

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОБЪЕКТАХ С АНИЗОТРОПНОЙ СТРУКТУРОЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДИКАТРИС ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПОНЕНТ РАССЕЯННОГО СВЕТА И СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

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

Представлены результаты измерения поляризационных характеристик излучения, рассеянного стеклом марки МС13, для структуры которого характерно существование преимущественной ориентации игольчатых кристаллов. Индикатрисы рассеяния поляризованных компонент V_V и H_H более вытянуты вдоль направления освещающего пучка, а яркость рассеянного излучения меньше в том случае, когда оси ориентированных кристаллов параллельны плоскости референции, в которой измеряется индикатриса рассеяния, по сравнению со случаем расположения осей ориентированных кристаллов перпендикулярно плоскости референции. Деполяризованные компоненты

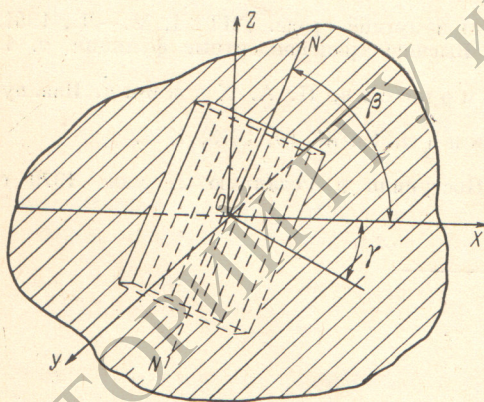
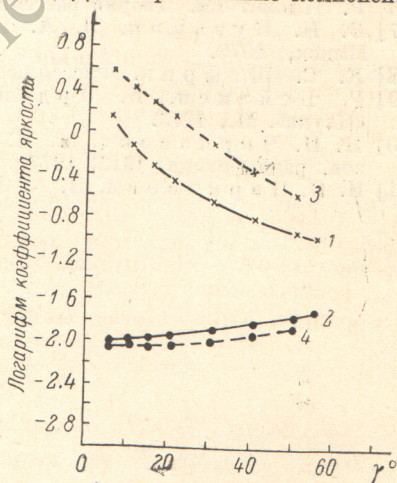


Рис. 1. Схема расположения образца.

NN — направление преимущественной ориентации игольчатых кристаллов. Плоскость XOY — плоскость референции. Образец расположен в плоскости YOZ .

Рис. 2. Индикатрисы рассеяния поляризованных компонент при освещении образца $z=0.33$ мм пучком линейно поляризованного света $\alpha=0^\circ$ (логарифмический масштаб).

1 — компонента H_H , 2 — компонента V_H , $\beta=0^\circ$; 3 — компонента H_H , 4 — компонента V_H , $\beta=90^\circ$.



H_V и V_H при малых толщинах слоя значительно слабее по интенсивности, практически не зависят от ориентации образца и обладают угловым распределением, существенно отличным от индикатрис рассеяния компонент H_H и V_V .

В настоящем сообщении рассматриваются поляризационные характеристики излучения рассеянного слоями светорассеивающего стекла марки МС13 [1], обладающего нечетко выраженной анизотропной структурой.¹

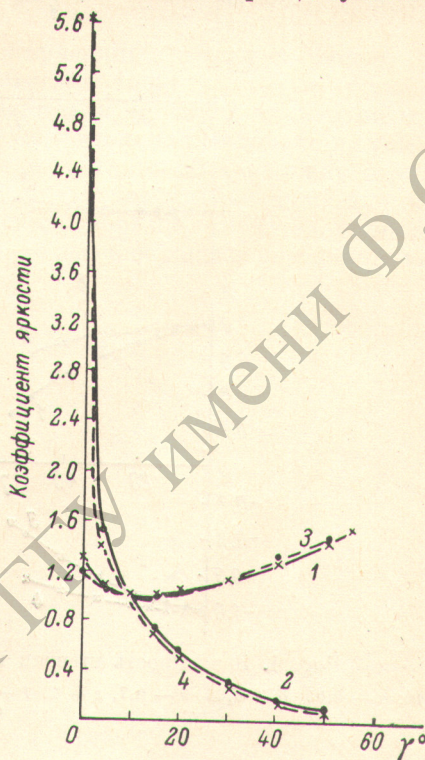
¹ В предыдущем сообщении для этих же объектов описаны результаты измерения индикатрис рассеяния естественного излучения и дана характеристика структуры стекла.

Анизотропность структуры обусловлена существованием преимущественного направления, вдоль которого ориентировано большинство рассеивающих свет кристаллов игольчатой формы. Измерения производились при разных ориентациях образцов относительно горизонтальной плоскости референции (плоскости рассеяния). Ориентация задавалась углом β , который составляет направление преимущественной ориентации кристаллов с плоскостью референции (рис. 1). Угол $\beta=0^\circ$ означает, что большинство кристаллов располагается в плоскостях, параллельных горизонтальной плоскости, а $\beta=90^\circ$ обозначает, что кристаллы в основном перпендикулярны к ней.

1. Измерения степени поляризации P и индикатрис рассеяния поляризованных компонент производились при освещении образца пучком линейно поляризованного света и двух ориентациях образца в пространстве ($\beta=0$ и 90°). При этом при каждой ориентации образца измерения производились с двумя установками поляроида в освещающем пучке: в одном случае направление колебаний вектора электрической напряженности в освещающем пучке было параллельно плоскости рассеяния ($\alpha=0^\circ$), в другом — перпендикулярно ($\alpha=90^\circ$). При одном угле α измерения индикатрис рассеяния производились дважды: 1) при скрещенном положении поляроидов пучков освещения и наблюдения и 2) при параллельной установке их осей. Для $\alpha=0^\circ$ эти измерения давали индикатрисы поляризован

Рис. 3. Индикатрисы рассеяния поляризованных компонент при освещении образца $z=0.57$ мм пучком линейно поляризованного света; $\beta=0^\circ$.

1 — компонента H_V , 2 — компонента V_V , $\alpha=90^\circ$; 3 — компонента V_H , 4 — компонента H_H , $\alpha=0^\circ$.



ных компонент V_H и H_H , а для $\alpha=90^\circ$ — компонент H_V и V_V . Степень поляризации P вычислялась из выражений

$$P_{\alpha=0^\circ} = \frac{V_H - H_H}{V_H + H_H} \quad \text{и} \quad P_{\alpha=90^\circ} = \frac{V_V - H_V}{V_V + H_V}.$$

Примеры результатов измерения индикатрис рассеяния компонент V_V , H_H , V_H и H_V даны на рис. 2 и 3. На втором из них для удобства сопоставления формы индикатрисы значения яркости рассеянного света при $\gamma=10^\circ$ приняты равными единице. Индикатрисы представлены для двух ориентаций образцов: $\beta=0^\circ$ и $\beta=90^\circ$. На графиках видно существенное отличие в форме индикатрис рассеяния разных компонент — индикатрисы поляризованных компонент V_V и H_H близки между собой и отличаются вытянутостью вдоль направления распространения падающего пучка; в то же время яркость деполаризованных компонент V_H и H_V при больших углах растет и по форме их индикатрисы рассеяния близки. Кроме того, очевидно значительно меньшая интенсивность деполаризованных компонент H_V и V_H по сравнению с компонентами V_V и H_H . Это различие в абсолютных значениях яркости особенно велико в области малых углов рассеяния и не-

сколько уменьшается с увеличением γ . Сами компоненты H_V и V_H по абсолютным значениям яркости близки между собой, то же можно сказать относительно компонент V_V и H_H .

Что касается влияния ориентации образцов на форму индикатрис поляризованного рассеянного излучения, то здесь наблюдается большая вытянутость индикатрис рассеяния компонент H_H и V_V для горизонтального расположения оси анизотропии структуры и одновременно меньшая абсолютная яркость рассеянного света по сравнению со случаем преимущественно вертикально расположенных кристаллов. Для образцов разных

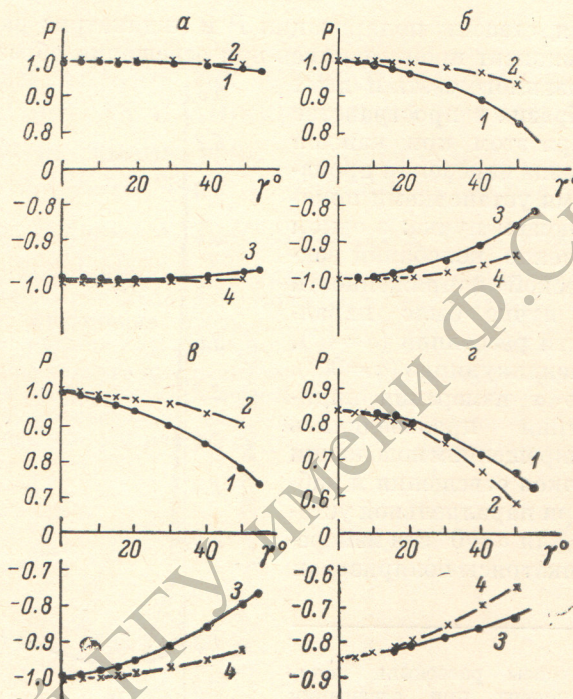


Рис. 4. Зависимость степени поляризации P от угла рассеяния.

z , мм: а — 0.03, б — 0.33, в — 0.7, г — 2. 1 — $\beta=0^\circ$; 2 — $\beta=90^\circ$, $\alpha=90^\circ$; 3 — $\beta=0^\circ$; 4 — $\beta=90^\circ$, $\alpha=0^\circ$.

толщин (но меньших 1 мм) последнее обстоятельство подтверждается данными табл. 1, где даны отношения яркостей излучения, соответствующих двум ориентациям образца: $\beta=0^\circ$ и $\beta=90^\circ$. Отличие значения отношения $L(\beta=90^\circ)/L(\beta=0^\circ)$ от единицы может служить критерием существования ориентированной структуры среды. Однако следует иметь в виду, что этот критерий «работает», пока однократно рассеянное излучение превалирует в общем рассеянном потоке. Применительно к изучаемому стеклу МС13 можно считать, что данный критерий приемлем, пока оптическая толщина слоя $\tau \leq 9$. При дальнейшем увеличении толщины слоя различия в форме индикатрис рассеяния и абсолютных значениях яркостей, соответствующих разным ориентациям образца, сглаживаются и при малых углах рассеяния практически исчезают при $\tau \approx 25$.

2. На следующем рис. 4 представлены результаты измерения степени поляризации для четырех образцов разной толщины при двух состояниях поляризации освещающего пучка ($\alpha=0$ и 90°) и разных ориентациях образца. Для образцов всех толщин наблюдается 1) возрастание деполяризации с увеличением угла рассеяния; 2) начиная с $\gamma \geq 20^\circ$ разные значения степени поляризации, соответствующие разным ориентациям образцов (на рисунках звездочкой отмечена степень поляризации образца такой же толщины, но при хаотической ориентации кристаллов). При угле рассея-

Т а б л и ц а 1

Отношение яркостей $L(\beta = 90^\circ)/L(\beta = 0^\circ)$ рассеянного света при двух ориентациях образца

Угол рассеяния, град.	Состояние поляризации, мм	2.0	0.70	0.57	0.33	0.1	0.03
10	V_V	1.1	1.3	1.8	3.4	4.2	7.4
	H_H	0.9	1.4	1.8	3.4	4.2	3.6
50	V_V	0.8	1.6	1.9	2.4	4.1	2.5
	H_H	0.8	1.7	2.4	2.5	4.3	2.3

ния $\gamma = 50^\circ$ различие в степени поляризации, соответствующей двум крайним ориентациям образца, достигает 15%.

Таким образом, степень поляризации, так же как и индикатрисы рассеяния, является характеристикой, чувствительной не только к существованию анизотропии структуры, но и к ориентации объекта с анизотропной структурой в пространстве. Однако сказанное справедливо для слоев с малой оптической толщиной. Что касается образца сравнительно большой оптической толщины ($\tau = 24, z = 2$ мм), то здесь обращает на себя внимание изменение взаимного расположения кривых $P(\beta = 0^\circ)$ и $P(\beta = 90^\circ)$ по сравнению с тем, какое имеет место при меньших толщинах. Этот момент находит свое отражение в пересечении кривых $P = f(z)$, соответствующих разным ориентациям образца, которые представлены на рис. 5.²

3. Прежде чем перейти к попыткам теоретического толкования полученных результатов, необходимо отметить следующее: в литературе от-

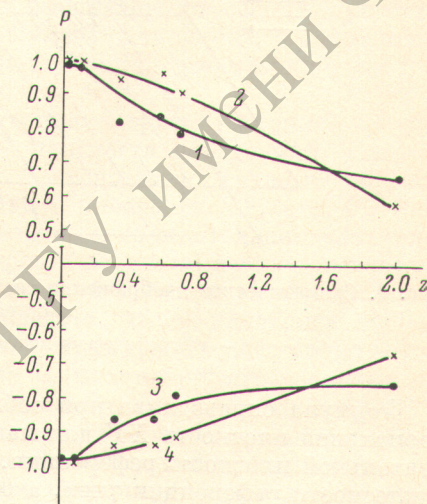


Рис. 5. Зависимость степени поляризации P от толщины образцов.

1 — $\beta = 0^\circ$; 2 — $\beta = 90^\circ$, $\alpha = 90^\circ$; 3 — $\beta = 0^\circ$; 4 — $\beta = 90^\circ$, $\alpha = 0^\circ$.

сутствуют какие-либо теоретические рассуждения однократного рассеяния, относящиеся к системам с частичной ориентацией частиц анизотропной формы. Поэтому предсказать, при какой доле ориентированных частиц возникает такая анизотропия структуры в целом, которая проявляется в свойствах светорассеяния, невозможно. Что касается многократного рассеяния в средах с анизотропной структурой, то здесь теоретические рассуждения вообще отсутствуют.

Тем не менее к тонким образцам из стекла марки МС13 имеет смысл попытка применения теории однократного рассеяния цилиндрами большой, но конечной длины, так как палочкообразные кристаллы в стекле разумно аппроксимировать именно цилиндрами. Согласно теории [2], в случае па-

² Можно отметить следующее обстоятельство: граничная поверхность образца стекло—воздух меняет состояние поляризации излучения и поэтому степень поляризации света, вышедшего в воздух, отличается от степени поляризации излучения, подошедшего из толщии образца к его поверхности. Однако ясно, что это действие границы проявляется одинаково при разных установках образца (разных углах β). Действительно, расчет для угла $\gamma = 50^\circ$, выполненный на основе формул Френеля, показал, что различие в степени поляризации, соответствующей разным ориентациям образца, существует еще и до выхода излучения в воздух.

дения освещающего пучка перпендикулярно к оси цилиндра, параллельной полярной оси OZ (рис. 6), интенсивность рассеянного излучения в направлении, задаваемом углами θ (географическая долгота) и φ (географическая широта), определяется формулой

$$I = \frac{S^2(\theta, \varphi)}{k^2 r^2} I_0; \quad S(\theta, \varphi) = \frac{kl}{\pi} E\left(\frac{kl\varphi}{2}\right) T(\theta), \quad (1)$$

где $S(\theta, \varphi)$ — амплитудная функция, $k=2\pi/\lambda$, r — расстояние от цилиндра до точки, в которой определяется интенсивность рассеянного света, l — длина цилиндра, $E(u)=\sin u/u$, $T(\theta)$ — сложная функция θ , показателя преломления и диаметра цилиндра a , которая для серии значений аргумента рассчитана в работах [3, 4].

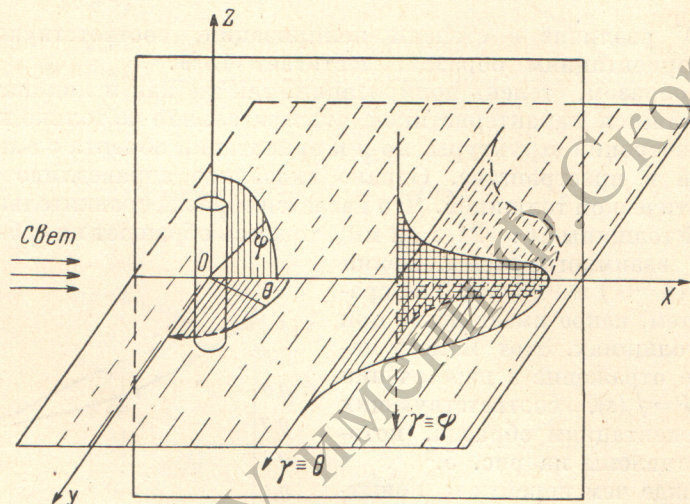


Рис. 6. Схематическое изображение системы координат, ориентации цилиндра и плоскостей рассеяния.

θ — географическая долгота, φ — географическая широта.

Формула справедлива при соблюдении неравенства $l \gg a \gg \lambda$. Экваториальная плоскость XY для нашего случая $\beta=90^\circ$ соответствует горизонтальной плоскости референции, в которой $\gamma=\theta$, а $\varphi=0^\circ$. В случае $\beta=0^\circ$ в плоскости референции $\gamma=\varphi$, а $\theta=0^\circ$. Таким образом, индикатриса рассеяния в первом случае ($\beta=90^\circ$) определяется функцией $T(\theta)$ (при этом $E=1$), а во втором ($\beta=0^\circ$) функцией E .

Можно считать, что измерения в наших условиях в горизонтальной плоскости референции при $\beta=0^\circ$ дают индикатрисы рассеяния вертикально расположенного цилиндра, но не в горизонтальной плоскости (где производятся измерения), а в вертикальной плоскости. Таким образом, два измерения при разных ориентациях образца (одно при $\beta=0^\circ$, другое при $\beta=90^\circ$) соответствуют измерению индикатрис рассеяния преимущественно вертикально расположенных кристаллов в двух перпендикулярных друг другу азимутальных плоскостях,³ т. е. два разреза пространственной индикатрисы рассеяния.

Из формулы следует, что форма индикатрис при $\beta=90^\circ$ определяется диаметром цилиндра a , а при $\beta=0^\circ$ — его длиной l . Уже отсюда можно сделать следующую грубую оценку: поскольку $l > a$, то это означает в соответствии с законами дифракции, что при $\beta=0^\circ$ индикатриса рассеяния более вытянута. Следующим шагом является простая приближенная оценка скорости спада индикатрисы рассеяния для случая $\beta=0^\circ$ на основе известных свойств

³ Можно отметить, что измерения индикатрис рассеяния для цилиндров в разных азимутальных плоскостях в литературе не описаны.

функции $E(u)$. Известно, что эта функция имеет первый узел (нулевое значение) при аргументе, равном π . Отсюда следует, что для системы однократно рассеивающих цилиндров длиной $l=20$ мкм (примерно середина функции распределения по длине) интенсивность рассеянного излучения упала бы до нуля при $\gamma=2.2^\circ$. Разумеется, для реального объекта из стекла марки МС13 эта картина «смазана» как по причине полидисперсности системы, так и вследствие неполной ориентации кристаллов вдоль одного направления. Тем не менее результаты опытов качественно согласуются с этой теоретической оценкой — действительно, рассеянное излучение концентрируется в области малых углов и особенно случае $\beta=0^\circ$. Из результатов измерений следует, что при $\beta=0^\circ$ яркость рассеянного излучения при увеличении угла рассеяния от $20'$ до 2.2° падает \sim в 20 раз (для образца толщиной в 0.03 мм).

Что касается подобной оценки, но основанной на свойствах функции $T(\theta)$, то сделать это затруднительно — $T(\theta)$ выражается через функции Бесселя первого рода и Ханкеля второго рода и их производные, а рассчитанные и опубликованные ее значения относятся к средам с параметрами, отличными от параметров рассеивающих кристаллов в стекле МС13. Наиболее близкими по параметрам a и показателю преломления n являются расчеты для бесконечно длинных цилиндров при 1) $a=10$ мкм, $\lambda=3$ мкм, $n=1.13-0.227i$ и 2) $a=10$ мкм, $\lambda=10$ мкм, $n=1.15-0.041i$ [4]. И в том, и в другом случае из графиков индикатрис рассеяния, представленных в работе [4], следует более резкое уменьшение яркости рассеянного излучения с ростом угла γ (на 2—2.5 порядка при увеличении угла γ от 0 до 60°), чем это имеет место для стекла МС13.

Из формулы (1) следует зависимость индикатрисы рассеяния от азимута плоскости рассеяния относительно плоскости референции. Так как $l \gg a$, то это означает, что рассеяние сосредоточено главным образом в узком поясе относительно экваториальной плоскости XU (рис. 6). Рассеяние на высоких широтах в положительном и отрицательном направлении Z зависит от формы концов цилиндров и дает малый вклад в полную величину рассеяния [2]. С этой теоретической оценкой вполне согласуются результаты опытов, из которых следует, что индикатриса рассеяния из стекла марки МС13 с анизотропной структурой существенно меняется при изменении азимутального угла φ : индикатрисы рассеяния для случая $\beta=0^\circ$ (т. е. $\varphi=90^\circ$) намного более вытянуты, чем в случае $\beta=90^\circ$ (т. е. $\varphi=0^\circ$). Схематически этот результат представлен на правой половине рис. 6. Таким образом, эксперимент показывает, что пространственная индикатриса рассеяния слоя, в котором существует преимущественное направление ориентации игольчатых кристаллов, не является телом вращения относительно направления распространения освещающего пучка (при нормальном его падении).

Следовательно, несмотря на то что теория описывает процесс рассеяния на одном цилиндре, а исследуемые объекты представляют собой полидисперсную систему не полностью ориентированных игольчатых кристаллов, особенности экспериментальных индикатрис рассеяния тонких образцов стекла качественно описываются теорией однократного рассеяния.

4. Далее перейдем к обсуждению результатов измерения поляризованных компонент рассеянного света и степени поляризации. Здесь физическое толкование характера индикатрис рассеяния поляризованных компонент H_H и V_V и влияния на них пространственной ориентации оси анизотропии структуры аналогично тому, которое дано для индикатрис рассеяния естественного света. Переходя к обсуждению деполаризованных компонент H_V и V_H , следует прежде всего иметь в виду, что при рассеянии света на системе одинаково ориентированных цилиндров деполаризация может иметь место вследствие двух причин: 1) реализация в среде многократного рассеяния; 2) наклонном (не перпендикулярном) падении освещающего пучка относительно оси цилиндров. Если же пучок

падает перпендикулярно к оси цилиндров и многократное рассеяние отсутствует, то при освещении линейно поляризованным пучком света с колебаниями электрической напряженности, лежащими или в горизонтальной плоскости (в наших опытах $\alpha = 0^\circ$), или в вертикальной плоскости ($\alpha = 90^\circ$), при всех углах рассеяния степень поляризации P ($\gamma = 1$); деполяризация отсутствует. (Этот вывод следует из теории рассеяния света цилиндрами). Поэтому наблюдаемые в самых тонких образцах значения $|P| < 1$ можно объяснить или присутствием в образцах некоторого количества кристаллов, оси которых наклонены к плоскости, параллельной поверхности образца, или реализацией в образце процессов многократного рассеяния. Представляется, что предпочтение, основанное на характере индикатрис деполяризованных компонент, следует отдать второму механизму — индикатрисы однократного рассеяния цилиндров, хотя и наклоненных, должны быть вытянуты вдоль направления распространения освещающего пучка, т. е. иметь форму, отличную от наблюдаемых индикатрис компонент H_V и V_H (рис. 2 и 3). Таким образом, будем считать, что появление компонент H_V и V_H обусловлено главным образом явлением многократного рассеяния. В пользу этого предположения говорит также и малое влияние поворота образца (изменение угла β) на абсолютные значения H_V и V_H (табл. 2). Доля этих компонент в общем рассеянном потоке мала, однако только благодаря их присутствию изменение в пространстве направления преимущественной ориентации кристаллов влечет за собой четко определяемое изменение значения степени поляризации P . Полное отсутствие кратного рассеяния означало бы, что степень поляризации нельзя было бы (в отличие от формы индикатрисы рассеяния) использовать как диагностический признак существования анизотропной структуры (при освещении линейно поляризованным пучком света). И действительно, для самых тонких образцов разница значений P ($\beta = 90^\circ$) и P ($\beta = 0^\circ$) чрезвычайно мала. С увеличением толщины образцов растет доля многократно рассеянного излучения, т. е. компонент H_V и V_H , что определяет падение степени поляризации и увеличение различия в ее значениях, соответствующих разным ориентациям образца. Однако в предельном случае очень большой оптической толщины и рассеяния очень высокой кратности степень поляризации должна потерять чувствительность к повороту образца вследствие сильной деполяризации излучения в толще слоя. Поэтому в пределе $\tau \rightarrow \infty$ разность P ($\beta = 90^\circ$) — P ($\beta = 0^\circ$) для излучения подходящего к границе стекло—воздух должна стремиться к нулю. Как видно из графиков (рис. 8), толщина образца $z = 2$ мм (оптическая толщина $\tau = 24$) слишком мала для реализации такой ситуации — здесь даже при хаотической ориентации кристаллов степень поляризации достаточно высока, а в образцах с анизотропной структурой она еще выше (и различна для разных углов β). Таким образом, даже при такой сравнительно высокой оптической толщине и реализации в слое многократного рассеяния поворот образца, обладающего анизотропной структурой, приводит к изменению поляризации рассеянного света. Из рассмотрения графиков угловой зависимости степени поляризации следует, что при $z < 1$ мм степень поляризации имеет более низкие значения в случае $\beta = 0^\circ$. Так как уменьшение степени поляризации с ростом угла определяется возрастанием доли многократного рассеяния, то это означает, что при $\beta = 0^\circ$ относительный вклад многократного рассеяния в общий поток выше, чем при $\beta = 90^\circ$. Это заключение хорошо согласуется с фактом сравнительно меньшей абсолютной яркости поляризованных компонент рассеянного света при $\beta = 0^\circ$ (по отношению к случаю установки образца при $\beta = 90^\circ$); здесь для случая $\beta = 0^\circ$ сильно вытянутая индикатриса однократного рассеяния скорее «тонет» вследствие сравнительно меньшей интенсивности в диффузном многократно рассеянном излучении.

Существенно, что уменьшение степени поляризации с ростом толщины слоя (при фиксированном угле рассеяния) происходит более резко

Т а б л и ц а 2

Абсолютные значения коэффициента яркости деполяризованных компонент
рассеянного излучения

Угол рас- сеяния, град	β , град	z , мм							
		2.0	0.70	0.57	0.33	2.0	0.70	0.57	0.33
10	0	0.029	0.010	0.020	0.010	0.026	0.0089	0.0065	0.009
	90	0.030	0.018	0.024	0.009	0.027	0.0078	0.0073	0.008
50	0	0.035	0.017	0.014	0.017	0.030	0.016	0.012	0.016
	90	0.036	0.015	0.015	0.015	0.031	0.012	0.011	0.013

при $\beta=90^\circ$ (рис. 4). Этот эффект возможно объяснить более резким нарастанием кратности рассеяния вследствие меньшей вытянутости индикатрисы однократного рассеяния при вертикальном расположении кристаллов. Поэтому при относительно большой оптической толщине слоя ($z=2$ мм) степень поляризации $P(\beta=90^\circ) < P(\beta=0^\circ)$.

Этой же причиной можно объяснить изменение относительного хода зависимостей $\bar{P}=f(\gamma)$ для разных ориентаций образца при переходе от тонких образцов к образцу с толщиной $z=2$ мм — здесь спад кривой $P=f(\gamma)$ выражен более резко при $\beta=90^\circ$.

5. Основные результаты и выводы, следующие из экспериментального исследования характеристик светорассеяния образцов, в которых существует направление преимущественной ориентации игольчатых кристаллов, можно сформулировать следующим образом.

Индикатрисы рассеяния прошедшего излучения и степень поляризации чувствительны к существованию даже не четко выраженной анизотропии структуры. Они зависят от ориентации в пространстве рассеивающего слоя, анизотропия структуры которого в исследованном случае определялась не полной (около 70%) и не строгой (в диапазоне $\pm 17^\circ$ относительно направления оси анизотропии) ориентацией игольчатых кристаллов.

Индикатрисы рассеяния как естественного излучения, так и поляризованных компонент V_V и H_H более вытянуты вдоль направления распространения освещающего пучка, а яркость рассеянного излучения меньше в том случае, когда оси ориентированных кристаллов параллельны плоскости референции, в которой измеряется индикатриса рассеяния, по сравнению со случаем расположения осей, ориентированных кристаллов перпендикулярно плоскости референции. При наклонной ориентации осей индикатриса рассеяния утрачивает симметрию относительно направления падения освещающего пучка. Различие в формах индикатрис рассеяния, соответствующих разным ориентациям образца, максимально в области малых углов рассеяния и при минимальной толщине образцов. С увеличением толщины слоя чувствительность индикатрисы рассеяния к ориентации образца уменьшается. Однако даже при $z=2$ мм (оптическая толщины $\tau=24$) изменение ориентации образца приводит к изменению, хотя и незначительному, формы индикатрисы рассеяния.

Индикатрисы рассеяния поляризованных компонент V_H и H_V обладают особенностями, аналогичными индикатрисам рассеяния естественного света. По абсолютной яркости $H_H \approx V_V$. Деполяризованные компоненты H_V и V_H при $z < 1$ мм значительно слабее по интенсивности, практически не зависят от ориентации образца и обладают угловым распределением, существенно отличным от индикатрис рассеяния компонент H_H и V_V .

Степень поляризации рассеянного излучения чувствительна к ориентации образцов при толщине слоя $0.1 < z < 0.7$ мм, т. е. при таких оптических толщинах, при которых возникают и развиваются процессы

многократного рассеяния ($1.2 < \tau < 10$), однако превалирующим еще остается однократное рассеяние. При этом условии степень поляризации излучения рассеянного образцом с ориентированными кристаллами, оси которых параллельны плоскости референции, ниже по сравнению со случаем их расположения, перпендикулярного к плоскости референции.

Индикатрисы рассеяния в различных азимутальных плоскостях различны между собой. Если оси ориентированных кристаллов перпендикулярны к плоскости референции, то более диффузна индикатриса рассеяния в плоскости референции — при азимутальном угле $\varphi = 0^\circ$. При повороте плоскости рассеяния вытянутость индикатрисы растет и становится максимальной при $\varphi = \pi/2$. С ростом толщины слоя стекла это различие постепенно пропадает, и пространственная индикатриса рассеяния становится телом вращения относительно направления распространения осевающего пучка (при его нормальном падении к поверхности образца).

Высказано предположение о том, что скорость нарастания кратности рассеяния при увеличении толщины слоя зависит от ориентации образца относительно плоскости, в которой измеряются параметры рассеянного излучения, и что она максимальна тогда, когда направление преимущественной ориентации кристаллов перпендикулярно плоскости рассеяния.

Основные особенности индикатрис рассеяния слоев стекла небольшой оптической толщины ($\tau < 10$) с описанной структурой удовлетворительно качественно описываются теорией рассеяния света цилиндрами конечной длины l при условии $l \gg a \gg \lambda$ (a — диаметр цилиндра).

Литература

- [1] Н. А. Войшвилло. Каталог светорассеивающих стекол (оптических). Изд. ГОИ, Л., 1975.
- [2] Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами, 353. ИЛ, 1961.
- [3] Rayleigh. Philosophical Magazine, 36, 365, 1918.
- [4] Kuo-Nan Lion. Appl. Optic, 11, 667, 1972.
- [5] Jacobowitz. J. Quant. Spectr. and Rad. Trans., 11, 691, 1971.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1979 г.