

УДК 535.31:535.24:681.785.4:621.378

Экспериментальные исследования матриц рассеяния органических порошков с помощью лазерного поляриметра на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм

Е. Д. Проценко, С. Н. Чириков, А. В. Шкирин

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), Москва, Россия

Представлены результаты измерений матриц рассеяния органических порошков с помощью поляриметра на основе He—Ne-лазера, работающего на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм. Для веществ с различной формой рассеивающих частиц построены зависимости матричных элементов от угла рассеяния. Исследовано влияние распределения частиц по размерам на величину матричных элементов. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы при разработке устройств идентификации сложных органических соединений.

Поляризационные измерения в видимом диапазоне используются в качестве неразрушающего метода контроля при исследовании дисперсных сред в биофизике, астрофизике, медицине, физике атмосферы [1]—[4]. Теоретическому изучению влияния комплексного показателя преломления, формы и размеров частиц, степени и характера их агломерации, вида распределения частиц по размерам на поляризационные характеристики рассеянного дисперсными средами излучения посвящено большое количество работ [4]—[7]. Тем не менее, задача о рассеянии света частицами неправильной формы при значениях размерного параметра больше единицы при различных распределениях частиц по размерам остается нерешенной, но весьма важной для практики. Экспериментальные исследования матриц рассеяния различных веществ представляют интерес как с точки зрения фундаментальной, так и прикладной науки. Несомненно практически интересен вопрос о возможности распознавания веществ по их матрицам рассеяния и о степени влияния дисперсных свойств среды на величину матричных элементов.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование матриц рассеяния белковосодержащих порошков (паприна, гаприна, альбумина) при различных распределениях частиц по размерам.

Преобразование состояния поляризации зондирующего луча исследуемым веществом описывается матрицей Мюллера, называемой также матрицей рассеяния. Элементы этой матрицы зависят от длины волны, угла рассеяния, характера диспергированности вещества.

Измерение матриц рассеяния проводилось на установке (рис. 1), оптическая схема которой была предложена авторами работы [8]. При такой оптической схеме можно одновременно измерять все 16 элементов матрицы рассеяния. На рис. 1 через γ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) обозначен угол между оптической осью i -го модулятора и горизон-

тальной плоскостью, а через γ — угол между осью пропускания поляризатора и той же горизонтальной плоскостью. Излучение однододового He—Ne-лазера с длиной волны 0,63 мкм проходит через поляризатор P1, который задает входной вектор Стокса, далее модулируется электрооптическими модуляторами M1, M2. Потом, пройдя или рассеявшись от объекта, поступает в анализирующую часть, состоящую из модуляторов M3, M4. Фазовая задержка в модуляторах M1, M2, M3, M4 изменяется по гармоническому закону:

$$\delta_i = \delta_{0i} \cos \omega_i t,$$

где δ_{0i} — амплитуда запаздывания (индекс фазовой модуляции) в i -м модуляторе;

ω_i — частота модуляции.

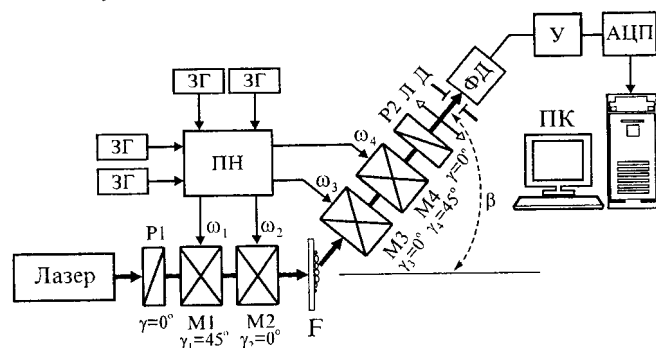


Рис. 1. Схема лазерного поляриметра:

ЗГ — звуковой генератор; ПН — преобразователь напряжения; P1, P2 — поляризаторы; M1—M4 — электрооптические модуляторы; F — исследуемый образец; Л — линза; Д — диафрагма; ФД — фотодетектор; У — усилитель; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ПК — персональный компьютер

После поляризатора P2 промодулированное по интенсивности излучение регистрируется фотодетектором. Регистрируемый фотоприемником (ФЭУ-79) сигнал усиливался усилителем, преобразовывался в цифровой с помощью платы аналого-цифрового преобразователя, установленной

в системном блоке компьютера, и в дальнейшем обрабатывался с помощью алгоритма быстрого Фурье-преобразования. Определение абсолютной величины матричного элемента проводилось через измерение амплитуды соответствующей компоненты в Фурье-спектре сигнала. Линза и полевая диафрагма, установленная перед ФЭУ, обеспечивали угол зрения фотоприемного устройства $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Модуляторы М1—М4 — электрооптические модуляторы на основе эффекта Погкельса в кристалле LiNbO_3 , вырезанном вдоль оптической оси (длина $l = 12$ мм, поперечный размер $b = 4,5$ мм). Возможности установки позволяли проводить измерения при значениях углов $\beta = 0 - 90^\circ$.

Преобразование начального вектора Стокса S_0 , задаваемого поляризатором P1, всей оптической системой (см. рис. 1) описывается как последовательное умножение этого вектора на матрицы Мюллера соответствующих элементов оптической схемы. Вектор Стокса S излучения, прошедшего через оптическую систему, будет равен

$$S = (P_2 M_4 M_3 F M_2 M_1) S_0,$$

где матрицы P_i , M_i , F — матрицы поляризатора i -го модулятора и исследуемого объекта, соответственно.

Матрицы поляризаторов и модуляторов хорошо известны [9].

Интенсивность излучения, регистрируемая фотоприемником, определяется выражением [8]

$$\begin{aligned} I = 1/2 I_0 (& F_{11} + F_{12} \cos \delta + F_{13} \sin \delta_1 \sin \delta_2 + \\ & + F_{14} \sin \delta_1 \cos \delta_2 + F_{21} \cos \delta_4 + F_{22} \cos \delta_1 \cos \delta_4 + \\ & + F_{23} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos \delta_4 + F_{24} \sin \delta_1 \cos \delta_2 \cos \delta_4 + \\ & + F_{31} \sin \delta_3 \sin \delta_4 + F_{32} \cos \delta_1 \sin \delta_3 \sin \delta_4 + \\ & + F_{33} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \sin \delta_3 \sin \delta_4 + \\ & + F_{34} \sin \delta_1 \cos \delta_2 \sin \delta_3 \sin \delta_4 - F_{41} \cos \delta_3 \sin \delta_4 - \\ & - F_{42} \cos \delta_1 \cos \delta_3 \sin \delta_4 - \\ & - F_{43} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos \delta_3 \sin \delta_4 - \\ & - F_{44} \sin \delta_1 \cos \delta_2 \cos \delta_3 \sin \delta_4), \end{aligned}$$

где I_0 — интенсивность излучения лазера;

F_{ij} — элементы матрицы рассеяния объекта;

δ_i — фазовая задержка в i -м модуляторе.

Если амплитуды модуляции выбрать так, чтобы $J_0(\delta_{0i}) = 0$ ($i = 1, 2, 3, 4$; $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка), то постоянная составляющая регистрируемого сигнала будет пропорциональна только лишь элементу F_{11} . Переменная составляющая сигнала является суммой тригонометрических функций с частотами

$$k \omega_1 \pm l \omega_2 \pm m \omega_3 \pm n \omega_4, \quad k, l, m, n = 0, 1, 2, 3, \quad (1)$$

и амплитудами, пропорциональными произведению функций Бесселя на матричные элементы F_{ij} . Максимальную из всех амплитуд Фурье-гармоник, соответствующих матричному элемен-

ту F_{ij} , деленную на величину данного элемента, будем в дальнейшем называть весом p_{ij} .

Для того чтобы каждому матричному элементу соответствовала отдельная Фурье-компонента регистрируемого фотоприемником сигнала, комбинации (1) частот модуляции не должны совпадать. Богатый спектр регистрируемого сигнала накладывает весьма жесткие требования на выбор частот модуляции ω_i . Выбранный набор частот ω_i 14,8; 4,4; 1,3; 0,4 кГц обеспечивал точность измерений элементов нормированной на F_{11} матрицы $\sim 10^{-3}$ при спектральном разрешении < 15 Гц.

Чувствительность измерений элементов матрицы $\|F\|$ определялась минимально регистрируемым уровнем мощности излучения, рассеянного в телесный угол, определяемый углом зрения фотоприемника, и составляла $4 \cdot 10^{-14}$ Вт·Гц^{1/2}. Меньшая на порядок чувствительность по сравнению с пороговой чувствительностью ФЭУ обусловлена необходимостью размещения в фокальной плоскости линзы диафрагмы для уменьшения погрешности измерения элементов матрицы рассеяния, связанной с возникновением в модуляторах дополнительного фазового набегания для лучей, распространяющихся под углом к оптической оси поляриметра. Чувствительность регистрации матричных элементов в нашем случае ограничивалась уровнем шумов темнового тока ФЭУ, спектральная плотность которых приблизительно втрое превышала спектральную плотность шумов усилителя.

При фиксированном уровне мощности рассеянного излучения, определяемом коэффициентом рассеяния и концентрацией рассеивателей, чувствительность измерения элементов нормированной матрицы $f_{ij} = F_{ij}/F_{11}$ определяется либо уровнем дробовых шумов, величина которых зависит от интенсивности регистрируемого излучения (случай больших концентраций), либо уровнем шумов темнового тока ФЭУ (случай малых концентраций). При соотношении уровня дробовых шумов, регистрируемых в широкой (100 кГц) полосе, к уровню полезного сигнала, близкому к единице, удастся зарегистрировать матричные элементы f_{ij} , значения которых составляют $0,007/p_{ij}$, где p_{ij} — вес матричного элемента f_{ij} . Значения p_{ij} лежат в диапазоне 0,1—0,86 [8].

Экспериментально определение точности измерений матричных элементов проводилось по измерениям матриц Мюллера тестовых объектов. Такими объектами являлись линейный и круговой поляризаторы, пластина $\lambda/4$, а также проводились измерения в случае отсутствия какого-либо объекта. Оценка точности при регистрации рассеянного излучения проводилась на основе измерения матрицы рассеяния смоделированного в лабораторных условиях облака тумана при угле рассеяния $\beta = 15^\circ$. Точность регистрации, оцениваемая по величине отклонения измерен-

ных значений матричных элементов тест-объектов от соответствующих теоретических значений, составила 5–10 %.

Проводились измерения матриц рассеяния органических порошков: альбумина, белково-витаминных концентратов (паприна, гаприна). Пробы напылялись на предметные стекла после предварительного "отсева" крупных частиц (более 60 мкм). Характерные концентрации анализируемых веществ составляли 1–30 г/м². Для таких значений концентраций рассеяние можно считать однократным. Геометрическая форма частиц различных образцов различна. Наиболее правильной формой обладают частицы паприна (рис. 2), частицы других веществ имеют неправильную форму. Исследуемые образцы имели достаточно широкий спектр размеров (см. рис. 2). Значения d_{ef} для частиц неправильной формы определялись путем замены площади частицы на площадь круга диаметром d_{ef} . При этом средний размер частиц d соответствовал размерному (дифракционному) параметру $X = \pi d / \lambda > 1$.

Значения ненормированного матричного элемента F_{11} определяются концентрацией частиц и рассеивающими свойствами среды. Зависимости F_{11} от угла рассеяния приведены на рис. 3 для образцов различных веществ с одинаковой степенью запыленности, которая определялась как

доля затененной частицами площади лазерного луча. Сравнение этих зависимостей (см. рис. 3) показывает, что при углах рассеяния, больших 3–5°, гаприн сильнее рассеивает излучение по сравнению с другими веществами, а при углах рассеяния больше 30° характерны меньшие значения F_{11} для альбумина. Отметим, что при угле 0° значения F_{11} для альбумина вдвое превышают значения F_{11} для гаприна и в 1,8 раза для паприна. Качественно поведение зависимостей $F_{11}(\beta)$ можно объяснить на основе данных расчетов [4], [10]–[12]. При малых углах рассеяния (0–5°) рассеивающие свойства сферических и несферических частиц одинаковы при прочих равных условиях и значения F_{11} тем больше, чем больше параметр размера. Для образца альбумина характерны несколько большие значения параметра размера из-за большего содержания крупных частиц (см. рис. 2, в), поэтому в этом диапазоне углов его рассеивающие свойства проявляются сильнее. При углах рассеяния 5–25° значения F_{11} для несферических частиц больше и наблюдается тенденция к уравниванию значений F_{11} при увеличении параметра размера X , что объясняет большие значения F_{11} для гаприна и альбумина по сравнению с паприном при углах $\beta < 15^\circ$.

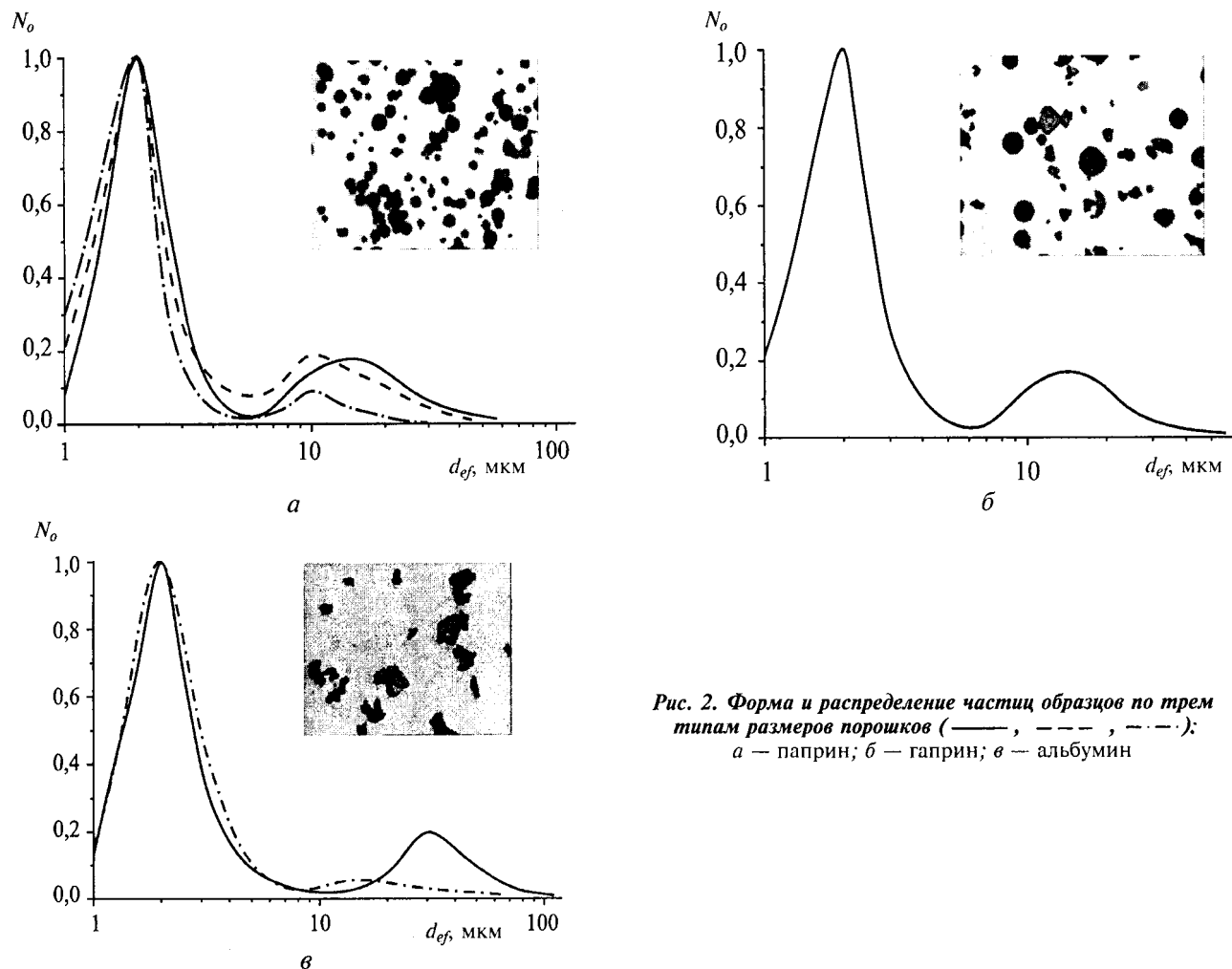


Рис. 2. Форма и распределение частиц образцов по трем типам размеров порошков (—, ---, -.-); а — паприн; б — гаприн; в — альбумин

При углах рассеяния, больших 25° , F_{11} возрастает при переходе от несферических частиц к сферическим и уменьшении параметра размера. Этим обстоятельством можно объяснить уменьшение различий F_{11} для паприна и гаприна и меньшие значения F_{11} для альбумина.

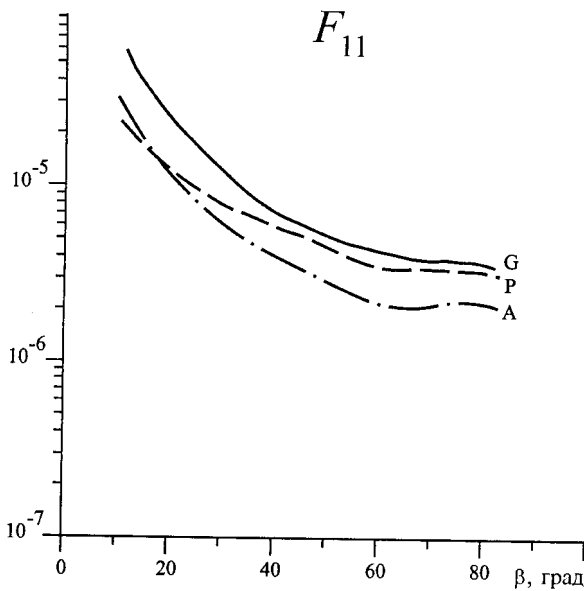


Рис. 3. Зависимости F_{11} от угла рассеяния для образцов паприна (P), гаприна (G), альбумина (A) с распределением частиц образцов по размерам, соответствующим сплошным линиям рис. 2 (а—в)

Элементы матрицы рассеяния, нормированной на элемент F_{11} , не зависят от концентрации частиц до тех пор, пока рассеяние можно считать однократным. На результаты измерений оказывают влияние дисперсность вещества (распределение частиц по размерам и форма частиц), а также неоднородность образца в поперечном сечении лазерного пучка, так как в зондируемой области размером 4 мм при различных положениях образца может содержаться различное количество частиц крупных размеров. На диагональных элементах это проявляется в меньшей степени, чем на недиагональных. Иллюстрацией этого факта являются результаты измерений f_{21} , f_{33} при двух разных положениях образца гаприна, которые показаны на рис. 4. Осцилляции определяются размерным параметром $\pi d/\lambda$ и показателем преломления. Поэтому при сравнении результатов измерений для различных образцов с широким диапазоном разброса частиц по размерам надо усреднять результаты измерений для различных положений образца (в направлении, поперечном лучу лазера) или увеличивать размер освещаемой области. Величина дисперсии при такого рода измерениях будет зависеть от однородности образца. Определение значений матричных элементов проводилось путем усреднения результатов нескольких измерений, соответствующих различным положениям образца.

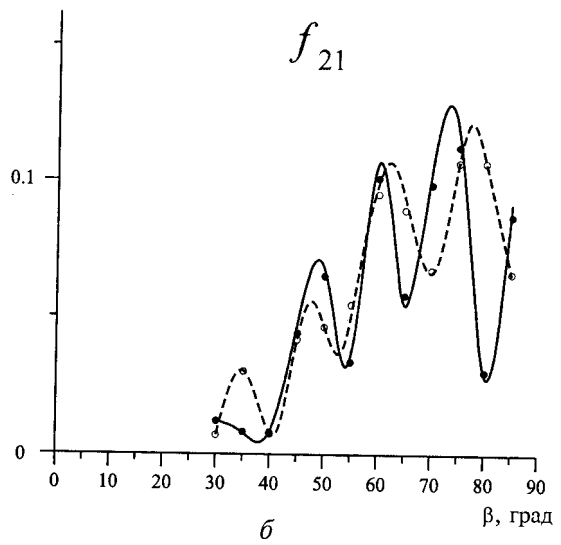
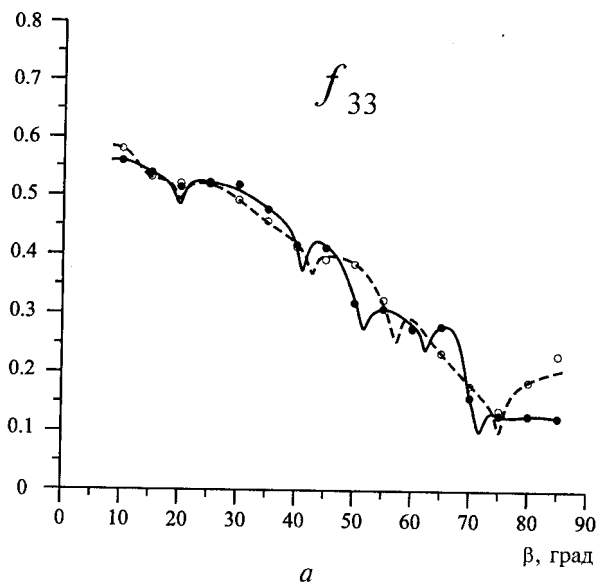


Рис. 4. Угловые зависимости матричных элементов при двух различных положениях образца гаприна (а, б)

Графики угловых зависимостей элемента f_{33} (для других диагональных матричных элементов f_{22} , f_{44} зависимости практически одинаковые) для образцов одного и того же вещества (паприна и альбумина), отличающихся распределением частиц по размерам, показаны на рис. 5. Поведение зависимостей $f_{33}(\beta)$ качественно согласуется с данными расчета соответствующих зависимостей для полидисперсного ансамбля сферических частиц [11]. Возрастание размерного параметра в диапазоне значений 1—50 приводит к уменьшению диагональных матричных элементов f_{22} , f_{33} , f_{44} при углах рассеяния $20-120^\circ$. При дальнейшем увеличении параметра размера до значений 400—500 соотношение между матричными элементами аналогично приведенному на рис. 5, б: при небольших углах рассеяния большие значения f_{33} характерны для распределений с большим значением размерного параметра, при больших углах — наблюдается обратная закономерность.

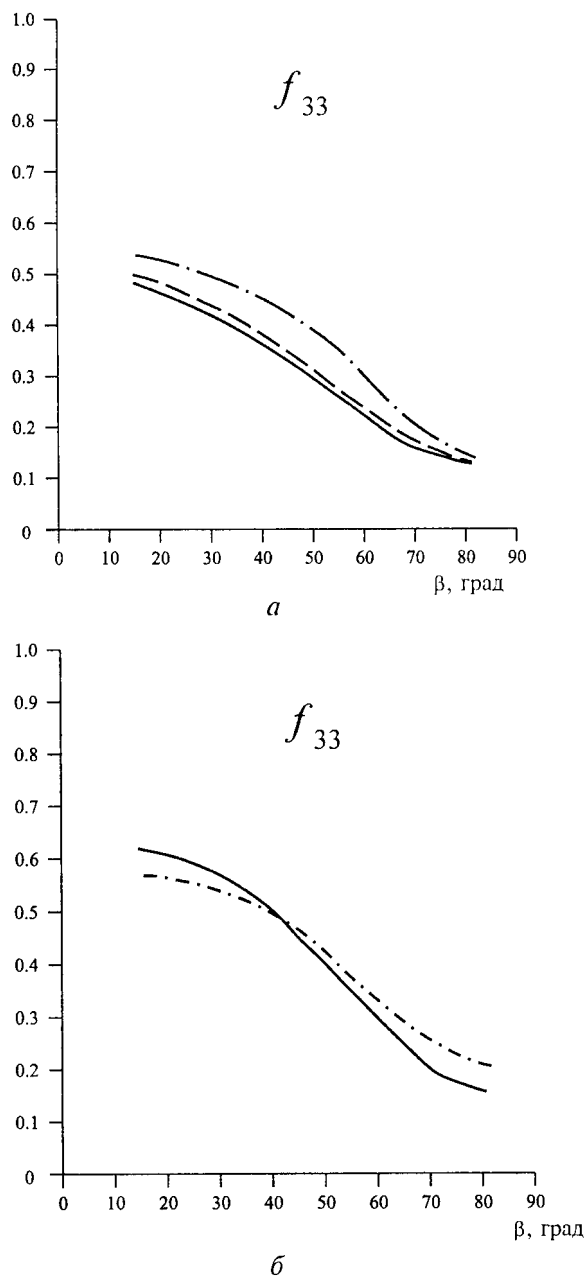


Рис. 5. Угловые зависимости f_{33} паприки (а) и альбумина (б) при различных распределениях частиц по трем типам размеров (см. рис. 2); кривые рис. 5, а соответствуют кривым 2, а; 5, б; 2, в

Зависимости $f_{33}(\beta)$ для образцов различных веществ с одинаковой степенью запыленности приведены на рис. 6, а. Различие значений матричных элементов нельзя объяснить только лишь различиями распределений частиц этих веществ по размерам. Возможными причинами могут быть разные значения комплексного показателя преломления исследуемых веществ, а также разная форма частиц.

На недиагональные элементы, например f_{12} , неоднородность образца влияет сильнее (величина среднеквадратического отклонения больше, при этом значение самого элемента меньше) (см. рис. 6, б). Для других отличных от нуля недиагональных элементов f_{34} , f_{43} , f_{21} ситуация аналогична. Отметим, что в пределах погрешно-

сти измерений значения f_{12} для паприки и гаприна не отличаются, а меньшие значения f_{12} для альбумина при углах, больших 50° , могут быть обусловлены различиями комплексного показателя преломления и формы частиц.

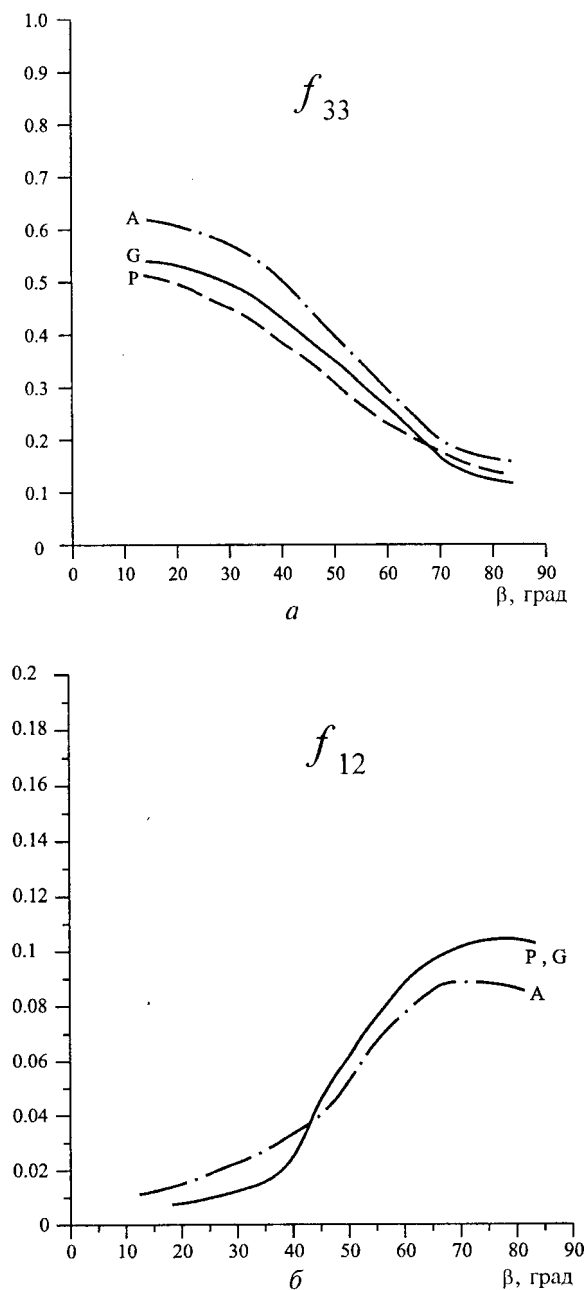


Рис. 6. Угловые зависимости f_{33} и f_{12} для образцов паприки (P), гаприна (G) и альбумина (A) с распределением частиц по размерам, соответствующим сплошным линиям рис. 2 (а—в)

Таким образом, регистрация угловых зависимостей матричных элементов различных веществ позволяет выявить разницу в значениях матричных элементов и тем самым идентифицировать вещества даже в тех случаях, когда они не имеют характерных линий поглощения. Для более детального выявления различий матричных элементов различных веществ необходимо обеспечить одномодальное распределение частиц по размерам и большую однородность образцов.

Литература

1. Hovenier J. W., Volten H., Munoz O., Van der Zande W. J., Waters L. B. F. M.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2003. V. 79—80. P. 741—745.
2. Burt V., Bronk et al.// Biophysical Journal. 1995. V. 69. P. 1170—1177.
3. Petrova E. V., Jockers K., Kiselev N. N.// Icarus. 2000. V. 148. P. 526—536.
4. Mishchenko M. I., Hovenier J. W., Travis L. D. Light Scattering by Nonspherical Particles. Theory, Measurements and Applications. — San Diego, Academic Press, 2000.
5. Kimura H.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2001. V. 70. P. 581—594.
6. Kozan M., Menguc M. P., Manickavasagam S., Saltiel C. Effect of particle shape irregularities on the angular profiles of scattering matrix elements// Proceedings of ASME-2000.
7. Muinonen K., Nousiainen T., Fast P., Lumme K., Peltoniemi J. I.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1996. V. 55. P. 577—601.
8. Thompson R. C., Bottiger J. R., Fry E. S.// Applied Optics. 1980. V. 19. № 8. P. 1323—1332.
9. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. — М.: Мир, 1978.
10. Mishchenko M. I., Travis L. D., Mackowski D. W.// Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1996. V. 55. P. 535—575.
11. Yang P., Bo-Car Gao, Wiscombe W. J., Mishchenko M. I. et al.// Applied Optics. 2002. V. 41. № 15. P. 2740—2759.
12. Mishchenko M. I., Travis L. D.// Light scattering from microstructures/ Под. ред. Moreno F., Gonzales F. — Springer, 2000.

Статья поступила в редакцию 5 июля 2004 г.

Experimental studies of organic powders scattering matrix by laser polarimeter on the wavelength of $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$

E. D. Protsenko, S. N. Chirikov, A. V. Shkirin

Moscow Engineering Physics Institute (State University), Moscow, Russia

Scattering matrix measurements of organic powders by laser polarimeter with operating wavelength $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ are presented. Scattering angular dependences of matrix elements for samples with different particle shape are obtained. The influence of particle size distribution on matrix elements is investigated. These experimental data can be used for development of organic compound detection and characterization instruments.

УДК 621.362+537.323

Расчет термоэлектрической добротности полупроводника для низкотемпературного охладителя

О. И. Марков

Орловский государственный университет, г. Орел, Россия

Рассчитана термоэлектрическая добротность термоэлектрика со слабо вырожденными носителями в зависимости от температуры, концентрации и эффективной массы носителей заряда. Рассмотрен полупроводник со стандартной зоной и рассеянием носителей на акустических фононах. Учитывается температурная зависимость теплопроводности кристаллической решетки.

Вероятные применения термоэлектриков в охлаждающих устройствах определяются теми интервалами температуры, в которых они эксплуатируются. Это требует подбора материалов, обладающих наибольшей эффективностью в данных температурных условиях. Вследствие этого возникает необходимость в оптимизации свойств полупроводника в рабочем интервале температур. Возрастающий интерес к созданию низкотемпературных термоэлектрических охлаждающих устройств в значительной мере ограничен возможностями существующих термоэлектриков. Поэтому в первую очередь необходимо

знать условия достижения максимальной эффективности вещества. В настоящее время разработаны высокоэффективные термоэлектрики для рабочей области комнатных температур. Соответственно, возникает вопрос, как и в каком направлении следует изменить параметры термоэлектрика, чтобы достичь высоких значений термоэлектрической добротности в области низких температур. Несомненно, что эта задача в первую очередь технологическая, однако следует уточнить и основные закономерности, без учета которых невозможен поиск новых термоэлектриков.