5. Китайгородский И.И. Технология стекла / Под ред. Китайгородского И.И. М.: Госстройиздат, 1961. 610 с.
6. Никольский Б.П. Справочник химика. Том 1–4 / Под ред. Никольского Б.П. Л.: Химия, 1967. 919 с.
7. Волькенштейн М.В. Молекулярная оптика. М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. 744 с.
8. Саркисов П.Д., Сигаев В.Н., Голубев Н.В., Савенков В.И. Оптическое фосфатное стекло // Патент РФ № 2426701. 2011.
9. Малашевич Г.Е., Сигаев В.Н., Саркисов П.Д. и др. Стекло // Патент РФ № 2386596. 2010.
10. Замятин О.А., Чурбанов М.Ф., Плотниченко В.Г. и др. Удельный коэффициент поглощения меди в стекле (TeO₂)_{0.80}(MoO₃)_{0.20} // Неорганические материалы. 2015. Т. 51. № 12. С. 1380–1384.
11. Корнилова Э.Е., Лунькин С.П., Уголева М.Я. Стекло для светофильтров // А.с. № 1632955А1. Бюл. изобр.1991. № 9. С. 4
12. Корнилова Э.Е., Якунинская А.Е. Стекло для светофильтров // Патент РФ № 2045488. 1995.
13. Щавелев О.С., Плуталова Н.Ю., Цветков А.Д., Любочская Г.Н. Цветное стекло // А.с. № 587111. Бюл. изобр. 1978. № 1. С. 4.
14. Могильная Л.Г., Зиновьева О.Б., Фирсова Ю.А., Гулюкин М.Н. Цветное оптическое стекло // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 4. С. 70–71.
15. Фирсова Ю.А., Гулюкин М.Н., Храмогин Д.А. Нейтральные стекла и особенности их синтеза в газовых печах // Контенант. 2020. Т. 19. № 1. С. 24–28.
16. Гусев П.Е., Арбузов В.И., Ворошилова М.В. и др. Влияние красящих примесей на поглощение лазерного неодимового фосфатного стекла на длине волны генерации // Физика и химия стекла. 2006. Т. 32. № 2. С. 201–210.
17. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003. 848 с.
18. Чунаев Д.С., Снопатин Г.Е., Плотниченко В.Г., Карасик А.Я. Двухфотонное поглощение в стеклах на основе сульфида мышьяка // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 10. С. 895–898.
19. Чунаев Д.С., Замятин О.А., Карасик А.Я., Плотниченко В.Г., Карасик А.Я. Двухфотонное поглощение в теллурично-цинкатном стекле 70TeO₂-30ZnO // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 8. С. 715–716.

20. Касымджанов М.А., Курбанов С.С., Захидов Э.А. и др. Одно- и двухфотонное поглощение в многокомпонентных стеклах и измерение кубической нелинейной восприимчивости // *Оптика и спектроскопия*. 2006. Т. 101. № 1. С. 115–119.
21. Кузюкина Ю.С. Особенности нелинейного оптического отклика в халькогенидных стеклах вблизи края полосы фундаментального поглощения // Автореф. канд. дис. Саратов: Саратовский государственный университет, 2015. 22 с.
22. Салманов В.М., Гусейнов А.Г., Магомедов Р.М. и др. Нелинейное оптическое поглощение в GaAs при лазерном возбуждении // *Оптика и спектроскопия*. 2020. Т. 128. № 4. С. 513–516.
23. Долотов С.М., Колдунов Л.М., Колдунов М.Ф. и др. Нелинейное поглощение лазерного излучения фталоцианинами цинка и свинца и порфирином цинка, находящимися в композитной матрице нанопористое стекло — полимер // *Квантовая электроника*. 2012. Т. 42. № 1. С. 39–43.
24. Блонский И.В., Кадан В.Н., Шпотюк О.И. и др. Нестационарное поглощение света в стекле, вызванное фемтосекундными лазерными импульсами // *Квантовая электроника*. 2009. Т. 39. № 10. С. 933–937.
25. Мелехин В.Г., Колобкова Е.В., Липовский А.Л. и др. Фторофосфатные стекла, активированные квантовыми точками PbSe, и их нелинейные характеристики // *Физика и химия стекла*. 2008. Т. 34. № 4. С. 462–469.
26. Межрюков А.М. Оптические свойства силикатных стекол в условиях нелинейного поглощения лазерного излучения // Автореф. канд. дис. СПб.: Ун-т ИТМО, 1994. 18 с.
27. Корепанова А.Г., Кривенков Р.Ю., Михеев Г.М. Нелинейное поглощение в красных стеклянных фильтрах на длине волны 1064 нм // *Приборостроение в XXI веке. Интеграция науки, образования и производства*. Сб. матер. XIII международной научно-практической конф. 22–24 ноября 2017. Ижевск, РФ. 2018. С. 648–655.
28. Кондиленко И.И., Коротков П.А., Хижняк А.И. Физика лазеров. Киев: Вища школа, 1984. 232 с.
29. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983. 319 с.
30. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.

АВТОРЫ

Георгий Владимирович Мелик-Гайказов — канд. физ.-матем. наук, Федеральный исслед. центр хим. физики РАН, 199991, Москва, Россия, <http://orcid.org/0000-0002-3518-6250>, g. melik-gaikazov@mail.ru, marsh@chph.ras.ru

Даниил Богданович Дмитриенко — инженер-исследователь, Федеральный исслед. центр хим. физики РАН, 199991, Москва, Россия, <http://orcid.org/0000-0001-9581-3722>, daniildinoz@yandex.ru

Геннадий Петрович Кузнецов — канд. физ.-матем. наук, старший научный сотрудник, Федеральный исслед. центр хим. физики РАН, 199991, Москва, Россия, <http://orcid.org/0000-0002-4249-5772>, kuznetsov-47@bk.ru

Игорь Георгиевич Ассовский — доктор физ.-матем. наук, заведующий лабораторией, Федеральный исслед. центр хим. физики РАН, 199991, Москва, Россия, <http://orcid.org/0000-0002-3489-5186>, assov@chph.ras.ru

AUTHORS

Georgiy V. Melik-Gaikazov — PhD in Physics, engineer, Federal Research Center of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, 199991, Moscow, Russia, <http://orcid.org/0000-0002-3518-6250>, g. melik-gaikazov@mail.ru, marsh@chph.ras.ru

Daniil B. Dmitrienko — science-engineer, Federal Research Center of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, 199991, Moscow, Russia, <http://orcid.org/0000-0001-9581-3722>, daniildinoz@yandex.ru

Gennady P. Kuznetsov — PhD in Physics, senior researcher, Federal Research Center of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, 199991, Moscow, Russia, <http://orcid.org/0000-0002-4249-5772>, kuznetsov-47@bk.ru

Igor G. Assovsky — Dr.Sc. in Physics, head of the laboratory, Federal Research Center of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences, 199991, Moscow, Russia, <http://orcid.org/0000-0002-3489-5186>, assov@chph.ras.ru