

УДК 535.2+535.36

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ ПЛОСКИЕ СЛОИ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Н. А. Войшвилло, Л. Д. Блинова и Э. И. Хапугина

При различных углах падения освещающего пучка и переменной оптической толщине слоя представлены индикатрисы рассеяния света, прошедшего через плоские образцы светорассеивающих стекол разных сортов, для которых указаны при этом параметры однократного рассеяния. Показано, что при большой оптической толщине слоя закономерность углового распределения коэффициента яркости вида $\beta(\theta)/\beta(0^\circ) =$

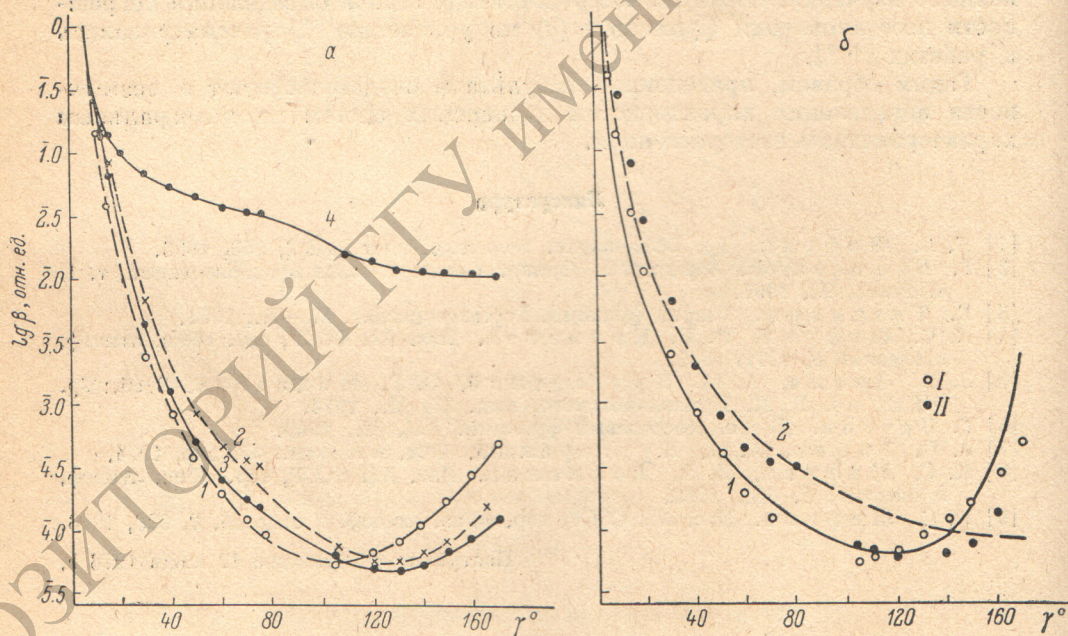


Рис. 1. Индикатрисы однократного рассеяния стекол разных сортов.

a — экспериментальные индикатрисы: 1 — стекло марки MC19, 2 — MC23, 3 — MC13, 4 — MC12; b — индикатрисы Хенли—Гринштейна (сплошная и штриховая линии); экспериментальные данные: I — стекло марки MC19, II — MC23; параметры теоретических кривых: I — $g_1=0.99$, $g_2=0.97$, $b=0.98$, 2 — $g=0.98$, $b=1.0$.

$= (1-a) + a \cos \theta$ сохраняется и для стекла, у которого индикатриса элементарного объема чрезвычайно вытянута в переднюю полусферу. Действие границы слоя стекло—воздух приводит к увеличению диффузности углового распределения прошедшего излучения и изменению соответствующей аналитической аппроксимации, которая принимает вид $I(\theta)/I(0^\circ) = (1-k) + k \cos \theta$, где I — сила света.

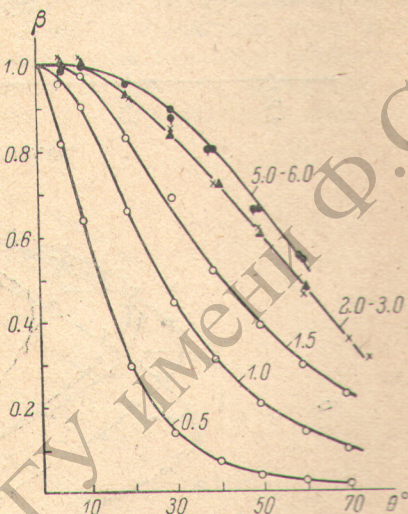
Угловое распределение (индикатриса рассеяния) излучения, прошедшего через плоский рассеивающий слой, является важнейшей характеристикой и рассеивающей среды, и самого объекта. Большой интерес представляет выяснение влияния на индикатрису рассеяния таких суще-

ственных факторов, как индикатриса рассеяния элементарного объема, оптическая толщина слоя, угол падения на него освещающего пучка. Не менее важна также оценка возможности получения сравнительно простой аналитической аппроксимации индикатрисы рассеяния. Теоретически принципиально указанные вопросы решены [1, 2], однако при сильно вытянутых индикатрисах элементарных объемов получение конечных аналитических выражений сопряжено с большими математическими трудностями. В связи с этим большая роль принадлежит экспериментальному изучению этих вопросов и именно такую цель преследовала работа, результаты которой описаны в настоящем сообщении.

Объектами исследования служили плоские слои светорассеивающих стекол [3] нескольких сортов, индикатрисы рассеяния которых измерялись при помощи установки, описанной в работе [4], и $\lambda = 546$ нм. Большим преимуществом использования светорассеивающих стекол в качестве исследуемых объектов (помимо удобства работы с ними и стабильности их структуры во времени) является то обстоятельство, что для некоторых сортов стекла при реальных толщинах образцов имеется возможность проследить характеристики светорассеяния при существенно различных кратностях рассеяния, реализованного в слое — от однократного рассея-

Рис. 2. Индикатрисы рассеяния прошедшего света при нормальном падении освещающего пучка для образцов разной толщины из стекла марки МС13.

Цифры у кривых означают примерную толщину образцов в миллиметрах.



ния до рассеяния очень высокой кратности, что с другими рассеивающими объектами обычно достичь не удастся. Это позволяет провести сопоставление характеристик многократного рассеяния (в том числе и углового распределения рассеянного излучения, прошедшего через слой) и однократного рассеяния светорассеивающих стекол. В первую очередь мы остановимся на результатах, полученных для образцов стекла, у которых с помощью специального приема устранялось преломляющее и отражающее действие границ образца стекло—воздух на форму индикатрисы рассеяния. Это достигалось благодаря установке образца с прослойкой иммерсии между двух полуцилиндров из прозрачного оптического стекла и наблюдении рассеянного света через цилиндрическую поверхность. В этих условиях были получены результаты, представленные на рис. 1—5, 7.

1. Параметры однократного рассеяния. В качестве основных параметров однократного рассеяния были выбраны: показатель рассеяния σ , показатель поглощения α и фактор анизотропии g индикатрисы элементарного объема $\chi(\gamma)$, равный $g = (1/2) \int_{-1}^{+1} \chi(\gamma) \times$

$\times \cos \gamma \sin \gamma d\gamma$. Показатель поглощения стекол марок МС20, МС19, МС13, МС23 и МС12 не превосходит 0.03 см^{-1} , а для стекла марки ОНС2 $\alpha = 2.7 \text{ см}^{-1}$. Показатель рассеяния стекол марок МС19, МС13, МС23 и МС12 измерялся при помощи метода, описанного в работе [5] (на основе измерения коэффициента направленного пропускания и применения закона Бугера), а стекла марок МС20 и ОНС2 — на основе решения обратной задачи рассеяния, так же как и показатель поглощения стекла марки ОНС2. Результаты измерений показателей рассеяния и поглощения позволили

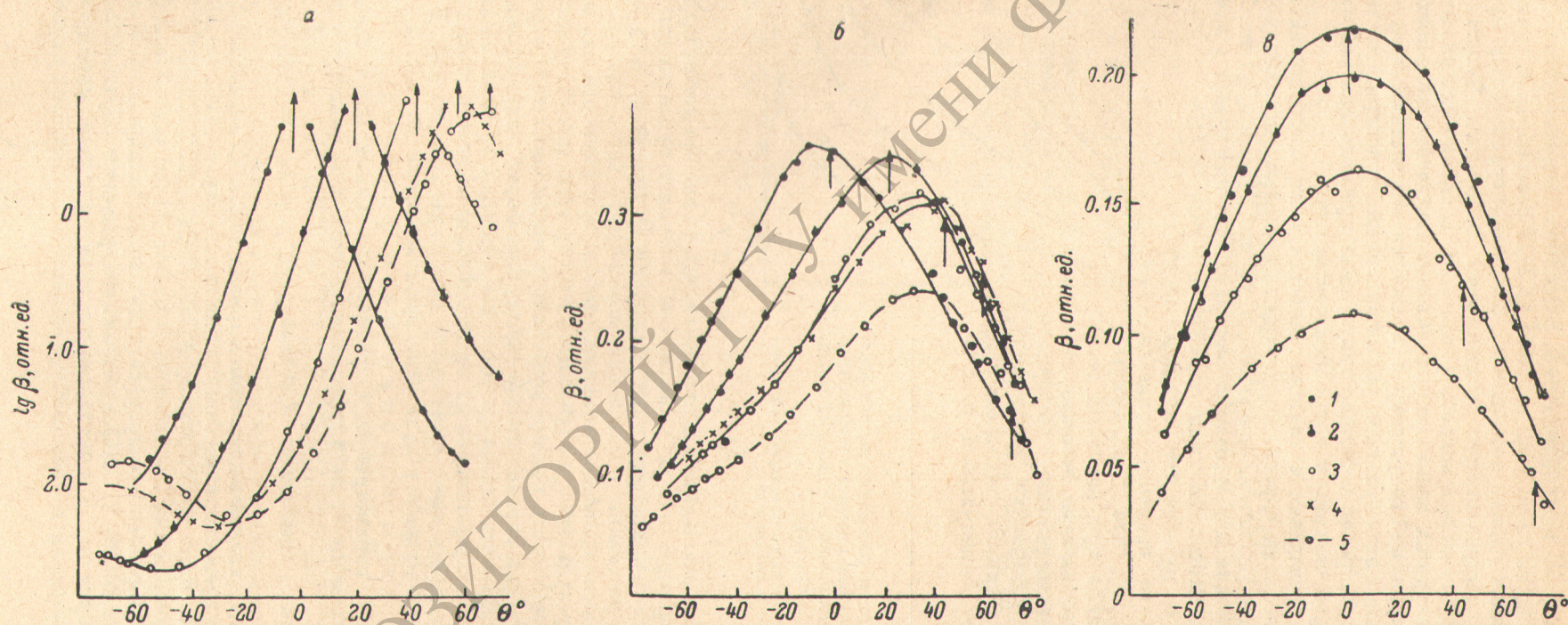


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния прошедшего света при разных углах падения освещающего пучка φ для образцов толщиной 2 мм, изготовленных из разных сортов стекла.

a — стекло марки MC19, $\tau=6$; *б* — стекло марки MC13, $\tau \approx 40$; *в* — стекло марки MC12, $\tau \approx 75$.
 φ , град.: 1 — 0, 2 — 22.5, 3 — 45, 4 — 60, 5 — 72.

Параметр	Марка стекла					
	МС19	МС23	МС13	МС12	МС20	ОНС2
Показатель рассеяния σ , см^{-1}	23.0	290	200	370	1600	3500
Фактор анизотропии g	0.93	0.95	0.98	—	0.80	0.95
$1 - \Delta$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-4}$
Показатель глубинного ослабления ϵ' , см^{-1}	—	1.7	2.0	3.1	3.6	44
Параметр χ	—	0.006	0.01	0.008	0.002	0.013

вычислить вероятность выживания фотона Δ , значения которых даны в таблице. Как следует из представленных данных, все исследованные стекла имеют вероятность выживания фотона Δ , близкую к единице, т. е. невысокое удельное поглощение, что определяет малые значения глубинного показателя ослабления ϵ' , а следовательно, и важного параметра $\chi = \epsilon'/\epsilon = \epsilon' / (\alpha + \sigma)$. Экспериментально значения ϵ' определялись на основе

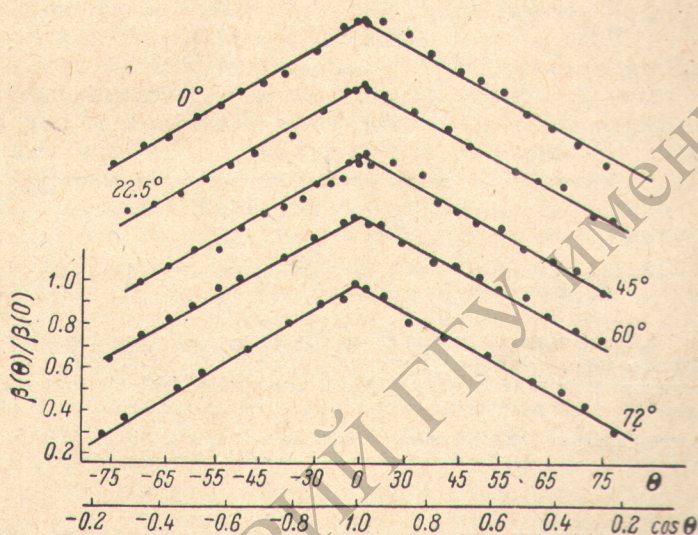


Рис. 4. Зависимость от $\cos \theta$ коэффициента яркости света, прошедшего через образец из стекла марки МС12 толщиной 1.96 мм при разных углах падения освещающего пучка, значения которых указаны цифрами у кривых.

измерения коэффициента яркости излучения, прошедшего через оптически толстые слои стекла различной геометрической толщины. Именно значения $\chi \ll 1$ позволяют в дальнейшем применить асимптотические формулы для оптически толстых слоев.

Фактор анизотропии g индикатрисы рассеяния элементарного объема стекол марок МС19, МС13, МС23 и МС12 рассчитывался путем численного интегрирования по результатам непосредственных измерений индикатрис рассеяния очень тонких (толщина образцов составляла несколько сотых долей мм) образцов. Для определения фактора анизотропии g стекол марок МС20 и ОНС2 использовалась оценка размера рассеивающих частиц из снимков, полученных на электронном микроскопе и расчет g на основе формулы для коэффициента $g = \omega_1/3$, которая получена в работе [6] и которая позволяет рассчитать ω_1 по известному размеру частиц. Значения параметров σ , g , ϵ' , Δ и χ для использованных в работе светорассеивающих стекол указаны в таблице, а на рис. 1, а представлены индикатрисы рассеяния элементарных объемов стекол марок МС19, МС13, МС23 и МС12, нормированные к единице при угле рассеяния $\gamma = 5^\circ$. Как видно из рис. 1,

индикатрисы рассеяния элементарных объемов стекол марок МС19, МС13 и МС23 чрезвычайно вытянуты в переднюю полусферу — при увеличении угла рассеяния от 5 до $\sim 100^\circ$ яркость рассеянного света падает более чем на 4.5 порядка. Природу рассеяния света исследуемыми стеклами нельзя описать простой дифракционной моделью; в то же время по причине несферической формы рассеивающих неоднородностей в стеклах использование формул Ми, даже с учетом полидисперсности системы, также не обеспечило бы совпадения расчетных и экспериментальных индикат-

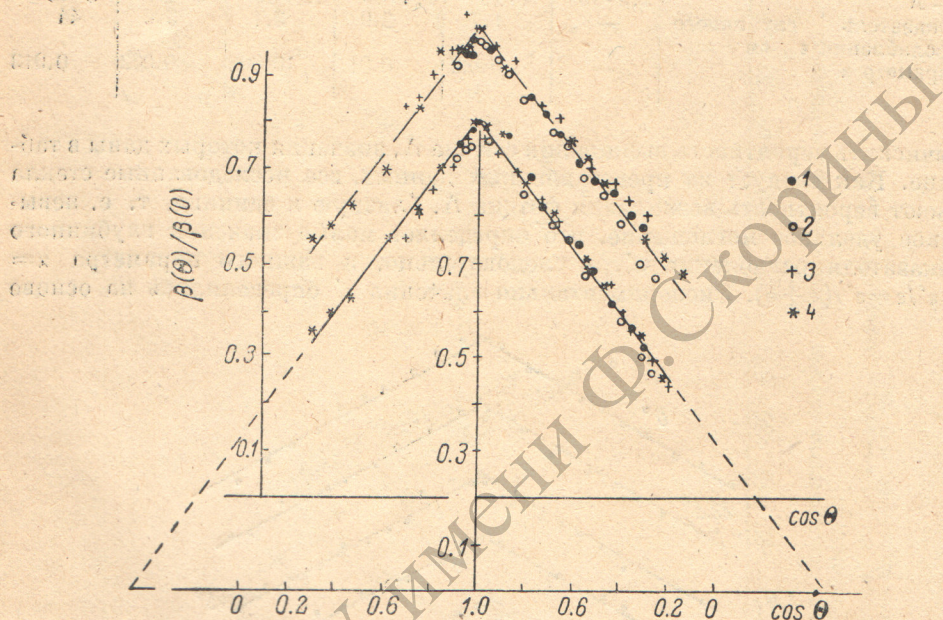


Рис. 5. Зависимость от $\cos \theta$ коэффициента яркости света, прошедшего через образцы из стекла марки МС20 толщиной 0.51 мм (штриховые линии) и марки ОНС2 толщиной 0.50 мм (сплошные линии) при разных углах падения освещающего пучка φ .

Для стекла марки МС20 ось абсцисс смещена вверх, а ось ординат влево. φ , град.: 1 — 0, 2 — 22.5, 3 — 45, 4 — 72.

рис рассеяния. Поэтому для аналитического представления индикатрис рассеяния элементарных объемов более перспективным представляется путь аналитического описания индикатрис без связи с физической природой процесса, ее определяющего. Действительно, экспериментальные индикатрисы рассеяния элементарных объемов удалось аппроксимировать индикатрисами Хеньи—Гринштейна с высокими значениями параметра g , входящего в аппроксимирующую формулу. В некоторых случаях потребовалось сочетание двух индикатрис Хеньи—Гринштейна с разными параметрами g_i , взятых с разными весами b ,

$$\chi(\gamma) = b \frac{1 - g_1^2}{(1 + g_1^2 - 2g_1 \cos \gamma)^{3/2}} + (1 - b) \frac{1 - g_2^2}{(1 + g_2^2 - 2g_2 \cos \gamma)^{3/2}}.$$

Пример такой аппроксимации индикатрис элементарных объемов стекол марок МС19 и МС23 дан на рис. 1, б. В области углов рассеяния $\gamma < 5^\circ$ экспериментальные индикатрисы рассеяния элементарных объемов стекол марок МС19, МС13 и МС23, так же как и при $\gamma > 5^\circ$, хорошо согласуются с расчетными. Исключение составляет стекло марки МС12, у которого в области $\gamma < 5^\circ$ наблюдается резкий максимум и экспериментальная индикатриса рассеяния идет выше аппроксимирующей расчетной индикатрисы Хеньи—Гринштейна (по этой причине в таблице значения фактора анизотропии g для стекла марки МС12 не указаны). Такой характер индикатрисы рассеяния обусловлен реальной структурой стекла

марки МС12, в котором наряду с мелкими кристаллами содержатся каплеобразные ликвационные области с размерами 30—50 мкм. Можно считать, что индикатрисы рассеяния Хенри—Гринштейна аппроксимируют широкоугольную индикатрису рассеяния ($\gamma > 5^\circ$), обусловленную рассеянием света на более мелкой структурной фазе, а максимум индикатрисы рассеяния в области углов, близких к направлению распространения освещающего пучка, определяется рассеянием света на крупных каплеобразных частицах.

II. Индикатрисы рассеяния света, прошедшего через плоские слои переменной толщины, и разных углов падения освещающего пучка. Для всех рассматриваемых в сообщении сортов стекла были измерены индикатрисы прошедшего света при разных толщинах образцов. В качестве примера на рис. 2 даны индикатрисы рассеяния света, прошедшего через образцы стекла марки МС13 разной толщины и нормальном падении освещающего пучка. Из рисунка видно, что по мере увеличения оптической толщины слоя, т. е. по мере нарастания кратности рассеяния вытянутость индикатрисы прошедшего через слой излучения в переднюю полусферу уменьшается и, наконец, при толщине $z \approx 6$ мм форма индикатрисы рассеяния стабилизируется — дальнейшее увеличение толщины образца не приводит к ее изменению.

На рис. 3 демонстрируется влияние угла падения освещающего пучка ϕ на форму индикатрисы излучения, прошедшего через плоский рассеивающий слой при неизменной его толщине. На рисунке представлены результаты измерения трех образцов из разных сортов светорассеивающих стекол одинаковой геометрической толщины, но с существенно различной оптической толщиной τ ; направление распространения освещающего пучка на графиках указано стрелками. При оптических толщинах, меньших оптической толщины τ_0 , соответствующей наступлению в толще стекла глубинного режима, угол падения освещающего пучка является фактором, чрезвычайно сильно влияющим на индикатрисы рассеяния. Как видно из рисунка, при малых τ индикатрисы прошедшего излучения имеют максимум, расположенный вдоль направления распространения освещающего пучка. Затем, по мере увеличения оптической толщины индикатрисы рассеяния меняются в той последовательности, которую и следовало ожидать: положение максимума смещается в сторону нормали к слою, и, наконец, при наибольшей представленной оптической толщине (рис. 3, в) при любом угле падения освещающего пучка максимум индикатрисы рассеяния наблюдается только в одном направлении — по нормали к слою. Из результатов измерений серии образцов разной толщины следует, что чем более касательно падение освещающего пучка, тем большая оптическая толщина необходима для того, чтобы направление максимума индикатрисы рассеяния прошедшего света совпало с направлением нормали к слою.

Расчеты индикатрис рассеяния прошедшего излучения при разных углах падения освещающего пучка и сравнительно небольших оптических толщин слоя (на основе решения тем или иным способом уравнения переноса излучения) выполнены для ряда конкретных специальных индикатрис элементарного объема [7-9], отличных от индикатрис рассеяния элементарных объемов светорассеивающих стекол. Поэтому имеется возможность лишь качественного сравнения полученных экспериментальных результатов с теоретическими индикатрисами рассеяния.¹ Из анализа известных теоретических индикатрис рассеяния следуют выводы относительно характера влияния угла падения освещающего пучка на форму индикатрисы прошедшего излучения для слоев различной оптической толщины, аналогичные полученным на основе экспериментальных резуль-

¹ Теоретические индикатрисы рассеяния рассчитывались, как правило, для моделей элементарных объемов аппроксимирующих представляющих большой интерес реальных объектов — чаще всего капель дымки и тумана, а также монодисперсных систем сферических частиц.

татов. Из сравнения экспериментальных и теоретических индикатрис рассеяния выявляется существенное значение индикатрисы рассеяния элементарного объема. В частности, можно указать такой конкретный результат: в индикатрисе рассеяния света, прошедшего через слой стекла марки МС19 с оптической толщиной $\tau=6$, наблюдаются очень резкие максимумы вдоль направления распространения освещающего пучка (рис. 3, а). В то же время в теоретической индикатрисе рассеяния излучения, прошедшего через слой дымки, даже меньшей оптической толщины ($\tau=4$, $\varphi=45^\circ$), максимум выражен весьма слабо (яркость в направлении максимума только в 1.2 раза выше яркости по направлению нормали к слою [7]). Это различие естественно объяснить сравнительно большей вытянутостью индикатрисы рассеяния элементарного объема стекла марки МС19 [параметры индикатрис рассеяния $\chi(\gamma)$ — для стекла марки МС19 фактор анизотропии $g=0.98$, для дымки — $g_1=0.824$, $g_2=-0.55$, $b=0.9724$].

Представляется, что положение максимума в индикатрисе рассеяния, прошедшего через слой излучения при $\Theta=0^\circ$, при наклонном падении освещающего пучка может рассматриваться в качестве наиболее чувствительного критерия наступления внутри слоя глубинного режима. В стекле марки МС23 при $\varphi=72^\circ$ максимум индикатрисы прошедшего излучения смещается к $\Theta=0^\circ$ лишь при толщине $z > 5.0$ мм, а в стекле марки МС13 при $z \approx 10$ мм. Отсюда на основе указанного признака можно считать, что в этих стеклах с сильно вытянутыми индикатрисами рассеяния элементарного объема глубинный режим наступает при $\tau_0^* \approx 200$. Обращает на себя внимание столь высокое значение τ_0^* для исследуемых стекол. В связи с этим интересно привести некоторые теоретические оценки, относящиеся к данному вопросу. Известно на основе теоретических рассмотрений, что в слое полубесконечной оптической толщины, содержащем сферические частицы с показателем преломления, равным 1.33 и $\rho=2\pi r/\chi=20$ (r — радиус частицы), глубинный режим наступает при оптической толщине, равной 11—18 [10]. Эта оптическая толщина при изотропной индикатрисе элементарного объема равна 4, а для средней земной индикатрисы рассеяния — 6 [11]. Однако теоретически установлено, что с увеличением вытянутости индикатрис рассеяния элементарных объемов значение оптической толщины наступления глубинного режима смещается в сторону больших значений [11]. Влияние вытянутости индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$ на величину τ_0^* прослеживается и в опытах со светорассеивающими стеклами. Действительно, если для стекол марок МС13 и МС23 $\tau_0^* \approx 200$, то для стекла марки МС12 τ_0^* значительно меньше: $\tau_0^* < 75$ (рис. 3, в). Это отличие можно объяснить меньшей вытянутостью индикатрисы рассеяния элементарного объема стекла марки МС12 по сравнению со стеклами марок МС13 и МС23 (рис. 1).

Индикатрисы рассеяния света, прошедшего через рассеивающие слои с оптической толщиной $\tau < \tau_0^*$, сложным образом зависят как от τ , так и от угла падения освещающего пучка и для них не удается найти сравнительно простого аналитического представления. Однако при значительном увеличении оптической толщины угловое распределение прошедшего через слой излучения стремится к некоторому предельному распределению и по достижении слоев толщины τ_0^* структура углового спектра существенно упрощается. Вопрос этот рассматривался Амбарцумяном [12], но наиболее полное толкование он получил в монографии Соболева [1]. В теоретических рассмотрениях как на основе анализа приближенных формул, так и на основе численного эксперимента, а также при экспериментальных исследованиях порошков и некоторых суспензий было установлено простое приближенное (с точностью, достаточной для многих применений) выражение, которое описывает относительное угловое распределение яркости света, прошедшего через оптически толстые рассеивающие слои [13—21],

$$L(\Theta) = M + N \cos \Theta. \quad (1)$$

Для сред с очень вытянутыми индикатрисами элементарного объема угловое распределение света, прошедшего через оптически толстые слои,

экспериментально не изучалось. Поэтому опыты со светорассеивающими стеклами представляют определенный интерес с точки зрения проверки применимости выражения (1) к средам с чрезвычайно вытянутой индикатрисой элементарного объема.² Графики, демонстрирующие угловое распределение света, прошедшего через оптически толстые ($\tau > \tau_0^*$) плоские слои стекол марок МС12, МС20 и ОНС2 в функции от $\cos \Theta$, даны на рис. 4 и 5. При увеличении толщины образцов точки ложатся на те же прямые. Из графиков следует, что зависимость отношения коэффициентов яркости $\beta(\Theta)/\beta(0^\circ)$ от $\cos \Theta$ (Θ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности образца) приближенно описывается соотношением

$$\frac{\beta(\Theta)}{\beta(0^\circ)} = (1 - a) + a \cos \Theta. \quad (2)$$

Это выражение справедливо при любых углах падения освещающего пучка и толщины слоя (но не меньшей τ_0^*). Постоянная a сохраняет свое

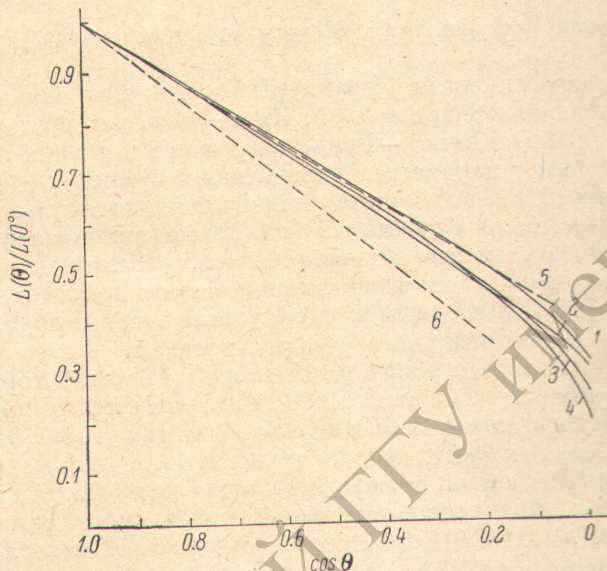


Рис. 6. Зависимость от $\cos \Theta$ яркости излучения, прошедшего через оптически толстые слои.

Сплошные линии — теоретические индикатрисы рассеяния, пунктирные — экспериментальные. 1 — слой с изотропной индикатрисой элементарного объема $\chi(\gamma)$, 2 — $\chi(\gamma) = 1 + \chi_1 \cos \gamma + \chi_2 P_2(\cos \gamma)$, 3 — $\chi(\gamma)$ — индикатриса Хенны-Гринштейна с фактором анизотропии $g=0.75$, 4 — $g=0.875$, 5 — стекло марки МС20, 6 — стекло марки МС12.

значение (в пределах точности измерений) при изменении угла φ и толщины слоя. Те изменения абсолютных значений коэффициента яркости, которые происходят вследствие изменения угла φ и толщины слоя, полностью учитываются одним множителем формулы (2) — коэффициентом яркости в направлении нормали к слою $\beta(0^\circ)$. Характерно, что для стекла марки ОНС2, обладающего большим поглощением по сравнению со стеклом марки МС20, сохраняется не только вид закономерности (2), но и значение константы a .

Как следует из формулы (2), различия свойств элементарных объемов разных светорассеивающих сред в прошедшем через толстые слои излучении должно найти отражение только в одном параметре — a . В связи с этим представляет интерес сравнение этого параметра для разных рассеивающих сред, оцененного как теоретически, так и экспериментально.

² Можно отметить, что коэффициент асимметрии, равный отношению потоков, рассеянных элементарным объемом в переднюю и заднюю полусферу, при помощи которого часто характеризуют вытянутость индикатрисы $\chi(\gamma)$, для светорассеивающих стекол марок МС19, МС13 и МС23 имеет очень высокие значения — порядка 200—300.

На рис. 6 сплошными линиями, по данным работ [16, 22], построены кривые относительной яркости для сред со следующими индикатрисами рассеяния элементарных объемов: изотропной ($\Lambda=1$), индикатрисы Хеньи—Гринштейна с факторами анизотропии $g=0.75$ и 0.875 ($\Lambda=1$) и трехчленной индикатрисы рассеяния при $\Lambda=0.99$. Как видно из графика, резкое различие в индикатрисах элементарных объемов (кривые 1 и 3), а также заметное возрастание поглощения (кривая 2) приводят к очень малому изменению индикатрисы рассеяния, прошедшего через толстые слои излучения (см. также работу [23]), которая незначительно вытягивается вдоль направления нормали к слою при увеличении поглощения и анизотропии индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$. Незначительное различие между разными теоретическими индикатрисами рассеяния (кривые 1—4) обусловлено тем, что, как показал Соболев [18], основную роль в определении формы индикатрисы прошедшего излучения играют средние части индикатрис рассеяния элементарных объемов: параметр a определяется вели-

чиной интеграла $\int_0^\pi \chi(\gamma) \sin^2 \gamma d\gamma$. Между тем, как правило, наиболее чувст-

вительны к особенностям структуры среды как раз другие области углов рассеяния индикатрисы $\chi(\gamma)$. Кроме того, для сред с индикатрисой рассеяния $\chi(\gamma)$ вида Хеньи—Гринштейна при невысоких значениях фактора анизотропии g параметр a определяется суммой $2 + (5/4)g^2$ [18]. Отсюда видно, что при $g < 1$ большая или меньшая вытянутость индикатрисы рассеяния $\chi(\gamma)$ мало сказывается на форме индикатрисы прошедшего излучения. Физически это объясняется тем, что при многократном рассеянии, реализуемом в оптически толстых слоях, происходит угловая «релаксация», и фотон, вышедший из слоя, уже не несет информации о направлении своего первоначального распространения.

Теоретическая индикатриса рассеяния (2) на рис. 6 хорошо аппроксимируется формулой (2) при $a=0.68$ (отступления от прямолинейной зависимости наблюдаются лишь в области больших углов). Используя данные опубликованных работ, можно также дать оценку параметра a в аппроксимирующей линейной зависимости и для нескольких других теоретических моделей. Так, при изотропной индикатрисе рассеяния $\chi(\gamma)$ и $\Lambda=1$ значение $a=0.67$ [14] для среды, содержащей непоглощающие сферические частицы с $\rho=20$ и показателем преломления, равным 1.33, значение $a=0.75$ [24], для полидисперсной непоглощающей системы облачных капель с фактором анизотропии $g=0.91$ параметр $a=0.86$ [13]. Штриховые прямые, построенные на рис. 6 по экспериментальным результатам, для стекол марок MC12 и MC20 имеют тангенсы углов наклона, соответствующие $a=0.82$ и 0.62 , т. е. близки к теоретическим оценкам этого параметра.

Возможность аналитической аппроксимации индикатрисы рассеяния в виде (2) позволяет найти простое выражение для среднего косинуса индикатрисы излучения, прошедшего через оптически толстые слои — параметра, характеризующего ее вытянутость,

$$\overline{\cos \Theta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \beta(\Theta) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta}{\int_0^{\pi/2} \beta(\Theta) \sin \Theta d\Theta} = \frac{1}{3} \frac{3-a}{2-a}.$$

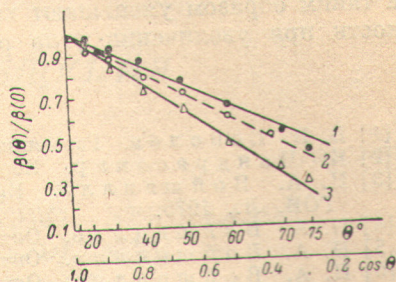
Очевидно, для идеального рассеивателя, у которого яркость одинакова во всех направлениях, $a=0$, откуда следует $\overline{\cos \Theta}=0.5$.

Следует отметить, что в светорассеивающих стеклах угловое распределение яркости прошедшего света подчиняется закономерности (2) и при оптических толщинах $\tau < \tau_0^*$, но только при нормальном падении освещающего пучка. При этом константа a различна для разных сортов стекла (рис. 7).

III. Индикатрисы рассеяния излучения, прошедшего через оптически толстые слои светорассеивающих стекол с границами стекло-воздух. Действие преломляющих и отражающих границ стекло-воздух меняет характер тех аналитических зависимостей, которые присущи слою без границ, и соотношение (2) становится недействительным. Анализ результатов измерений показал, что при дейст-

Рис. 7. Зависимость от $\cos \Theta$ коэффициента яркости света, прошедшего через слои стекла разных сортов толщиной 2.0 мм.

1 — стекло марки MC12, 2 — MC23, 3 — MC13.



вии границ угловое распределение света, прошедшего через оптически толстые слои светорассеивающих стекол, хорошо аппроксимируется выражением

$$\frac{I(\theta)}{I(0^\circ)} = (1 - k) + k \cos \theta, \quad (3)$$

где I — сила света. Найденная зависимость экспериментально наблюдается до углов рассеяния $\Theta = 80^\circ$ и справедлива при разных углах падения

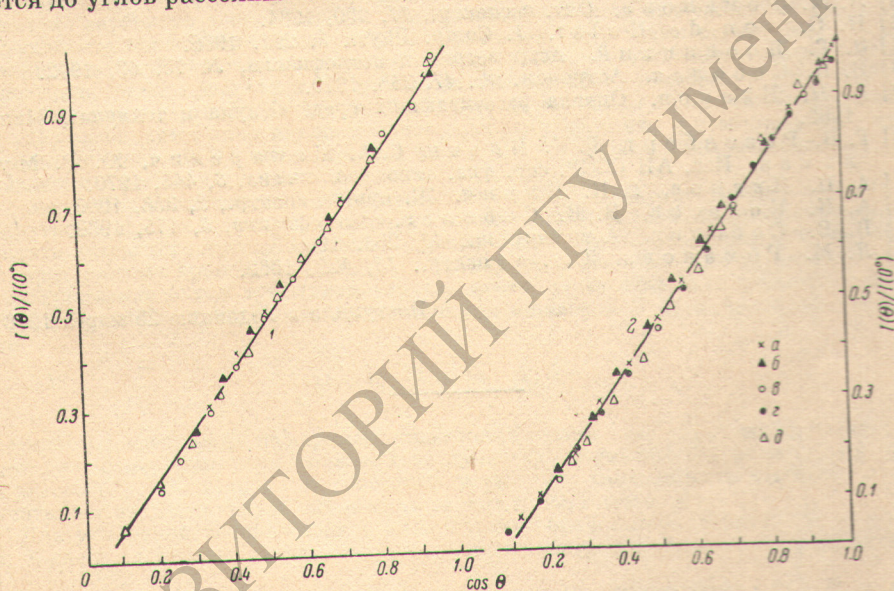


Рис. 8. Зависимость от $\cos \Theta$ силы света, прошедшего через образцы стекол разных марок.

1 — MC20 толщиной 1.03 мм, 2 — MC12, толщиной 1.96 мм при разных углах падения освещающего пучка φ , град.: α — 0, β — 22.5, γ — 45, δ — 60, ϵ — 72.

освещающего пучка (рис. 8). Для всех исследованных образцов константа k незначительно превышает 1 (не более, чем на 0.2).

Из выражений (1) и (2) следует, что распределение света, прошедшего через оптически толстые слои без отражающих границ, далеко от распределения яркости, соответствующего идеальному диффузору — яркость не постоянна, а меняется по косинусному закону. В то же время из формулы (3) видно, что распределение силы света, прошедшего через рассеивающие слои с границами, ввиду малости константы $(1 - k)$ близко к ламбертовскому (для идеального диффузора $k = 1$). Таким образом, через слои с границами проходит излучение, по угловому распределению более

близкое к распределению идеального диффузора, по сравнению с излучением, прошедшим через тот же слой, но без границ. Физически это объясняется тем, что границы, перераспределяя поток в толще рассеивающей среды, приводят к относительному возрастанию доли световой энергии, распространяющейся в слое под большими углами с нормалью к поверхности, и таким образом уменьшают характерный для слоев без границ спад яркости при увеличении угла рассеяния Θ .

Литература

- [1] В. В. Соболев. Рассеяние света в атмосферах планет. «Наука», М., 1972.
- [2] К. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, М., 1953.
- [3] Н. А. Войшвилло. Каталог светорассеивающих стекол (оптических) ГОИ, Л., 1975.
- [4] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 38, 777, 1975.
- [5] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 32, 404, 1972.
- [6] Н. А. Войшвилло. Опт. и спектр., 32, 613, 1972.
- [7] W. M. Irvine. Astrophys. J., 152, 823, 1968.
- [8] G. W. Kattawar, G. N. Plass, F. E. Catchings. Appl. Opt., 12, 1071, 1973.
- [9] S. Twomey. J. Atmosph. Sci., 23, 289, 1966.
- [10] Л. М. Романова. Опт. и спектр., 14, 262, 1963.
- [11] Т. А. Гермогенова. Ж. вычисл. мат. и мат. физики, 1, 1001, 1961.
- [12] В. А. Амбарцумян. ДАН СССР, 43, № 3, 1944.
- [13] В. Я. Галин, В. С. Малкова. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосфер. и океан., 7, 1174, 1971.
- [14] R. E. Danielson, D. R. Moore, H. G. van de Hulst. J. Atmosph. Sci., 26, 1078, 1969.
- [15] Л. М. Романова. Опт. и спектр., 17, 250, 1964.
- [16] H. G. von de Hulst. J. Comp. Phys., 3, 291, 1968.
- [17] Э. Г. Яновицкий. Астрометрия и астрофизика, № 15, 63, 1972.
- [18] В. В. Соболев. Астроном. ж., 47, 246, 1970.
- [19] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [20] Г. В. Розенберг, Г. К. Ильич, С. А. Макаревич, Ю. Р. Мулламаа. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосфер. и океан., 6, 445, 1970.
- [21] А. П. Иванов, Г. К. Ильич. Ж. прикл. спектр., 2, 356, 1965.
- [22] А. К. Колесов, В. В. Соболев. Астрофизика, 5, 175, 1969.
- [23] В. В. Соболев. Астроном. ж., 45, 254, 1968.
- [24] Л. М. Романова. Опт. и спектр., 13, 429, 1962.

Поступило в Редакцию 25 марта 1976 г.